ПРОГРАММА
AGENDA

МОЩНАЯ ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРОФИЗИКА

HIGH-POWER PULSED ELECTROPHYSICS



САРОВ • РФЯЦ-ВНИИЭФ

XVI ХАРИТОНОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

ФГУП «РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР –
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ»

МОЩНАЯ ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРОФИЗИКА

Международная конференция
XVI Харитоновские тематические научные чтения

21–25 апреля 2014 года

Сборник докладов

Саров
2016

УДК 537.86
ББК 22.33
М87

М87 **Мощная импульсная электрофизика. Международная конференция XVI Харитоновские тематические научные чтения. 21–25 апреля 2014 года:** Сборник докладов. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016. – 410 с.: ил.

ISBN 978-5-9515-0320-6

Книга содержит доклады, представленные на международной конференции – XVI Харитоновские тематические научные чтения «Мощная импульсная электрофизика» (г. Саров Нижегородской обл., 21–25 апреля 2014 г.).

Доклады отражают современное состояние теоретических и экспериментальных исследований в области магнитной кумуляции и ее применений, мощных лазеров, мощных электрофизических установок, сильноточных ускорителей частиц и источников излучения на их основе, физики плазмы и газовых разрядов, физики конденсированного состояния.

Книга может представлять интерес для широкого круга специалистов в области электрофизики, физики плазмы и физики конденсированного состояния, а также студентов старших курсов соответствующих специальностей.

УДК 537.86
ББК 22.33

Организатор конференции:

ФГУП «Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики»

Председатель оргкомитета:

научный руководитель ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
академик РАН – Р. И. Илькаев

Заместитель председателя оргкомитета:

заместитель директора Института лазерно-физических исследований
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» – А. В. Ивановский

ISBN 978-5-9515-0320-6
© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016

XVI ХАРИТОНОВСКИЕ ТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ

21–25 апреля 2014 г. в Российском федеральном ядерном центре – Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ) были проведены традиционные XVI Харитоновские тематические научные чтения «Мощная импульсная электрофизика». Оргкомитет конференции возглавил научный руководитель РФЯЦ-ВНИИЭФ академик РАН Р. И. Илькаев, заместитель председателя оргкомитета – заместитель директора Института лазерно-физических исследований РФЯЦ-ВНИИЭФ А. В. Ивановский.

Конференция была приурочена к 110-й годовщине со дня рождения Юлия Борисовича Харитона.

Ю. Б. Харитон активно содействовал развитию ряда новых направлений электрофизики. Еще в период создания первой атомной бомбы он оценил возможности импульсной рентгенографии быстропротекающих процессов. В 1954 г. Ю. Б. Харитон поддержал предложение А. И. Павловского о создании ускорителей нового типа – безжелезных бетатронов. Эти ускорители продолжают активно использоваться и совершенствоваться и в настоящее время.

Развитие нового физического направления (исследование и обеспечение радиационной стойкости), неразрывно связанного с деятельностью Ю.Б. Харитона, привело к появлению еще одного направления электрофизической техники – создания линейных индукционных ускорителей – ЛИУ-2, ЛИУ-10, ЛИУ-30.

Ю. Б. Харитон много сделал и для развития принципиально нового раздела электрофизики, основы которого были заложены А. Д. Сахаровым, – взрывной кумуляции магнитного поля и создания мощных взрывомагнитных генераторов. В этой области Россия является мировым лидером.

В конце 60-х гг. по инициативе Ю. Б. Харитона во ВНИИЭФ создано лазерное подразделение, которое возглавил С. М. Кормер. При активной поддержке Ю. Б. Харитона в 1973 г. начались проектирование и разработка фотодиссоционых лазеров, предназначенных для изучения проблемы ЛТС. В 1980 г. создана установка «Искра-4», в 1989 г. – крупнейшая в Европе установка «Искра-5».

На конференции было представлено более 100 докладов. В ее работе приняли участие более 300 ученых из ведущих лабораторий мира.

Тематика конференции охватывала шесть направлений:

– мощные электрофизические установки;
– мощные лазеры;
– магнитная кумуляция и ее применение;
– сильноточные ускорители частиц и источники излучения;
– электрофизические исследования физики конденсированного состояния;
– электрофизические исследования физики плазмы и газового разряда.

Оргкомитет конференции

РОССИЙСКИЕ ОРГАНИЗАЦИИ-УЧАСТНИКИ

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ» им. Е. И. Забабахина, г. Снежинск

ФГБУН Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск

ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Москва, Троицк

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва

Московский государственный технический университет (МГТУ) им. Н. Э. Баумана, г. Москва

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург

ФГБУН Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва

Институт ядерных исследований РАН, г. Москва

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород,

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, г. Казань

Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань,

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва

Саровский физико-технический институт – НИЯУ-МИФИ, г. Саров

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск

ФГУП ВНИИ автоматики им. Н. Л. Духова (ВНИИА), г. Москва

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, г. Москва

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск

ИНОСТРАННЫЕ ОРГАНИЗАЦИИ-УЧАСТНИКИ

Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, China

Научно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета, г. Минск, Беларусь

Секция 1

МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

ВЗРЫВОМАГНИТНАЯ СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ Z - ПИНЧА

С. Г. Гаранин, А. В. Ивановский

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров Нижегородской обл.

Приведена и обоснована схема устройства на базе сверхмощного дискового взрывомагнитного генератора для реализации импульса рентгеновского излучения с энергией, превышающей порог зажигания мишени.

Введение

Для осуществления термоядерного зажигания в схемах с инерционным удержанием необходимо создать высокую плотность энергии. Наиболее подходящими установками для этого являются лазерные установки, на которых достаточно легко реализуются температуры рентгеновского излучения (РИ) $T_r \approx 300$ эВ. При этом достижимый в настоящее время уровень энергии в импульсе РИ составляет ≈ 2 МДж (проводятся исследования на установке NIF в США, заканчивается строительство установки «Мегаджоуль» во Франции, начато строительство установки мегаджоульного уровня в России).

Эксперименты в Сандийских национальных лабораториях США, в ходе которых на установке Z получен импульс РИ длительностью ≈ 5 нс с энергией ≈1,8 МДж [1], показали, что электрофизические установки, способные создавать кратковременный (100–200 нс) импульс тока с амплитудой более 10 МА, могут генерировать мощное РИ. Поскольку у этих установок эффективность использования электрической энергии конденсаторной батареи больше, чем у лазеров, они производят более мощное РИ. Так, энергия в импульсе РИ установки Z близка к энергии в импульсе лазерной установки NIF. Однако на лазерных установках плотность энергии более чем на порядок выше. Поэтому для реализации термоядерного зажигания требуются установки с мощностью на порядок большей Z.

Возможно, наиболее быстрым и экономичным путем реализации условий зажигания на электрофизических установках является использование дисковых взрывомагнитных генераторов (ДВМГ) [2–4], работающих на принципе преобразования энергии взрывчатого вещества (ВВ) в энергию магнитного поля. Возможность создания такой установки рассмотрена в [5]. В работе приведена и обоснована схема устройства на базе сверхмощного ДВМГ, позволяющего превысить порог зажигания по подводимой к мишени энергии РИ в два раза. Рассмотрена возможность поэтапной реализации такой установки: ДВМГ малого класса; ДВМГ среднего класса; сверхмощный ДВМГ.

Условия зажигания мишени.

По существующим представлениям для достижения порога зажигания мишени необходимо создание двумя Z – пинчами РИ с уровнем энергетики $2 \cdot E_0 = 20$ МДж (по $E_0 = 10$ МДж в каждом) за время ≤ 5 нс [6]. Для создания такого РИ необходимо реализовать имплозию Z – пинча током 65 МА за время ~ 100 нс. В России начато строительство мощной электрофизической установки «Байкал» на базе конденсаторной батареи с энергоемкостью ≈ 50 МДж. На установке планируется осуществлять имплозию Z-пинча током до 50 МА за время ≈ 150 нс с энергией импульса РИ до 10 МДж.

Схема установки на базе ДВМГ

Схема установки для реализации зажигания приведена на рис. 1. В табл. 1 приведены параметры ДВМГ (D и m – диаметр и масса ВВ дискового элемента; L_0 – начальная индуктивность на один дисковый элемент; I_0 – начальный ток; E_{EMG} – энергия магнитного поля, генерируемая одним дисковым элементом; τ_{ef} – эффективное время компрессии потока).

На практике применяют ДВМГ в составе до 30 дисковых элементов – общая энергия генерируемого магнитного поля может достичь 1,2 ГДж за время 12 мкс.

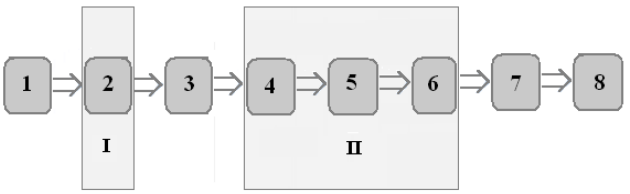


Рис. 1. Схема установки: 1 – ДВМГ; 2, 4 – обострители тока; 3 – индуктивный накопитель; 5 – проходной изолятор; 6 – вакуумный разрядник; 7 – вакуумная волновая линия; 8 – Z-пинч; I, II – первый и второй каскады обострения тока

Таблица 1

Параметры ДВМГ [5]

	D, м	m, кг	L_0, нГн	I_0, МА	E_{EMG}, МДж	τ_{ef}, мкс
ДВМГ малого класса	0,25	0,9	6	6,5	0,8	4,0
ДВМГ среднего класса	0,40	3,3	12	7,0	3,0	6,5
Сверхмощный ДВМГ	1,0	36	24	14	40	12

При коммутации тока из индуктивного накопителя в индуктивную нагрузку передается 1/4 запасенной энергии (ток делится пополам). При использовании 30-элементного сверхмощного ДВМГ после прохождения двух каскадов происходит обострение тока на порядок, в результате чего к Z-пинчу подводится электромагнитная энергия $E_n \approx 75$ МДж за время ≈ 100 нс. При индуктивности подвода энергии к Z-пинчу $L_n \approx 15$ нГн ток составит $I_n \approx 100$ МА ($E = I^2/2$).

Для подвода энергии ДВМГ к нагрузке за время ≈ 1 мкс применяют электровзрывные фольговые размыкатели тока (ФРТ) *2* (см. рис. 1). В качестве материала фольги используют медь. Параметры тока определяют из расчетов в одномерном МГД-приближении [7]. Хорошее согласие результатов расчетов и экспериментальных данных наблюдается при проводимости $\sigma(\rho, \varepsilon)$ и уравнения состояния меди $p(\rho, \varepsilon)$ из работы [8] и уравнений состояния лавсановой изоляции в форме Ми – Грюнайзена [9].

Применение классической схемы ФРТ с фольгой, расположенной вдоль цилиндрической поверхности, во втором каскаде обострения тока (см. рис. 1) невозможно. Для получения тока $I_n \approx 100$ МА в Z-пинчевой нагрузке $L_n \approx 10$ нГн за время $t \approx 100$ нс необходимо напряжение $V_n \approx 10$ МВ. При существующих технологиях удержание такого напряжения в классической схеме ФРТ возможно при индуктивности волновой линии над фольгой ≥ 100 нГн, что заметно превосходит предполагаемую индуктивность Z-пинча. В работе [10] для получения напряжений в нагрузке ~ 10 МВ предложено использовать малоиндуктивный электровзрывной размыкатель тока в виде змейки [11]. Для змейки из n звеньев индуктивность уменьшается в $2n$ раз. Таким образом, в описанных условиях при $n = 20$ индуктивность составит ~ 2,5 нГн.

Проходные изоляторы *5* (см. рис. 1) широко применяются в электрофизических установках при формировании импульсов тока в нагрузке с временем нарастания ~ 100 нс («Ангара», PTS, Z и т.д.). Существующие технологии позволяют обеспечить электропрочность на уровне 8–9 МВ/м при индуктивности изолятора, составляющей несколько наногенри.

Для формирования импульсов тока длительностью ~ 100 нс необходима развязка цепи источника и нагрузки на стадии электровзрыва [10]. С этой целью во втором каскаде обострения тока используют вакуумный разрядник *6* (см. рис. 1). Вакуумные малоиндуктивные разрядники для коммутации тока при за время $t < 10$ нс, разработаны по программе «Байкал» [12].

Возможность подвода электромагнитной энергии к Z-пинчу по вакуумной волновой линии *7* (см. рис. 1) при плотности тока ≈ 700 МА/м показана в [13].

Первый каскад обострения тока.

Схема представлена на рис. 2. Начальный ток в контуре ДВМГ создается спиральным ВМГ. Все заряды ВВ дисковых элементов в ДВМГ инициируются одновременно. Под действием продуктов взрыва соседние диски схлопываются, выводя магнитный поток в волновую линию. В результате нарастания тока происходят электровзрыв фольги и срабатывание взрывного ключа К. При этом магнитная энергия поступает в индуктивный накопитель.

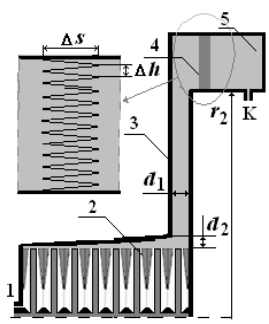


Рис. 2. Схема первого каскада обострения тока: 1 - спиральный ВМГ; 2 – ДВМГ, включающий 30 элементов; 3 – волновая линия; 4 – фольга в виде змейки; 5 – индуктивный накопитель; К – взрывной замыкающий ключ

Существующие технологии позволяют реализовать электровзрывной размыкатель в виде змейки с отношение ширины звена Δs к его высоте Δh, равным 5, и отношением длины фольги к общей высоте змейки, равным 10.

При проведении расчетов считалось, что индуктивности L_W и L_{ind} волновой линии и индуктивного накопителя для всех классов ДВМГ составляют 10 и 15 нГн, соответственно. Длина ℓ_f и толщина фольги δ варьировались.

Анализ результатов расчетов показал, что при всех длинах фольги ℓ_f максимальные ток в индуктивном накопителе и напряжение на фольге реализуются при δ = 40 мкм. Эта толщина фольги является оптимальной.

В табл. 2 приведены максимальные значения напряжения на фольге $V_{\max}$, тока в индуктивном накопителе $I_{\max}$ и длины фольги $\ell_{\max}$ для 30-элементных ДВМГ.

Таблица 2

Максимальные значения напряжения, тока и длины фольги для различных классов ДВМГ

	ℓ_{max}, м	V_{max}, МВ	I_{max}, МА
ДВМГ малого класса	1,0	0,40	22
ДВМГ среднего класса	2,4	0,96	59
Сверхмощный ДВМГ	8,0	2,80	370

Следует отметить, что принятая при проведении расчетов индуктивность волновой линии L_W = 10 нГн обеспечивается путем подбора толщин d_1 и d_2 (см. рис. 2). При этом максимальная напряженность электрического поля в диэлектрике волновой линии не превышает 50 кВ/мм для ДВМГ малого класса и 100 кВ/мм для ДВМГ среднего класса и сверхмощного ДВМГ.

Второй каскад обострения тока.

Расчетная оптимизация параметров фольги для ДВМГ малого класса проводилась при работе источника тока на индуктивную нагрузку L_V=10 нГн. Сопротивление вакуумного разрядника R_{dich} считалось бесконечным и принималось равным нулю при достижении напряжением пробойного значения V_{br}, которое выбиралось из следующих соображений. Ток Z-пинча I_p оценивается из $I_p \sim I_{ind} \cdot L_{ind}/(L_{ind}+L_V) \approx 12$ МА. Для переброса такого тока в нагрузку за время $\Delta t \approx 100$ нс необходим разрядник с $V_{br} \sim L_V \cdot I_p/\Delta t \approx 1{,}2$ MV.

Анализ расчетов показал, что максимальное напряжение ≈ 1,5 МВ и минимальное время нарастания тока реализуются при ℓ_f = 2,5 м и δ = 8 мкм.

Второй каскад целесообразно строить по модульному принципу (рис. 3).

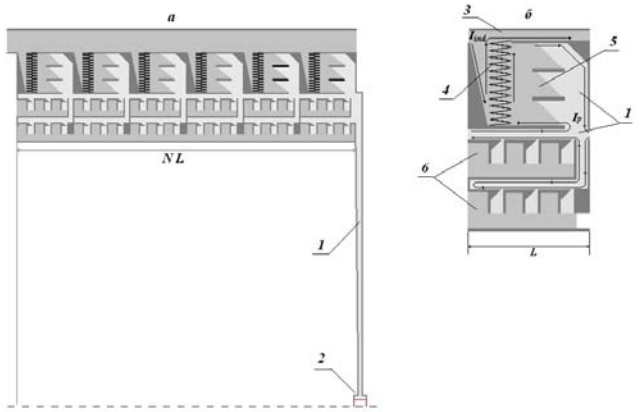


Рис. 3. Схема второго каскада обострения тока: а – каскад; б – модуль каскада; 1 – вакуумная волновая линия, 2 – Z-пинч, 3 – индуктивный накопитель, 4 – электровзрывной размыкатель тока, 5 – проходной изолятор, 6 – вакуумный разрядник, стрелки – направление тока

Каждый модуль содержит обостритель тока в виде змейки, проходной изолятор, вакуумные разрядники и рассчитан на напряжение ≈ 1,5 МВ. При этом напряженность электрического поля по поверхности проходного изолятора ≤6 кВ/мм, напряженность пробойного поля вакуумного разрядника ~1,2 МВ. Будем считать, что ширина зазора подводящей энергию к Z –пинчу волновой линии уменьшается с 10 мм до 5 мм.

Для указанных параметров в табл. 3 приведены значения индуктивности одного модуля обострения тока L_1 и волновой линии для подвода энергии к Z- пинчу L_z при различных радиусах r_2 размещения фольги. Полная индуктивность подвода энергии к Z–пинчу определяется из $L_V = N \cdot L_1 + Lz$. Для ДВМГ малого класса N=1, r_2=0,5 м.

Таблица 3

Индуктивность одного модуля обострения тока и вакуумной волновой линии в зависимости от радиуса размещения фольга

r_2, м	L_1 , нГн	L_z , нГн
0,5	5,2	5,2
0,8	3,6	5,7
3,0	1,1	7,1

Таблица 4

Оптимальные толщины фольги δ и количество модулей

ДВМГ	δ, мкм	*N**
ДВМГ малого класса	8	1
ДВМГ среднего класса	15	4
сверхмощный ДВМГ	20	10

В табл. 4 приведены полученные в расчетах оптимальные толщины фольги δ, обеспечивающие максимальные напряжения на втором каскаде обострения тока, а также количество модулей *N**, необходимое для достижения этого напряжения.

Имплозия Z-пинча.

При проведении расчетов индуктивность Z-пинча определялась из $L_p(t) = \frac{\mu_0 z_0}{2\pi} \cdot \ln \frac{r_0}{r(t)}$. Здесь z_0 = 20 мм, r_0 = 15 мм – высота и начальный радиус Z-пинча; $r(t)$ – текущий радиус, определяемый из уравнений $\frac{dr}{dt} = v$, $\frac{dv}{dt} = -\frac{\mu_0 z_0}{4\pi} \cdot \frac{I_p^2}{m_Z r}$, где m_Z – масса Z-пинча. Начальные условия имеют вид $r\,|_{t=0} = r_0$, $v\,|_{t=0} = 0$.

Расчеты проводились до момента времени имплозии Z-пинча в десять раз. В расчетах варьировались количество модулей второго каскада обострения тока *N* и масса Z-пинча m_Z. При малых массах Z-пинча мала кинетическая энергия, при больших массах – скорость, а следовательно, и эффективность преобразования кинетической энергии Z-пинча в энергию рентгеновского излучения. Считалось, что масса m_Z оптимальна, если время имплозии составляет порядка 100 нс.

На рис. 4 представлены зависимости токов и напряжения на обострителе тока в виде змейки от времени для ДВМГ среднего класса при N = 4 и массе Z-пинча m_Z = 14,5 мг, обеспечивающей оптимальные условия имплозии. Время имплозии составило ≈ 120 нс, кинетическая энергия Z-пинча ≈ 2,6 МДж.

В табл. 5 приведены значения тока I_p и кинетической энергии E_k при имплозии Z-пинчей в оптимальных условиях в зависимости от количества модулей *N*. Параметры источника тока на базе ДВМГ малого класса аналогичны параметрам установки PTS, на базе ДВМГ среднего класса – параметрам установки Z. Источник тока на базе сверхмощного ДВМГ способен осуществить имплозию Z-пинча при токе 90 МА за время ≈100 нс, при этом энергия РИ в два раза больше необходимой для достижения порога зажигания мишени.

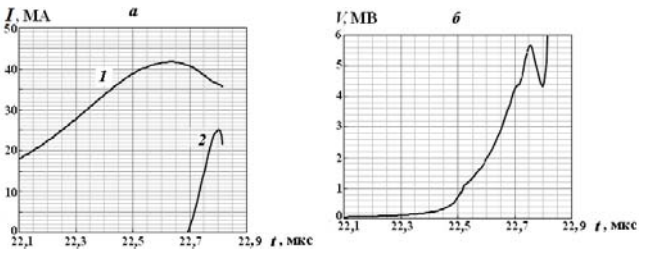


Рис. 4. Зависимости токов (*а*) и напряжения (б) на обострителе тока в виде змейки от времени для ДВМГ среднего класса при N = 4, m_Z = 14,5 мг

Таблица 5

Значения тока и кинетической энергии при имплозии Z-пинча

N	ДВМГ малого класса		ДВМГ среднего класса		Сверхмощный ДВМГ	
	I_p, МА	E_k, МДж	I_p, МА	E_k, МДж	I_p, МА	E_k, МДж
1	10	0,36	16	1,0	18	1,0
2	-	-	21	1,8	32	3,5
3	-	-	24	2,3	42	7,0
4	-	-	26	2,7	50	10,0
5	-	-	27	3,0	57	13,0
6	-	-	-	-	63	16,0
8	-	-	-	-	72	21,0
10	-	-	-	-	79	25,0
12	-	-	-	-	84	28,0
14	-	-	-	-	90	33,0

Заключение

Показана возможность имплозии Z-пинча током 90 МА за время ≈ 120 нс с применением сверхмощных ДВМГ. Энергия РИ ≈ 40 МДж в два раза превысит необходимую для достижения порога зажигания мишени.

Предлагаемую взрывную установку целесообразно реализовывать параллельно созданию установки «Байкал». Многократное повторение лабораторных пусков на электрофизических установках «Ангара» (Россия), PTS (Китай), Z (США), «Байкал» (Россия), а также на лазерных установках позволит тщательно подготовить полигонные эксперименты со сверхмощными ДВМГ.

Технологию формирования импульсов тока с временем нарастания ≈ 100 нс можно разработать поэтапно с использованием ДВМГ малого класса (ток ≈ 10 МА) и ДВМГ среднего класса (ток ≈ 25 МА).

Список литературы

1. Desjarlais M. P., Marder B. M. Theory of wire number scaling in wire-array Z-pinches // Phys. Plasmas. 1999. V. 6, N 5, P. 2057–2064.

2. Chernyshev V. K., Demidov V. A., Grinevich B. Ye., et all. Fast-operating disk EMG using planar disks // Proc. of the 6th Megagauss magnetic field generation and pulsed power application (MG-VI). N. Y.: Nova Sci. Publ., Albuquerque. November 8–11. 1994. P.547–556.

3. Chernyshev V. K., Vakhrushev V. V., Shpagin V. I., et all. Small class (∅250 mm) disk EMG testing results // Proc. of the 28th IEEE Intern. conf. on plasma science and 13th IEEE Intern. pulsed power conf. IEEE, Las Vegas. June17–22. 2001. P. 971–973.

4. Чернышев В. К., Вахрушев В. В., Мамышев В. И. Обоснование возможности создания нового (второго) поколения сверхмощных взрывомагнитных источников энергии дискового типа с коэффициентом полезного действия вдвое превышающим достигнутый уровень // Гидродинамика высоких плотностей энергии. Новосибирск.: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2004. С. 224–228.

5. Garanin S. G., Ivanovsky A. V., Mkhitariyan L. S. An ICE system based on Z-pinch radiation produced by an explosive magnetic generator // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. 103010.

6. Vesey R. A., Herrmann M. C., Lemke R. M., et al. Target design for high fusion yield with the double Z-pinch- driven hohlraum // Physics of Plasmas. 2007. V. 14. N 4, 056302.

7. Буйко А. М., Данов В. М., Мамышев В. И. и др. Методика численного моделирования дисковых взрывомагнитных генераторов с электровзрывным обострителем тока и лайнерной нагрузкой // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1995. Вып. 4. С. 12–17.

8. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. Магнитогидродинамический расчёт взрывающихся проводников // Журн. техн. физики. 1976. Т. 46, в.9. С. 1963–1969.

9. Физика взрыва / Под ред. Ю. П. Орленко. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.

10. Ивановский А. В. Взрывной источник тока PW-мощности – миф или реальность? // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров.: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2013. Вып. 18. С. 236–246.

11. Chernyshev V. K., Kucherov A. I., Mezhevov A. I., et al. Electroexplosive Foil 500 kV current opening switch characteristics research // Proc. 11th IEEE Intern. Pulsed power conf., Baltimore.: Naval Research Laboratory. Baltimore June 29-July 2. 1997. P. 1208–1212.

12. Долгачёв Г. И., Масленников Д. Д., Ушаков А. Г. и др. Исследование электрической прочности вакуумного промежутка при пробое в неоднородном электрическом поле для коммутации мощных импульсов // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 2. С. 1–11.

13. Данько С. А. Особенности динамики плазмы и генерация рентгеновского излучения в экспериментах с мегаамперными z-пинчами: Дис. д-ра физ.-мат. наук. М., 2012.

14. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. Магнитогидродинамический расчёт взрывающихся проводников // Журн. техн. физики. 1976. Т. 46, в.9. С. 1963–1969.

15. Физика взрыва / Под ред. Ю. П. Орленко. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.

16. Ивановский А. В. Взрывной источник тока PW-мощности – миф или реальность? // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров.: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2013. Вып. 18. С. 236–246.

17. Chernyshev V. K., Kucherov A. I., Mezhevov A. I., et al. Electroexplosive Foil 500 kV current opening switch characteristics research // Proc. 11th IEEE Intern. Pulsed power conf., Baltimore.: Naval Research Laboratory. Baltimore June 29-July 2. 1997. P. 1208-1212.

18. Долгачёв Г. И., Масленников Д. Д., Ушаков А. Г. и др. Исследование электрической прочности вакуумного промежутка при пробое в неоднородном электрическом поле для коммутации мощных импульсов //Приборы и техника эксперимента. 2007. № 2. С. 1–11.

ПРОЕКТ ГЕНЕРАТОРА ТОКА ТЕРМОЯДЕРНОГО КОМПЛЕКСА «БАЙКАЛ»

Е. В. Грабовский

ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Троицк, Московская обл.

Представлен проект генератора тока с запасаемой энергией в емкостных накопителях ~50 МДж, вырабатывающего в нагрузке импульс тока до 50 МА с фронтом 150 нс. Формирование происходит в одиночных водяных формирующих и трансформирующих линиях. Генератор входит в состав термоядерного комплекса «Байкал», предназначенного для проведения исследований, направленных на зажигание термоядерной реакции в мишени, обжимаемой мягким рентгеновским излучением, которое генерируется плазмой плотного Z-пинча. Работы проводятся в рамках Федеральной целевой программы «Ядерные энерготехнологии нового поколения на период 2010 – 2015 годов и на перспективу до 2020 года».

Термоядерный комплекс «Байкал» размещается в существующем реконструируемом здании. Комплекс предназначен для создания источника теплового рентгеновского излучения с мощностью до 300–500 ТВт. Полный ресурс экспериментов установки «Байкал» рассчитан на 1000 пусков за 20 лет. Количество пусков в год – 50. Граница санитарно-защитной зоны проходит по периметру территории ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ».

В результате термоядерной реакции возникает импульсное нейтронное излучение, под действием которого активируются оборудование, строительные конструкции, воздух и вода, образуются радиоактивные отходы. Вход в камеру Байкала после полноценного тритиевого эксперимента с нейтронным выходом 10^{19} возможен через неделю, обслуживание наружного оборудования камеры – через несколько часов после пуска.

При реконструкции здания 220 в монтажном зале предусмотрено строительство радиационно-защитных бетонных стен и покрытия, которые обеспечат радиационную безопасность персонала комплекса «Байкал».

Основные области применения таких источников:

– зажигание термоядерных мишеней, организация термоядерного микровзрыва с энерговыделением до 100÷300 МДж для создания на следующем этапе энергетического термоядерного реактора с инерционным удержанием плазмы, проведение экспериментов по горению термоядерного горючего, а также по взаимодействию сопровождающих микровзрыв излучений с веществами и устройствами;

– проведение фундаментальных исследований в области физики высоких плотностей энергии, индуцированных сверхмощными потоками рентгеновского излучения, исследование уравнений состояния вещества при экстремальных параметрах, исследование фазовых превращений вещества и свойств вещества в сверхсильных магнитных полях.

Установка сооружается по ФЦП ЯЭТНП, разработку генератора ведет ФГУП НИИЭФА, тритиевой системы ВНИИНМ, проектирование ГСПИ, научное руководство ГНЦ РФ ТРИНИТИ. «Байкал» имеет следующие характеристики:

– ток в нагрузке – 50 МА;

– длительность импульса тока в фазе сжатия лайнерной нагрузки – 150 нс;

– мощность электрического импульса на входе в вакуумную камеру – 120 ТВт;

– энергия мягкого рентгеновского излучения – 10 МДж;

– длительность импульса излучения – ~10 нс;

– метод генерации мягкого рентгеновского излучения (МРИ) – сжатие плазменных оболочек;

– количество пусков в год – 50;

– время работы установки – 20 лет.

Комплекс «Байкал» состоит из:

– генератора тока;

– системы высоковольтного питания;

– системы высоковольтной коммутации;

– информационно-управляющей системы;

– системы регистрации измеряемых параметров;

и технологических систем: маслоподготовки, водоподготовки, подачи элегаза и азота, вакуумирования камеры, радиационного контроля, подготовки и контроля мишеней;

Генератор «Байкал» размещается в здании 220 в монтажном зале размерами 51×42,6 м, высотой ~24 м до низа ферм покрытия,

Реконструкции здания для размещения комплекса «Байкал» в осях предусматривает увеличение объема экспериментального зала за счет переноса стены на 12 м, возведение по периметру зала защитных железобетонных стен толщиной 1,6 м, а также устройства нового монолитного железобетонной крыши трехслойной конструкции с внутренним заполнением плитами из борированного полиэтилена; сооружение приямка 10×10 м и глубиной 4 м, пристройка одноэтажного блока водоподготовки с хранилищем на 2000 т, вентиляционной трубы высотой 70 м, подземного маслохранилища на 700 т.

Схема расположения генератора Байкал в зале показана на рис. 1.

В проекте генератора тока использованы идеи, предложенные в [1]. Проект генератора разработан НИИЭФА и ТРИНИТИ [2]. Строительная часть разработана ГСПИ. Тритиевая технология – ВНИИНМ. Общий вид генератора тока показан на рис. 2.

Конструктивно генератор состоит из 24-х одинаковых модулей, каждый из которых включает в себя 6 секций генератора импульсных напряжений (ГИН) в общем баке, 12 водяных коаксиальных одинарных формирующих линий (отсек ФЛ), 12 баков с коммутаторами (отсек коммутаторов) и трансформирующую передающую линию. Она разделена по длине на отсек из 3-х наклонных

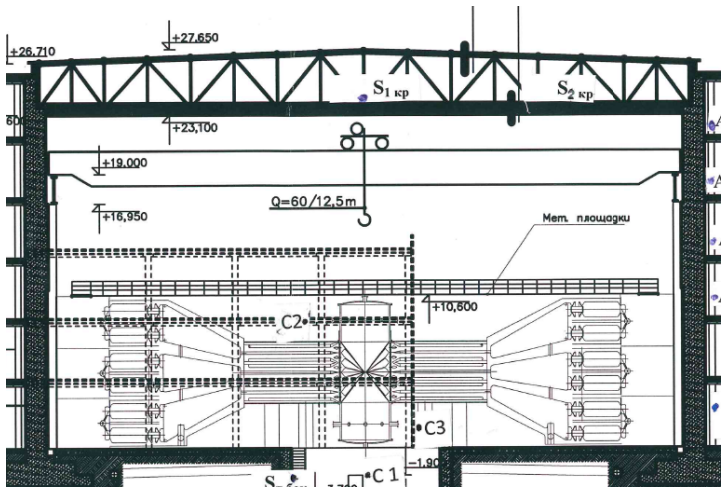


Рис. 1. Схема расположения генератора Байкал в экспериментальном зале

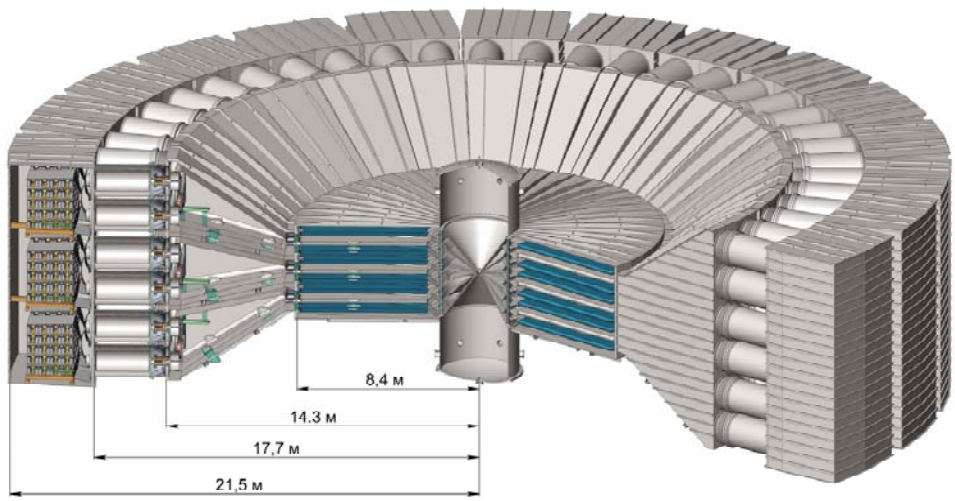


Рис. 2. Общий вид генератора тока комплекса «Байкал» (разрез)

передающих линий (ПЛ1) и 3 плоских триплета, погруженных в общий бассейн с водой (ПЛ2). Электроды триплетов ПЛ2 всех модулей присоединяются к электродам дисковой линии (ДЛ), периферийная часть которой находится в воде, а внутренняя – в вакуумной камере (ВК). Электроды ДЛ соединяются внутри ВК с электродами магнитоизолированных вакуумных линий (МИВЛ), по которым электрическая энергия доставляется к нагрузке.

Диаметр генератора тока 43 м, максимальная высота 10,5 м.

Расчеты показали, что для обеспечения заданной амплитуды тока в нагрузке ~50 МА суммарная индуктивность вакуумной части должна быть не более 12 нГн. Это потребовало увеличения числа МИВЛ в ВК с 4 до 6 по сравнению с [1]. Вследствие этого каждый модуль разделен по высоте на три канала накопления и транспортировки энергии. Каналы коммутируются и синхронизируются независимо друг от друга, что позволяет сложить импульсы на нагрузке оптимальным образом, в том числе и при расположении нагрузки выше верхнего уровня изолятора ВК.

При ограниченном техническими требованиями диаметре генератора начальная ширина ПЛ1 превышает ее длину, поэтому разделение по высоте ПЛ1 на отдельные линии приводит к меньшему искажению формы импульса и повышает эффективность передачи энергии по ней вследствие ослабления влияния распространения волн в поперечном направлении.

В качестве первичных накопителей энергии в проекте генератора тока комплекса «Байкал» использованы 24 генератора импульсного напряжения, собранных по схеме Маркса с биполярной схемой зарядки конденсаторов (ГИН). Выбранная схема позволяет ограничить выходное напряжения ГИН на уровне 3 МВ, что существенно облегчает требования к основному коммутатору. Соответственно, при величине полной запасаемой энергии 48,6 МДж емкость в ударе ГИН каждого модуля 450 нФ. Для сокращения времени воздействия высоковольтного импульса напряжения на изоляцию ФЛ при ее зарядке разработана малоиндуктивная компоновка ГИН (рис. 3), достигаемая за счет применения узкопрофильных малоиндуктивных энергоемких с габаритами 455×155×375 мм^3, малогабаритных трехэлектродных разрядников диаметром 180 мм и длиной 190 мм, а также компоновкой этажей ГИН с обратными шинопроводами. Расчетная величина суммарной индуктивности цепи ГИН – ФЛ модуля не превышает 0,5 мкГн. Длина ГИН в радиальном направлении – 2,1 м.

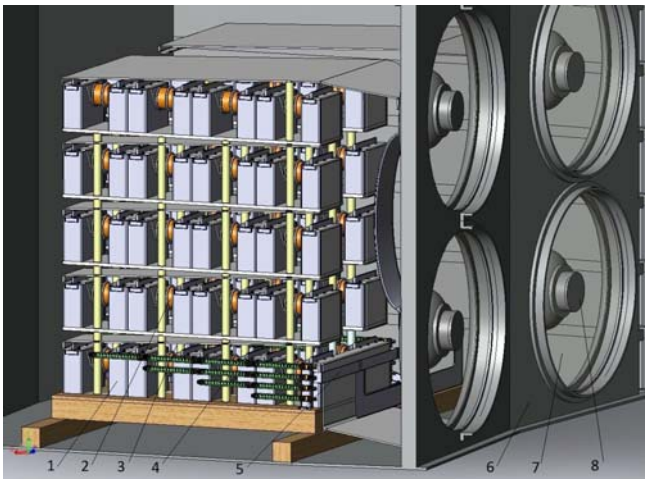


Рис. 3. Две секции ГМ модуля в нижнем отсеке бака ГМ: 1 – конденсатор; 2 – разрядник; 3 – обратный шинопровод; 4 – резистры запуска; 5 – передающая линия цепи запуска; 6 – бак; 7 – диафрагма; 8 – высоковольтный ввод

ГИН состоит из 6 секций, расположенных попарно в трех по высоте отсеках общего бака, разделенных заземленными экранами. Каждая секция включает в себя 2 параллельные ветви, состоящие из 20 ступеней, размещенных группами на 5 этажах. Обратные шинопроводы выполняют роль градиентных электродов.

Длина секции ГИН равна 2,1 м (8 конденсаторов и 4 разрядника), ширина – 1,3 м, высота – 2,8 м. Между ветвями секции установлены необслуживаемые резисторы, входящие в состав цепей зарядки ГИН и запуска разрядников. Секции устанавливаются в бак на частично разборную клетку из пластин дельта-древесины высотой ~150 мм.

Ступень состоит из двух разнополярно заряжаемых конденсаторов и разрядника. Емкость каждого конденсатора – 1,5 мкФ, напряжение зарядки ±75 кВ. Таким образом, после включения разрядников напряжение ступени равно 150 кВ, максимальное выходное напряжение ГИН – 3,0 МВ. Разрядник наполнен газовой рабочей смесью (10 % SF6 + 90 % N2) под давлением до 1 ати.

Запуск четырех ветвей ГИН, расположенных в одном отсеке, осуществляется подачей импульса на пусковые электроды первых четырех разрядников ветви от общего генератора пусковых импульсов (ГПИ). Рабочее напряжение ГПИ принято равным 200 кВ. При фронте около 10 нс скорость нарастания напряжения на межэлектродных промежутках разрядников ГИН достаточна для коммутации каждого из них за время менее 10 нс.

Благодаря тому, что один ГПИ запускает только одну пару секций ГИН, расположенных в

одном отсеке, появляется возможность регулировать момент включения каждой пары секций ГИН всех модулей. Тем самым, включая средние секции с некоторой задержкой относительно крайних и запуская с той же задержкой коммутаторы четырех средних ФЛ, можно компенсировать разницу во времени пробега волн у центрального и крайних электродов ПЛ1, связанную с разницей их длин (около 0.6 м) и МИВЛ при различной компоновке нагрузки в вакуумной камере.

Бак ГИН модуля заполнен трансформаторным маслом. Расстояние между секциями и до стенок бака 0,6 м. Высота баков 10,5 м выбирается из условия размещения трех секций ГИН при обеспечении электрической прочности изоляции между секциями и между верхней секцией и крышкой бака.

После монтажа всех 24-х баков их внутренние по радиусам стенки образуют 48-угольник, в стенках которого по вертикали установлены диафрагмы из оргстекла или другого пластика диаметром 1,6 м, толщиной 0,1 м – по 6 в каждой стенке, обеспечивающие вывод напряжения из ГИН на электроды ФЛ. Они разделяют изоляционные среды ГИН (масло) и ФЛ (вода). Угол между осями диафрагм – 7,50.

Формирование и передача электромагнитного импульса к дисковой линии вакуумной камеры происходит в формирующих и трансформирующих передающих линиях.

В качестве формирующего элемента в каждом модуле служат две линейки из шести одинарных коаксиальных линий, параллельно подключенных к выходу ГИН (рис. 2). При одинаковой длине энергоемкость коаксиальной ФЛ выше, чем у полосковой. Предпочтительнее она и перед ДФЛ, т.к. при большой емкости ДФЛ ограничение по длительности ее зарядки требует уменьшения величины зарядной индуктивности, что приводит к существенным потерям энергии в режиме разрядки. Важным преимуществом является также простота конструкции одинарных коаксиальных линий.

Внешний диаметр каждой из 12 коаксиальных линий модуля равен – 1,5 м, длина – 2,4 м. Их волновое сопротивление равно Z = 2,4 Ом. Суммарная емкость ФЛ составляет С = 360 нФ, что на 20 % меньше емкости ГИН. Такое рассогласование выбрано после оптимизации всей цепи передачи энергии в нагрузку. Короткое время зарядки ФЛ от ГИН (~0,9 мкс) обеспечивает надежную работу изоляции ФЛ. Расчетная вероятность пробоя водяной изоляции в комплекте из 288 коаксиальных линий генератора тока в рабочем режиме равна $P \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

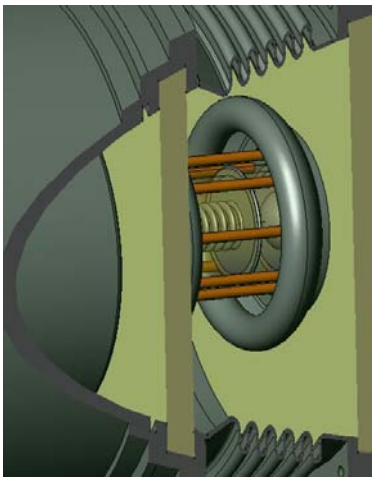


Рис. 4. Коммутатор в баке

Для коммутации ФЛ в каждом модуле используются 12 газовых многозазорных коммутаторов с рабочим напряжением до 3 МВ и током до 380 кА. Коммутаторы располагаются в двух линейках из шести установленных по вертикали баках, заполняемых маслом. Баки ФЛ, коммутаторов и ПЛ1 разделены изоляционными диафрагмами.

Цилиндрическая часть бака коммутатора – сильфон (рис. 4). Внутри него для уменьшения индуктивности располагаются закрепленные на фланцах изогнутые обратные токопроводы. Такая конструкция позволяет осуществить осевую и угловую развязки узлов генератора тока, а также производить замену диафрагм после сжатия и демонтажа бака коммутатора.

Электрод с узлом запуска установлен со стороны ПЛ1. Узел запуска располагается в основном внутри высоковольтного электрода ПЛ1 и через отверстие в диафрагме присоединяется к аноду коммутатора. Для управления коммутатором используется триггерный запуск первого зазора. С этой целью внутри каждого из трех высоковольтных электродов ПЛ1 модуля устанавливается малогабаритный запускающий генератор, управляющий запуском четырех коммутаторов, подсоединенных к электроду ПЛ1.

Габариты ПЛ1 обеспечивают после слива масла и воды обслуживание коммутаторов.

После срабатывания коммутаторов импульс напряжения последовательно трансформируется в неоднородных передающих линиях

На рис. 5 показана ПЛ1 модуля в составе трех неоднородных коаксиальных прямоугольных линий, внешние электроды которых образованы боковыми стенками бака ПЛ1 (на рисунке не показаны), его дном и крышкой, а также двумя внутренними полками-стяжками. Внутри этих объемов на

опорных изоляторах расположены высоковольтные электроды прямоугольного сечения. Межэлектродные промежутки постоянны по всей длине линий и равны 0,26 м. Суммарное волновое сопротивление изменяется от 0,36 Ом в начале ПЛ1 до ~1,0 Ом на выходе. Амплитуда импульса напряжения трансформируется по длине ПЛ1 примерно от ~2,0 МВ до ~3,4 МВ.

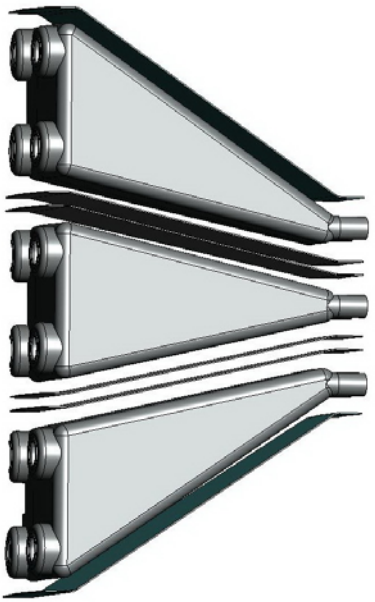


Рис. 5. Электроды ПЛ1 модуля. Боковые стенки не показаны

Входная и выходная торцевые стенки ПЛ1 модуля имеют отверстия с посадочными местами для диафрагм, монтируемых с внешней стороны ПЛ1.

К входной торцевой стенке с двумя линейками из шести диафрагм каждая, пристыкованы две линейки баков с коммутаторами. Между линейками в торцевой стенке имеются три люка диаметром до 0,7 м. Соответствующие им отверстия имеются и в торцах высоковольтных электродов ПЛ1. Для стыковки с коммутаторами на торцах каждого из этих электродов гибко закреплены 4 цилиндра диаметром 0,9 м и длиной 0,3 м.

В отверстия выходной торцевой стенки ПЛ1 установлены две линейки из трех диафрагм диаметром 0,95 м. К их вводам электроды ПЛ1 подключены с помощью сильфонов. Длина корпуса ПЛ1 – около 6 м.

При монтаже 24-х корпусов ПЛ1 их выходные торцевые стенки после герметичного соединения образуют наружную стенку бассейна. Диаметр бассейна, равный 16,8 м, выбран из условия обеспечения электрической прочности диафрагм в месте соединения ПЛ1 и ПЛ2.

В каждом вводе внутри диафрагм установлен газовый двухэлектродный неуправляемый предымпульсный разрядник. Разрядник должен срабатывать при напряжении более 10 кВ и пропускать ток до 500 кА.

Вторая часть передающей линии модуля генератора тока ПЛ2 состоит из погруженных в бассейн с водой трех двойных полосковых линий (триплетов), расположенных друг над другом параллельно горизонтальной плоскости, средние электроды которых находятся под напряжением, а крайние присоединены к стенкам бассейна (рис. 6).

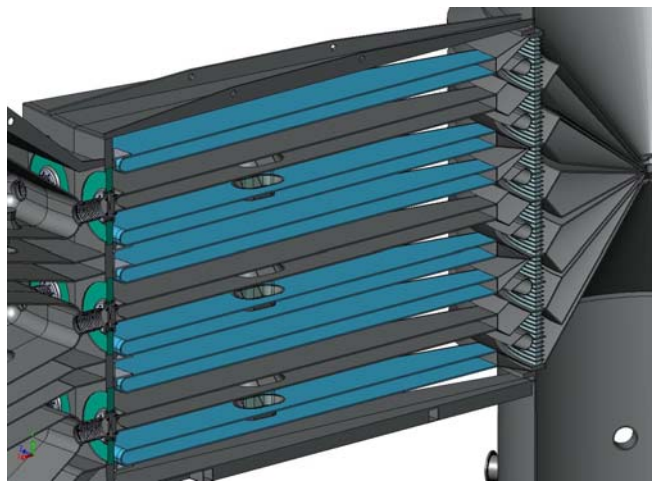


Рис. 6. ПЛ2 модуля с примыкающими узлами

В плане триплеты всех модулей представляют собой сектора дисковой линии с внешним диаметром, равным диаметру бассейна. Межэлектродные расстояния в триплетах постоянны по всей длине. На радиусе 2,4 м от оси генератора электроды триплетов соединяются с девятью электродами дисковой линии, вводящей электрическую энергию в вакуумную камеру генератора, которая одновременно является внутренней стенкой бассейна (рис. 2, 6). Волновое сопротивление на выходе ПЛ2 каждого модуля равно ~2,8 Ом.

На рис. 7 приведен эскиз ВК. В ее состав входит изолятор, концентратор в виде шести МИВЛ, конволютор и нагрузка.

Изолятор цилиндрического исполнения расположен вертикально и состоит из шести секций, в каждой из которых имеется 12 изоляционных (оргстекло) и 11 градиентных колец. Между секциями установлены дисковые электроды, соединяющиеся с электродами МИВЛ. Высота изолятора с внешними фланцами равна 4,2 м. Радиусы по

изоляционным кольцам: внутренний – 1,7 м, внешний – 1,8 м.

Для демпфирования избыточного давления в ВК, возникающего при выделении энергии в нагрузке, с двух сторон камеры по вертикали установлены дополнительные объемы (рис. 2).

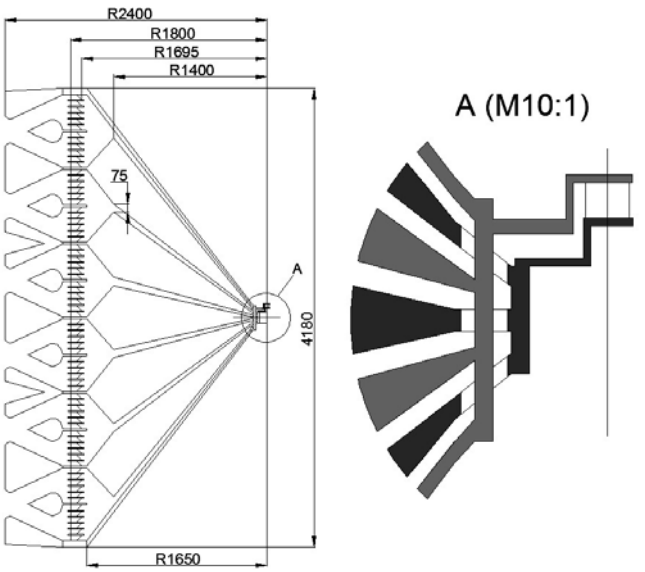


Рис. 7. Общий вид и область конволюции ВК

В результате расчетов переходных процессов в модуле генератора тока, были определены напряжения и токи в различных его элементах, что позволило задать требования к их электрической прочности и выбрать рабочие напряженности электрических полей.

Амплитуда тока в индуктивной нагрузке равна ~50 МА. Время нарастания тока по уровню (0,1÷0,9) относительно максимального значения ~150 нс – также в пределах заданного. Амплитуда тока 12 параллельных ветвей ГИН составляет ~1,8 МА, через каждый разрядник протекает ток 150 кА. Максимальное напряжение на изоляторе ВК достигает ~4,2 МВ, а на электродах ПЛ2 ~5,4 МВ, что обеспечивает вполне надежную работу этих элементов. Средняя величина рабочей напряженности электрического поля на изоляторе ВК ~75 кВ/см существенно ниже значения 90 кВ/см, при котором эксплуатировался изолятор установки «Z», а вероятность пробоя межэлектродного промежутка какой-либо ПЛ2 генератора тока при рабочем напряжении составляет ~0,13 %.

При работе с тритиевыми мишенями возможна генерация рентгеновского излучения и термоядерных нейтронов с энергией до 14 МЭВ с выходом 10^{19} частиц за импульс. Защиту персонала, который при пуске находится в рабочих помещениях вне зала (рис. 1.) обеспечивают массивные бетонные стены. Сложнее с активацией материала камеры потоком нейтронов. Для работ с тритиевыми мишенями с большим нейтронным выходом используется камера, показанная на рис. 8. Основные конструкции камеры выполнены из сплава АМг4,5 и окружены борированным полиэтиленом. Толщина стенок камеры 100 мм, толщина борированного полиэтилена 900 мм. Внутри камеры находятся разрушаемые элементы конструкции из стали весом в несколько десятков килограммов.

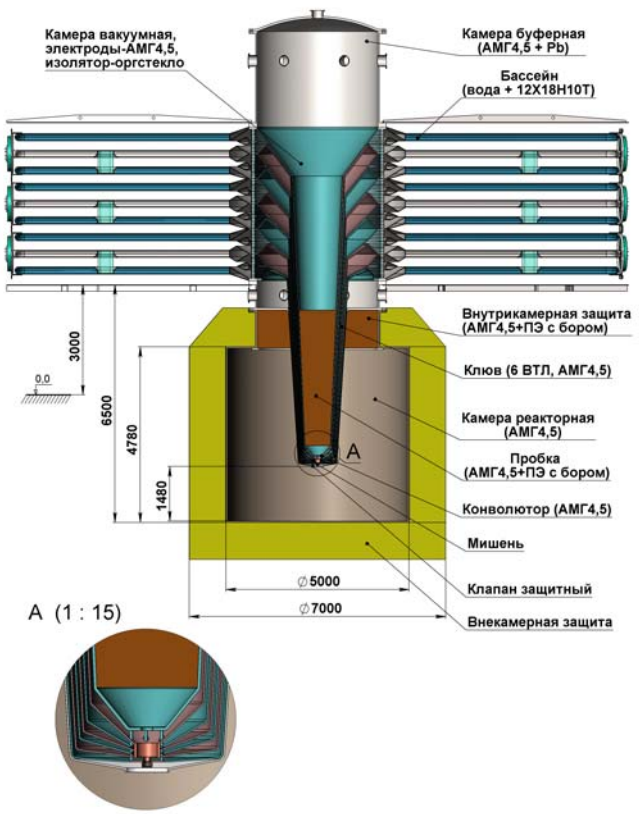


Рис. 8. Общий вид камеры для работ с высоким нейтронным выходом

При оценке дозы активационного гамма-излучения, наиболее значимой является активация алюминиевого сплава в результате реакции $Al^{27}(n,a)$ с эффективным порогом около 7 МэВ и образованием радиоактивного Na^{24} с периодом полураспада 15 часов. К этому же результату приводит активация $Mg^{25}(n,p)$, но с гораздо меньшей вероятностью, учитывая его количество в сплаве и в естественной смеси. Остальные радиоактивные нуклиды, образующиеся под действием нейтронов, имеют значительно меньший период полураспада. Активация металлоконструкций над ва-

куумной камерой значительно ослабляется радиационной защитой.

Управление комплексом, проектирование которого в основном ведется НИИЭФА разбито на отдельные системы, которые не управляются с единого пульта. Это позволяет облегчить нагрузку на операторов, повышает устойчивость к отказам отдельных систем, облегчает неизбежную модернизацию каждой системы при замене технологического или управляющего оборудования.

На центральный пульт выходит только информация с отдельных систем в общей форме. Это возможно потому, что пуск готовится десятки минут и в момент пуска в активном состоянии находится небольшое число систем, управление которыми происходит с центрального пульта.

Список литературы

1. Грабовский Е. В., Грибов А. Н., Олейник Г. М., Крастелев Е. Г., Смирнов В. П. Мультимегаамперный генератор для исследования излучающих Z-пинчей // Научная сессия МИФИ-2012. Т. 2 Проблемы фундаментальной науки. Стратегические информационные технологии, 2012, с. 126.

2. Большаков Е. П., Василевский М. А., Водовозов В. М., Глухих В. А., Демидов В. Л., Еремкин В. В., Энгелько В. И., Янкин Е. Г., Грабовский Е. В., Грибов А. Н., Смирнов В. П, «Известия Российской академии наук», серия Энергетика, 2013, № 4, с. 3–11.

US/RUSSIAN LABORATORY COOPERATION IN SCIENCE AND TECHNOLOGY UNDER A NEW AGREEMENT ON NUCLEAR AND ENERGY RELATED R&D

R. E. Reinovsky

Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA 87544

On Sept 16, 2013, the US Secretary of Energy and the Director General of ROSATOM signed a new agreement on "Cooperation in Nuclear- and Energy-Related Scientific Research and Development" creating a new accord between the governments of the United States and the Russian Federation supporting scientific exchange in fundamental and applied science, global security and energy related research. For the US National Nuclear Security Administration Laboratories (LANL, LLNL and SNL) and for the ROSATOM RFNCs (VNIIEF, VNIITF and VNIIA) the new agreement paves the way for new forms of cooperation, but requires some adjustments to old patterns to take advantage of these new opportunities.

Starting with discussions at the XV Khariton Readings in March 2013 both US and Russian Laboratories have formulated theoretical, computational and experimental proposals for cooperative projects ranging in scale from small (bench-top) to relatively ambitious; and with topics ranging from computer systems and architecture - to computational physics, - basic properties of materials - and to applications of high explosive driven pulse power generators.

Formal cooperation in unclassified, non-sensitive science and technology (S&T) between US and ROSATOM laboratories specifically in disciplines related to nuclear explosives science began with a first exchange of technical experts in January 1992. The opportunity for these timely discussions grew out of relationships formed in open scientific channels (journals and conferences) during the Cold War. These discussion among technical experts, provided the opportunity to extend invitations for exchange visits by the Laboratory Directors to both Russian and US Labs in February and March 1992. The first joint, formal, S&T efforts (cutting-edge experiments conducted by joint US/Russian research teams, first in Sarov, and then in Los Alamos) occurred in the fall of 1993. These early efforts were followed, in short order, by expanded exchanges in plutonium science and joint S&T projects in pulsed power technology and applications, and within a few years by joint projects in material science experiments and modeling More recently joint projects in computational physics and computer science have been added.

In June 2011 directors of six laboratories meeting in LLNL identified four high level areas of cooperation including: 1) the traditional S&T cooperations in areas supporting the labs' main nuclear security missions; 2) counter-proliferation and counter terrorism topics; 3) civilian nuclear power and 4) broader topics of energy and environmental. In October 2011, US/Russian technical experts meeting in Barcelona explored an expanded list of S&T topics, ultimately identifying a family of ten, relatively detailed, areas of continued or expanded scientific cooperation growing from the Laboratory's and RFNC's core national security missions. In June 2012 the Directors, again, met, in Sarov, to evaluate progress and to further articulate directions for future research. The new Agreement was signed in September 2013, and the Lab directors met again at the 25th Anniversary celebration of the Joint Verification Experiments in Las Vegas, Nevada, discussing proposals for future cooperation.

Unclassified, non-sensitive technical projects, conducted jointly by the NNSA Laboratories and the Russian Federal Nuclear Centers provide unique scientific insights in the fundamental physics areas that underpin the principle nuclear security missions of both NNSA and the ROSATOM. In this paper, we will summarize of the important features of the new Agreement, discuss some of the proposals currently under consideration and discuss the potential for cooperation over the next few years.

Introduction

In the spring of 2014 international relations were strained and it is not the first time in the history of US/Russian cooperation, since the end of the Cold War, during which international tensions have brought into question our ability to continue to cooperate as scientists. Timing for the Khariton Conference was such that the US delegation was not able to travel to

Sarov in April 2014 and the tri-lab US team was disappointed by the circumstances. However, the US team continues to hope that the issues that have precluded their travel will be resolved soon and that we can quickly return to the normal scientific exchanges that we have enjoyed in the past. With that hope in mind, this paper discusses the prospects for US/Russian laboratory and institute level cooperation in 2014 and beyond.

Our discussion focuses specifically on a set of projects, identified by our US Laboratories and approved by NNSA for discussion and if common interest emerges -- and resources can be found -- for a future start of work. Further, as we have done in the past we discuss a few thoughts about the broader opportunities for cooperation, -- topics that extend beyond those already formulated into specific projects.

From a Los Alamos perspective, working with the RFNC's at Sarov, Snezhinsk and with the RAS through Sarov Labs, we have, successfully, completed the research, analysis, and reporting that was planned in all the research projects for which we signed contracts under our former Lab-to-Lab paradigm. That work was most rewarding, stimulating, in many cases ground-breaking. It was valuable to the US, and, in the opinion of those involved, it was valuable to Russia as well. Because of vigorous joint publishing efforts in meetings like the Khariton series, and in the open literature of both nations, that work has been valuable to the scientific community at large. As just one example, an account of some new material damage experiments, conducted with pulsed power drivers, jointly designed by the US and Russian teams, numerically simulated by both teams, and executed at Sarov with US supplied diagnostics, has recently appeared in both the Russian literature in *Doklady Akademii Nauk* (DAN) and in the English scientific literature in the Journal of Applied Physics. In another example, Los Alamos, Livermore and VNIIEF continue to (independently for the moment) consider technical issues associated with the ALT-3 experiment initiated under the Lab-to-Lab paradigm.

Agreement on Cooperation in Nuclear- and Energy Related Research and Development

After several years of negotiation, the US and Russian governments have completed an important, new, government-level agreement on research, development, science and technology exchanges that was signed by Mr. Kirienko (ROSATOM) and Dr. Moniz (US_DOE) in Vienna in September 2013. While the new agreement shifts the mechanism for cooperation away from US funded contracts to a more peer-to-peer model, both the US and Russian governments are soliciting proposals for specific research projects, and both NNSA and ROSATOM are preparing appropriate implementation procedures to exchange, review and authorize work. If agreements on common interest and on the value of the work on specific projects to both sides can be reached, and if resources, including funding, can be identified on each side, work on these projects can be planned in the future.

Areas of cooperation identified in Article III of the Agreement

1. Civil nuclear energy…
2. Nonproliferation of nuclear weapons…
3. Nuclear, fluid, and plasma science, high-energy density science, materials science (including energetic material science), the science and application of pulsed power and laser technologies, computational methods and techniques, and the science of computer technologies;
4. Controlled nuclear fusion: experimental, theoretical and computational work, safety and materials, enabling technologies for fusion energy including… research relevant to ITER;
5. International aspects of peaceful uses of nuclear energy, to include development and implementation of advanced nuclear and radiation safety technologies…
6. Peaceful uses of nuclear and radiation technologies, including for medicine, industry …
7. Energy and environment…
8. Education in the area of nuclear science and technology…
9. Other areas as mutually agreed …

Fig. 1. Eight areas of cooperation identified by the Moniz/Kirientko agreement of Sept 2013



Figure 2. ROSATOM research facilities in Russia and NNSA facilities in the US that are authorized to conduct cooperative projects

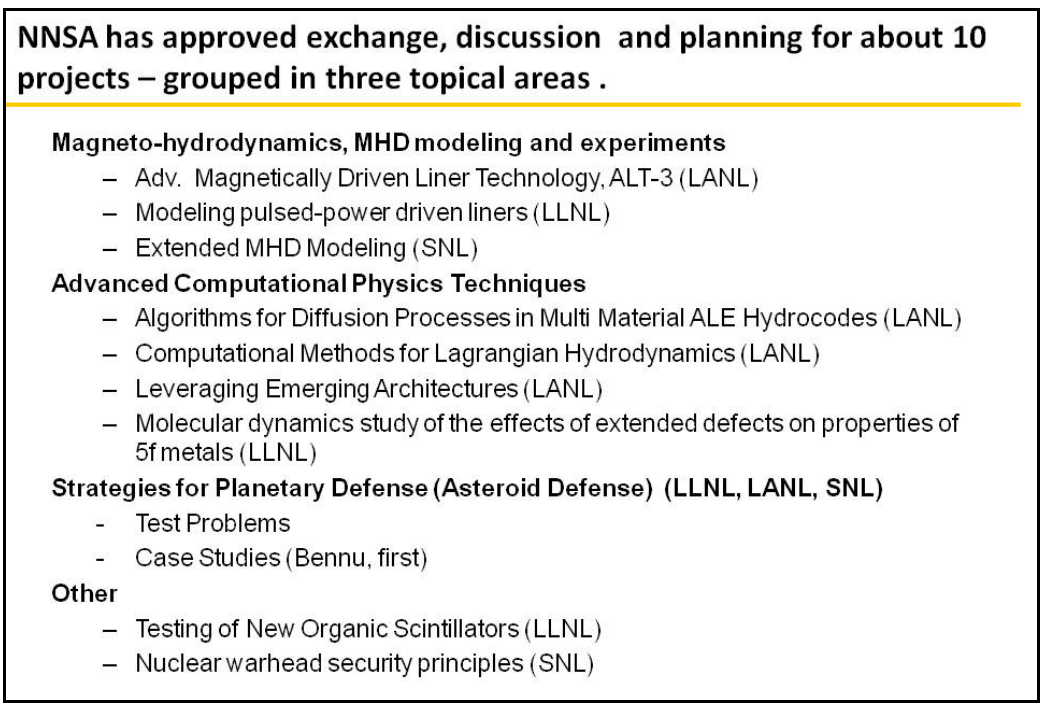


Figure 3. Ten specific proposals from the US-NNSA fall into three large topical groups with multi-laboratory interest in each

The Agreement identifies 8 broad areas of cooperation, listed in Figure #1, plus an acknowledgement that other areas can be added by mutual agreement. Of those eight areas, two are particularly interesting to this audience: first, is number 3 the area of nuclear, fluid and plasma science along with material science; and second is number 4 the area of controlled nuclear fusion. The topics of this Khariton Readings, generally fall into these two areas, and so, if there is mutual interest, almost any topic on the agenda of this conference could be an opportunity for future cooperation.

Item 8 on the list in Figure 1 is the general area of education and training for the next generation of researchers in the areas of the main nuclear security mission of our respective institutions-- and I think this topic is as important to the Russian Federal Nuclear Centers as it is to the NNSA Labs.

The Agreement names 14 Institutes and Centers in Russia and 15 Laboratories in the US that are authorized to participate in joint efforts including LANL, LLNL and Sandia; Sarov, Snezhinsk and VNIIA. The complete list of institutions is shown in Figure 2 At each of these institutions the Agreement also names a number of specific facilities that could (under the right circumstances and with the appropriate agreements) be employed for joint work such as the X-Ray complex RGK-B and the criticality facility FKBN-2M in Sarov along with eight other facilities at VNIIEF. Similarly the Agreement names DARHT, the proton radiographic facility at LANSCE, and the Trident Laser among a list of 25 facilities at LANL. Similar lists of facilities that, with the proper planning and authorization, can be used for cooperative work are named for each of the US and Russian institutions.

An Initial Group of Projects for Exchange, Discussion and Planning

As a first step in this process the US National Nuclear Security Administration has approve 10 specific projects for exchange, discussion and planning. If discussion leads to agreement, NNSA and the US Laboratories are willing for work to begin on these projects in the future. While one of our US Laboratories is designated “lead” for each project -- most projects actually involve more than one US Laboratory. These ten specific proposals fall nicely into three larger topical groups (plus a few additional topics) where each topical group has multi-Laboratory participation. All three US labs have interest in pulse power driven experiments, and the accompanying MHD models, as well as the topic of magneto-hydrodynamics in general. Our continuing interest in the ALT-3 experiment can form the launching-pad for, but not necessarily the entirety of, a broad, bi-lateral, effort in this area.

The second area of interest is that of advanced computational physics techniques including Lagrangian, Eulerian and ALE techniques for condensed matter and plasmas; topics related to computer hardware architectures; and a continuation of work in atomistic (molecular dynamics) simulations. Discussion all of these topics began under the Lab-to-Lab paradigm.

The topic of planetary asteroid defense continues to be of interest. The meeting in Snezhinsk in October 2013 lead to agreements to work on a select set of test problems, and even a focus on modeling using one (or a few) specific, well studied, asteroids. Another meeting, in Livermore, is being planned on this topic, although the date is not set. In the next part of the talk, I’d like to comment very briefly on each of the projects that NNSA is offering for Russian consideration grouping them into these three topical areas.

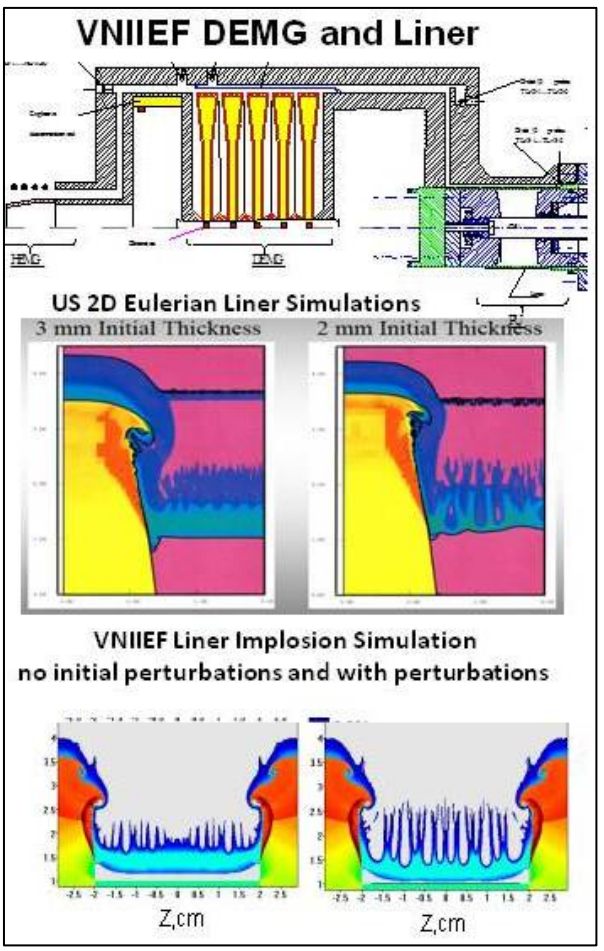


Fig. 4. The ALT-3 experiment engages several Labs and RFNCs

Cooperation in MHD physics, modeling and pulsed power applications is among our longest running cooperations, and because the ALT-3 experiment has been in development for the last several years under the lab-to-lab paradigm, it is somewhat more mature. The objective of the experiment is to employ a high precision 20-km/second impactor to explore the feasibility of high-precision, terra-paschal, EOS measurements. The experiment would use a VNIIEF designed Disk Explosive Magnetic Generator to deliver the 60-70 MA needed to power a cylindrical liner implosion. The US has fabricated the high precision experimental assembly, and would provide the sophisticated diagnostics needed to make the EOS measurements. Both VNIIEF and LANL have performed MHD calculations of magnetically imploded liner performance at parameters needed for this experiment. An interesting and challenging aspect of this experiment is the long term possibility of bringing the experiment, including the DEMG, to the US to perform a series of similar experiments in the future. There are three projects within the scope of the topic of pulsed power applications and magneto-hydrodynamics, The first project is summarized in Figure 5.

In this first project, we anticipate continuing work on the ALT-3 project, developing a pulsed power driven imploding liner platform for EOS and condensed matter hydrodynamics experiments. There is an existing US/Russian team that has been developing this experiment over the last 5 or more years. The expected outcome is publishable experimental data in a regime of liner implosion velocity leading to material conditions that have not been accessible. The US team is devoting about three-quarters of an full time equivalent (FTE) to this effort this year, primarily in fabricating the precision experimental assembly. An FTE is a measure of effort equal to one person working for one full year.

Livermore National Laboratory proposes to add LLNL simulations (Figure 6) to compare with those of VNIIEF and LANL. Aaron Miles has performed some simulations using Lawrence Livermore Laboratory's MHD simulation tools to further explore the role that hydrodynamic instabilities play in limiting imploding liner performance. Since very high precision implosions -- at least very high precision over that part of the liner surface that drives one of the EOS experiments -- is essential for a successful measurement, improving our insight into all aspects of imploding liner performance is essential. From Livermore, Aaron is joining the LANL team working with Anatoli Buyko and Sergey Garanin in the modeling effort. An important outcome of this effort will be the comparison of LLNL, LANL and VNIIEF codes with the new experimental results.

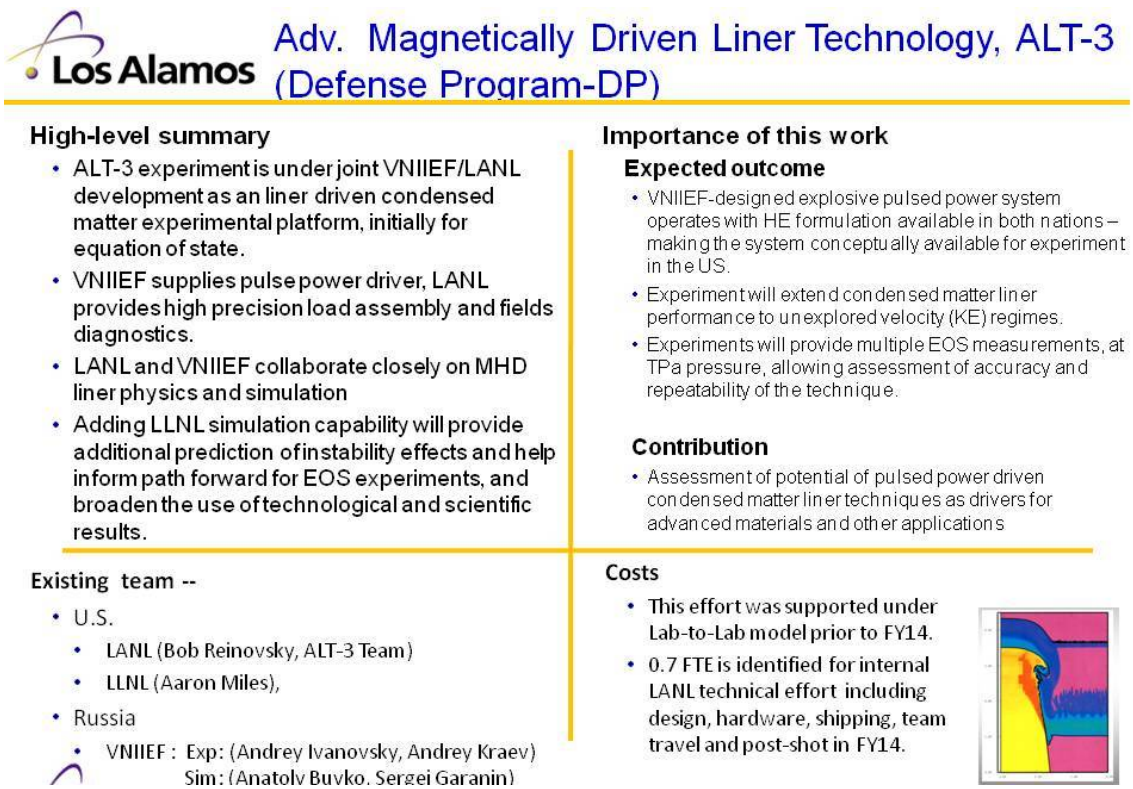


Fig. 5. Proposal for ALT-3 experiment

Modeling pulsed-power driven liners (DP)

High-level summary of effort

- Add LLNL simulation capability to *existing* VNIIEF/LANL collaboration to provide additional prediction of instability effects and help inform path forward for EOS experiments.
- ALT-3 liner experiment is currently under joint VNIIEF/LANL development as an equation of state (EOS) platform.
- Viability of platform requires that hydrodynamic instability effects are sufficiently small, and existing simulation results are inconclusive.

Importance of this work

Expected outcome

- Experiments will provide validation data for LLNL codes.
- LLNL will conduct MHD simulations of ALT-3 candidate designs to study imploded liner uniformity.
- Results will be presented at international conferences, and LLNL will participate in existing US/Russian experiment planning.

Contribution

- Application of LLNL MHD-modeling capability will increase probability of finding a viable design for EOS liner experiments and increase confidence in experimental success.

Anticipated team – this is an ongoing project

– U.S.
- NNSA laboratories: LLNL (Aaron Miles), LANL (Bob Reinovsky, etc.)

– Russia
- VNIIEF (Anatoliy Buyko, Sergei Garanin, etc)

Costs

- This project is amenable to no funds exchanged, as it mainly involves sharing experimental and simulation data results.
- 0.10 FTE is required for internal LLNL effort plus travel to Russia.

Fig. 6. Proposal for modeling of the physics of pulsed power driven liners

Sandia National Laboratories

Extended MHD Modeling (DP)

High-level summary of effort

- Advance the theoretical and computational efforts in the area of extended MHD modeling to better understand the dynamics of liner implosions.
- SNL studying cylindrical isentropic compression experiments and magnetized liner implosion experiments on Z. Accurate models are needed for understanding liner dynamics.
- Improvements will be important for existing experimental capabilities and in the future for the proposed BAIKAL facility.

Importance of this work

- New theoretical and computational approaches are needed to accurately model liner dynamics in converging geometry.
- New approaches provide more accurate physical modeling of experiments.
- Better understanding will lead to more rapid progress in cylindrical isentropic compression and cylindrical implosion experiments.

Anticipated team

U.S.
- NNSA laboratories: SNL (T. Gardiner, M. Martin)

Russia
- VNIIEF and VNIITF

Cost

- On-going US project
- This project is amenable to no funds exchanged, as it mainly involves sharing theoretical approaches and simulation results.
- MHD subject matter expert effort plus limited travel to Russia.

Fig. 7. Other applications of magnetic driven implosions employ advanced MHD modeling

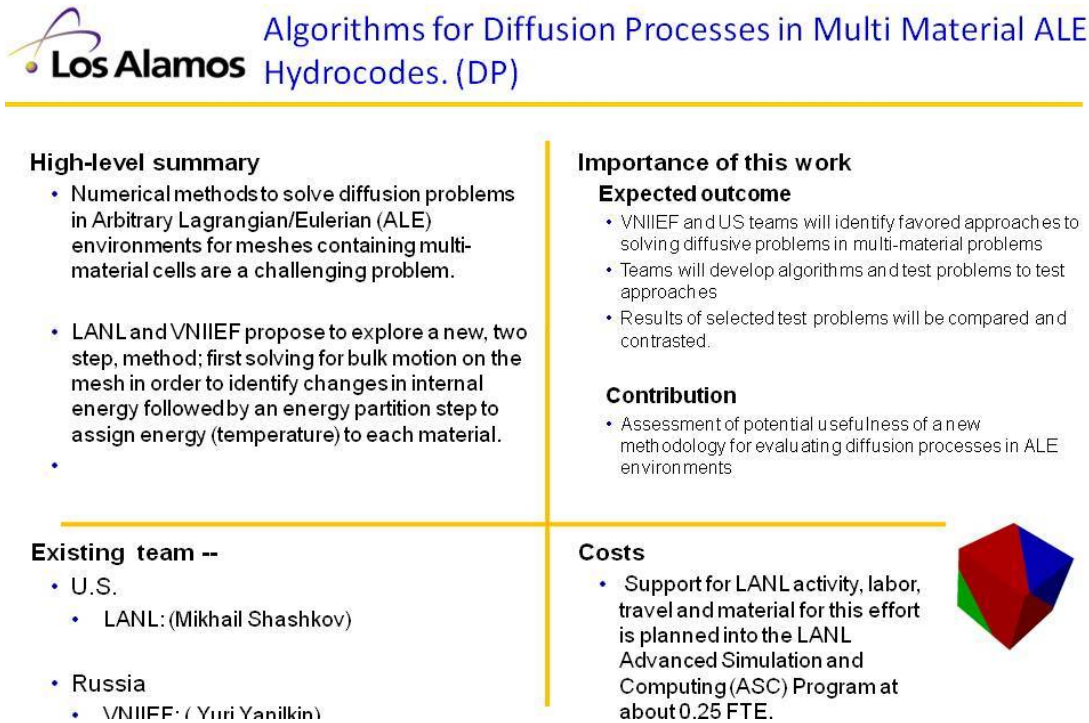


Fig. 8. Exploring algorithms for modeling diffusion processes

Similarly Sandia is interested in joining the MHD effort, adding yet more simulation capability with Sandia models and codes (Fig 7). Such cooperation offers the possibility of making a link with Sandia Z experiments. In the future, other links with both the technology and experiments planned at the Baikal facility should also be considered. Sandia participation will also bring some new Sandia staff into the discussion. Sandia is exploring the application of imploding liners in non-impact configurations as platforms for isentropic compression, and for access to off-hugoniot states. Modeling ALT-3 liner implosion behavior will contribute to the development of an isentropic compression platform.

While the ALT-3 experiment has been in development for several years under the Lab-to-Lab paradigm, the area of computational physics, computational methods and algorithms, has seen less activity as cooperative projects in the past, and the area of high performance computing and computer architecture has seen virtually none at all. LANL and LLNL together offer a total of four possible projects, which grew out of the detail discussions at the last Khariton Readings when David Daniel, Nathan Debardeleben(LANL), Aaron Miles (LLNL) and Jim Kamm (SNL), and Ray Lemke (SNL) visited Sarov in March 2013.

Last year's discussion led to the formulation of one possible project, (Figure 8) aimed at developing computational physics algorithms for handling diffusive processes in Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) hydro-codes. This is particularly challenging when the problem requires handling multiple materials in the cells of the mesh, and a new, two-step approach has been proposed by Yuri Yanilkin. A joint project consisting of the independent development of algorithms and test problems in the US and Russia followed by the comparison of results to evaluate the new methodology is being developed.

In parallel with the work on diffusion issues in ALE codes, are questions of how to approach the problem of large external forces leading to large deformation, and high strain rates, in the material in Lagrangian calculations. Deformation and tangling of the mesh is a well known limitation of Lagrangian computational techniques and the introduction of restructured grids is one approach to addressing those limitations. But for large and complicated problems re-mapping the physical variables from one grid to the new, restructured grid, is a challenging problem. A related issue is that of developing contact algorithms for handling the interface of multiple materials in such complex Lagrangian meshes. Jerry Brock, Tony Zocher and others at LANL are interested in exploring these issues along with Sergey Sokolov in Sarov (Figure 9).

In the US, developers of future computer hardware capability and future operating systems are exploring the concept of co-design which is the intersection of development efforts in hardware, software,

Los Alamos

Computational Methods for Lagrangian Hydrodynamics (DP)

High-level summary

- Improving mathematical methods for application to Lagrangian hydrodcodes; with emphasis on issues of large external forces, large and fast deformations.
- Explore techniques for maintaining smooth Lagrangian grids under large deformations.
- Exploring technique for mapping physics variables from one grid to a restructured grid including the challenge a of mapping material constitutive properties (stress, strain and damage)
- Exploring contact algorithms for multiple-material interactions on disjoint mesh.

Importance of this work

Expected outcome

- For each topic the team will develop one or more methods for addressing the issue, and describe, in detail, the approach
- The team will develop pseudo-code describing the implementation of the new algorithm
- … and develop, run and compare test problems to evaluate the approach.

Contribution

- New, evaluated and tested algorithms that can be implemented in developmental and production codes to handle some of the most challenging problems in Lagrangian hydrodynamics.

Existing team --

- U.S.
  - LANL: (Jerry Brock, Mikhail Shashkov, Marvin Zocher Thomas Gianakon)
- Russia
  - VNIIEF: (Sergey Sokolov)

Costs

- This project was initially developed under the Lab-to-Lab model but will begin under new agreement approximately 0.25 FTE will support work negotiated earlier.
- Support for LANL activity, labor, travel and material for this effort is planned into the LANL ASC program at about 0.25 FTE.

Fig. 9. New Methods in Lagrangian Hydrodynamics can be developed

Los Alamos

Leveraging Emerging Architectures (DP)

High-level summary

- The co-design concept: intersection of hardware, software, methods and algorithms with evolving architectures, including GPU and other accelerators based architecture, is a promising approach for future simulation capability – of interest to both US and Russia.
- This project will explore proxy applications (mini-Apps) jointly selected, but independently developed to explore the flexibility inherent in the co-design process.
- The project includes creating, exchanging and evaluating mini-apps in open source format.

Importance of this work

Expected outcome

- Focusing on new proxy applications (public, preferably open source) the team will identify two proxy applications and (potentially hybrid) system architectures.
- Each organization will develop proxy applications for architectures of choice, in two programming models of their respective choosing.
- (Mini) Apps will be exchanged and evaluated, compared and contrasted.

Contribution

- Joint experience in co-design using different approaches and architecture.



Existing team --

- U.S.
  - LANL: (David Daniels)
- Russia
  - VNIIEF: (Anatoli Vargin)

Costs

- Support for LANL activity, labor, travel and material for this effort is planned into the LANL ASC program, Integrated Codes at about 0.25 FTE.

Fig. 10. The concept of “co-design” can extent the performance of next generation

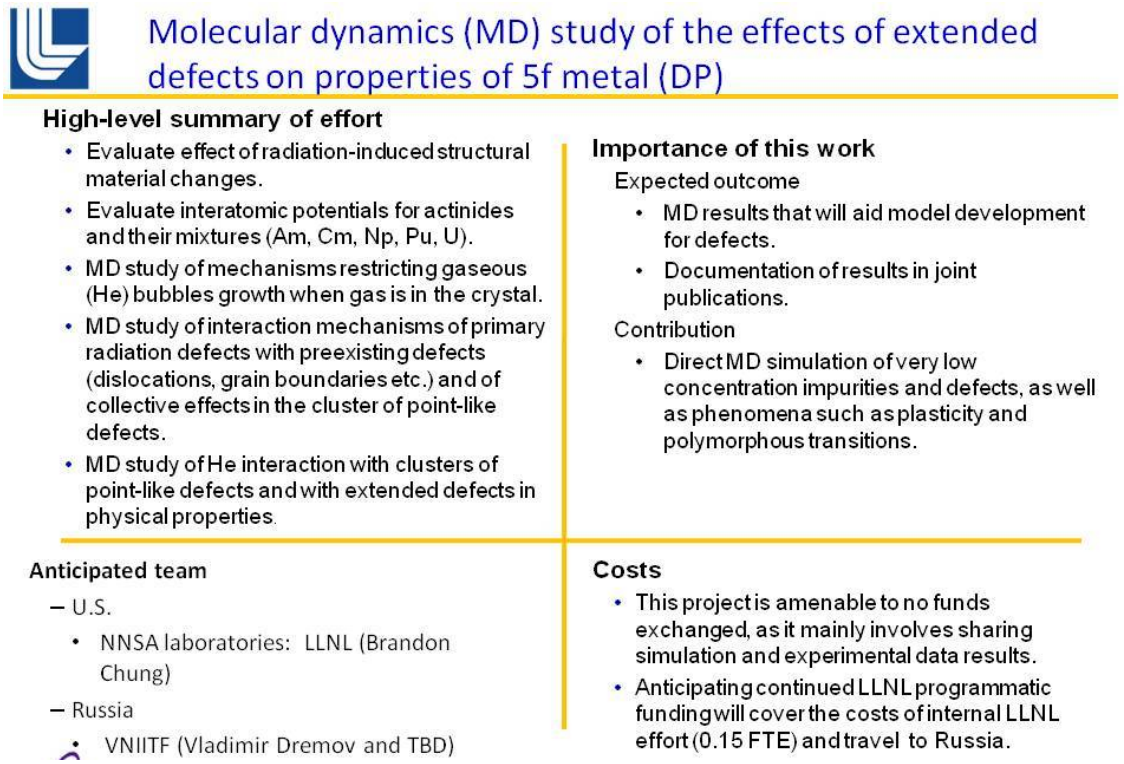


Fig. 11. Molecular Dynamics (MD) simulations to explore properties of f-electron

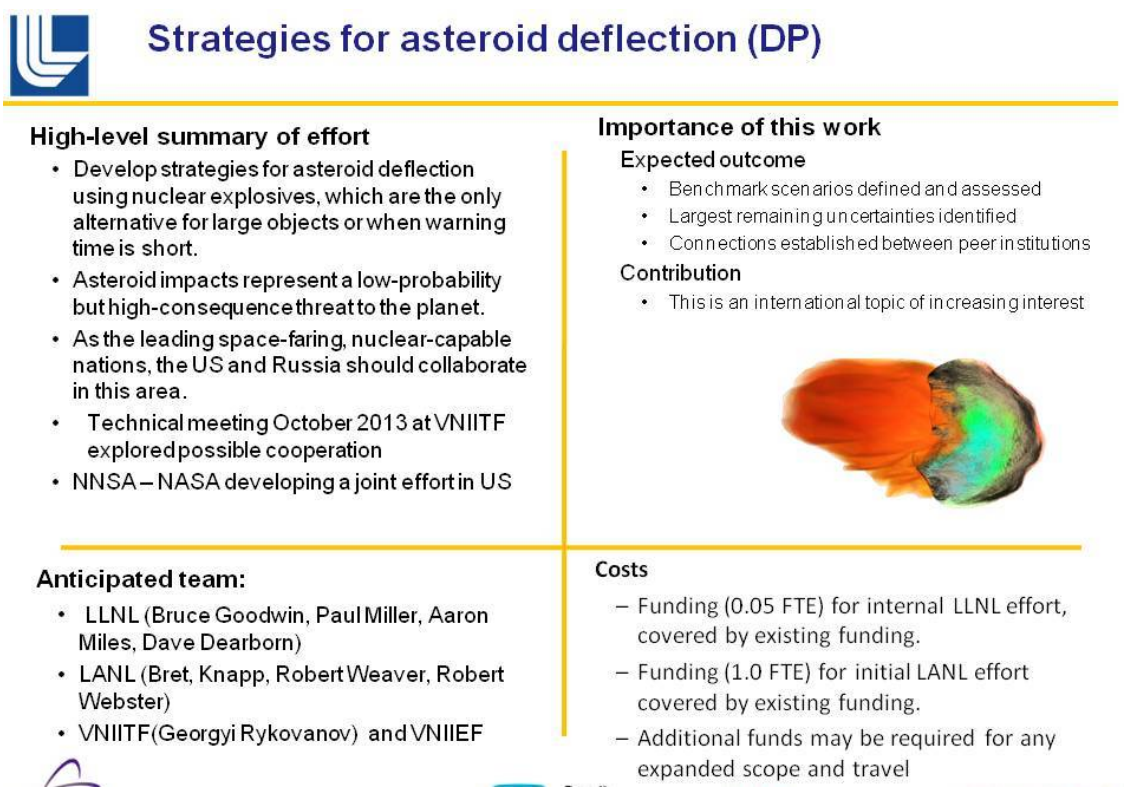


Fig. 12. Protection of the earth, and society, from impact by potentially hazardous space objects is a problem of global significance

methods and algorithms with evolving architectures, including GPUs, and other accelerator based architecture. David Daniels, and now Mike Lang, from Los Alamos are interested in developing a project to explore proxy applications in which small, discrete, applications will be jointly selected, but independently developed and then compared to explore the flexibility inherent in the co-design process in an open source format.

On a slightly different note but following the theme of advanced simulation and computing, the development of ever-larger, high-performance computing platforms has made possible atomistic-level, molecular dynamics simulation of progressively more physically complicated processes.

Brandon Chung in Livermore is interested in exploring additional application of molecular dynamics (MD) simulations including exploring the effects of radiation-induced changes to material structures; developing inter-atomic potentials for actinides and mixture of actinides; aspects of helium bubble growth in actinide lattices; and the interaction of radiation induced defects with pre-existing defects in materials (Fig 11). Several of these applications of MD are related to problems that have been explored by both LANL and LLNL along with VNIITF and VNIIEF over the last decade, under the former Lab-to-Lab paradigm, and this is another case where a multi-lab effort could possibly be formulated.

Preventing the impact of potentially hazardous space objects upon the earth is a problem of world-wide significance as we were reminded just last year in Chelyabinsk. Asteroid impacts are low probability events with potentially very high consequences and pose serious risks. Bruce Goodwin from Livermore and Bob Weaver from Los Alamos are working with Professor Rykovanov at VNIITF and with specialists in VNIIEF to evaluate strategies for asteroid deflection, including strategies that can be used to alter the orbit of large objects or that can be applied when warning time is short (Fig12). In the US, additional links between NNSA and NASA programs are also developing. In a meeting in Snezhinsk in October 2013, and in subsequent communication, a plan to develop some insight by looking at a few of the better known asteroids such as Bennu is taking shape.

In addition to the three focus areas: MHD; computation physics, methods and computer

In addition to three focus areas: MHD; computation physics, methods and computer systems; and asteroid protection, two other projects have been offered for consideration as well. Livermore is interested in testing new organic scintillators for next generation radiation detectors. Natalia Zaitseva in Livermore is interested in exploring the possibility that VNIIA

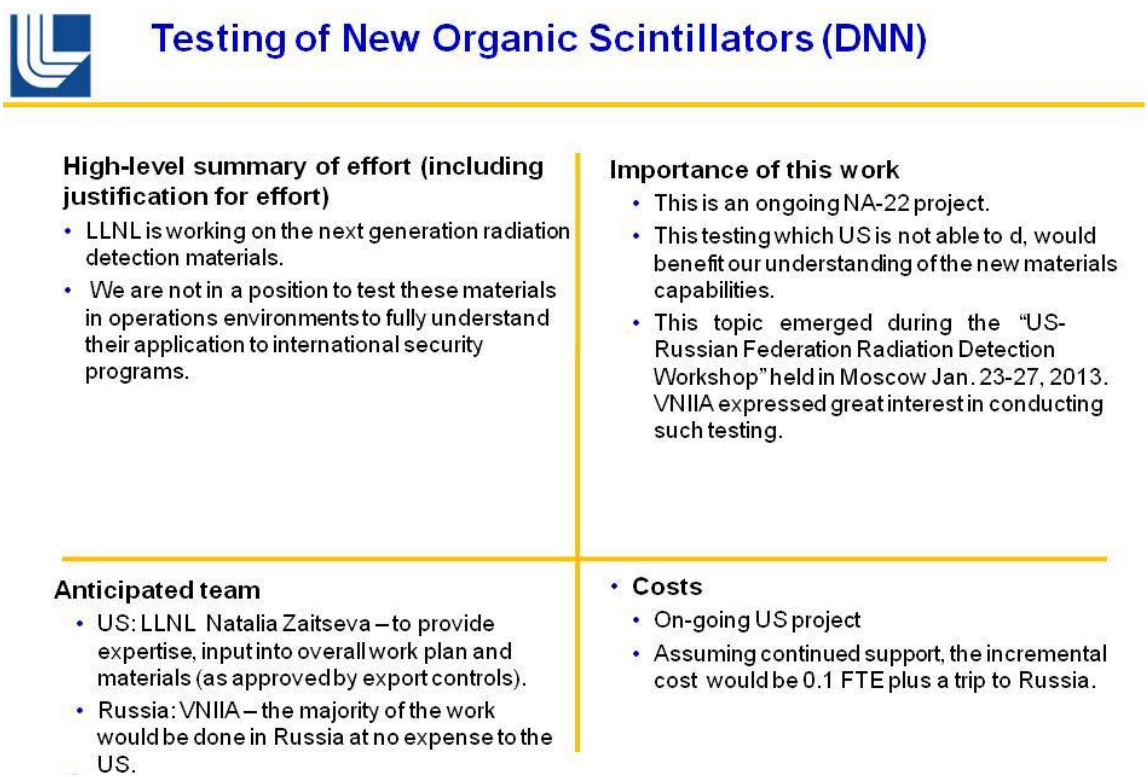


Fig. 13. New scintillators are needed to counter proliferation and potential terrorism

might be able to conduct characterization tests of some new material in operational environments to which the US does not have easy access. (Fig 13).

SNL and VNIIA have been working to draft a set of joint US-Russia Nuclear Warhead Security Principles that will articulate high-level best practices for warheads in storage and transportation. This effort will articulate a shared vision of the fundamental principles and objective of NW security. Joe Saloio in Sandia and Andrey Sviridov in VNIIA have been engaged in this effort under the former Lab-to-Lab paradigm -- work which can now be included in plans under the new Agreement (Fig 14).

While these 10 projects have been formulated to the point where work can begin if agreement were reached, their existence does not preclude continuing, informal, discussion of other areas for cooperation in the core competencies of the NNSA Laboratories and RFNCs including, for example: energetic materials, nuclear criticality, dynamic radiography, and non-nuclear or fundamental physics research and testing. While potential co-operation in these areas will require NNSA, and presumably ROSATOM, review and approval we should not lose sight of them in either the near- or intermediate- term.

Fundamental work in energetic materials (Fig 15) is an area which has not been developed in previous lab-to-lab engagements though at least LANL in the US and VNIIEF in Russia have regularly expressed interest in the topic. Experimental measurement and simulations addressing initiation, detonation kinetics, failure behavior and excited state properties of common energetic materials could be a starting place for energetic materials work . Safety and sensitivity characteristics are also of interest, as are explosive-metal interactions – the details of how explosives deliver energy to, and accelerate, metals. Understanding “home-made” explosives and the detailed operation of improvised explosive devices spans the efforts, and interests, of both the fundamental science and global security communities.

Fundamental work in nuclear criticality was explored as a topic for cooperation, briefly in 2007–2009 by LANL and VNIIEF with exchanges of data, and results from neutronic simulation of static benchmark experiments, conducted to validate new ENDF/B-VII nuclear cross section data. Los Alamos has since completed the re-location of its criticality experiments to the Nevada National Security Site. Recently, VNIIEF has expressed some interest in considering work aimed at determining the critical mass of Neptunium-237 and LANL would like to follow up on that interest when the opportunity permits. Finally, international cooperation in training, and exchange of information about best approaches to operational issues has a long history of success, and while more technological than fundamental, such exchanges can also be an important avenue of exchange for the future.

Dynamic X-Ray radiographic sources, such as DARHT, shown in Figure 17, detectors, recorders and

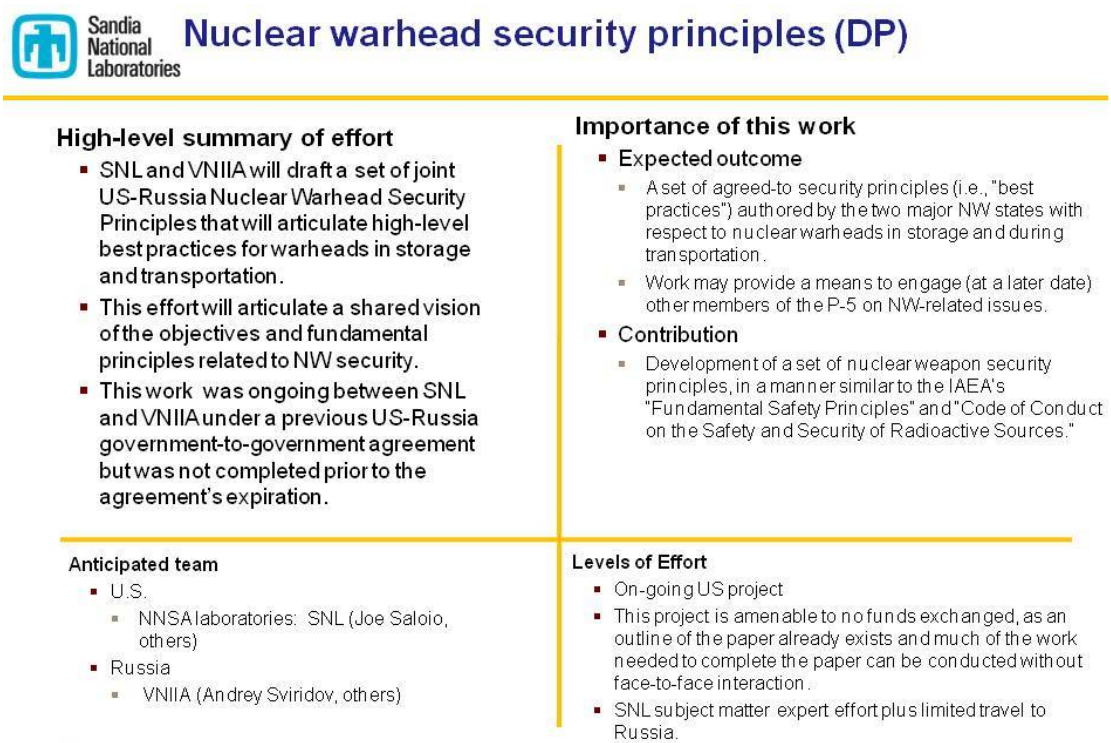


Fig. 14. Nuclear Security Principles



Fig. 15. Fundamental work in energetic material can take many forms



Fig. 16. Fundamental work in nuclear physics and criticality can also be discussed



Fig. 17. Cooperation in radiographic technology can be fruitful, while still respecting sensitivities

data analysis techniques and algorithms for penetrating radiography could also be explored as topics for cooperation while continuing to respect mutual sensitivities. When meeting in Los Alamos in 2011, the Russian Lab directors toured the DARHT facility and when the directors met in Sarov, in 2012, the US directors were also able to tour some VNIIEF x-ray facilities. Certainly VNIIEF leads the world in betatron technology for radiographing fundamental dynamic experiments and discussions exploring our mutual interest in radiographic technology may be of interest in the future.

Both US and Russia have presented results of dynamic radiographic experiments using proton beams instead of x-rays since at least 2010. At LANL, we use the LANSCE 800 MeV proton beam for a variety of condensed matter and material dynamic experiments, looking at detonation and shock processes in

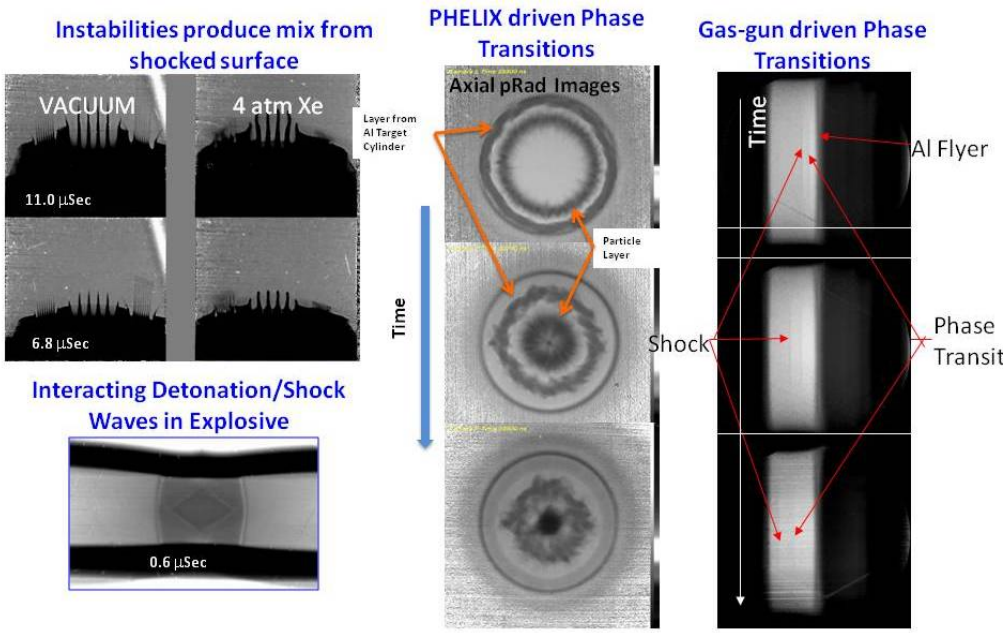


Fig. 18. Proton Radiography is an alternative to traditional X-Radiography for some applications

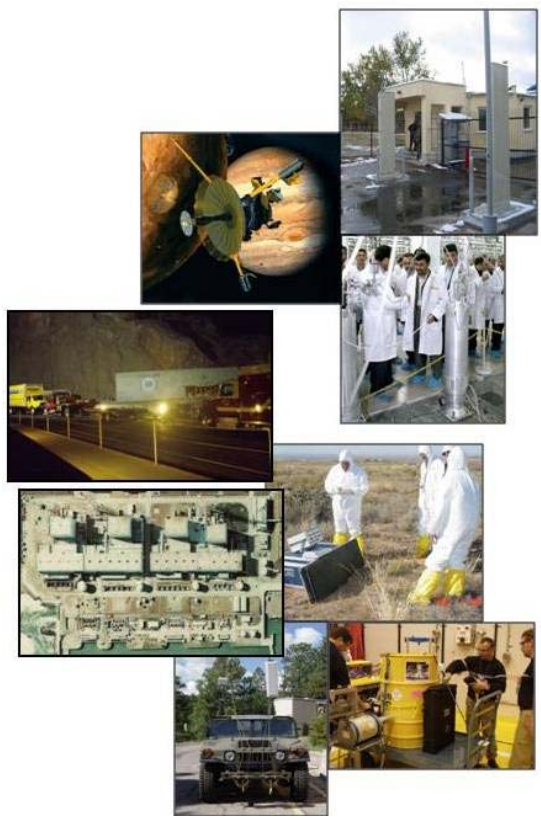


Fig. 19. Opportunities in Global Security, nuclear counter proliferations and nuclear counter-terrorism

explosive, instabilities in dynamic materials experiments implosion physics and shock-wave physics. VNIIEF has presented similar results using much higher energy protons. We continue to discuss a possible family of experiments that could compare and contrast proton radiographic techniques at significantly different proton energies.

Of particular interest to the electro-physics community may be the recent successful integration of a pulsed power implosion driver, the PHELIX (Preci-

sion High Energy Liner Implosion Experiment) driver, with p-Rad diagnostics. The images in the center column of Figure 18 are from the first PHELIX-driven, Damaged Surface Hydrodynamics experiment conducted within the last few months and LANL is prepared to offer the option of using PHELIX and *p*-Rad for joint experiments.

It would be inappropriate to end a discussion of the prospects for cooperation without some reference to the wide range of possibilities in the area of Global Security including nuclear counter-proliferation, nuclear security and nuclear counter-terrorism. Though engaging a different community than that represented at this conference, I think possibilities exist in material science, safeguards and security, treaty verification and in system analysis including risk assessment methodologies. Some of those engagement are already well established and others may be possible in the future.

Summary

So, for both the RFNCs and the NNSA laboratories the new Agreement forms a roadmap for future cooperation now and in the future. We will need to look for future opportunities for productive expert-to-expert discussions. NNSA has agreed to discussion, and planning in ten specific projects as we have outlined here, and yet other opportunities exist in such areas as energetic materials, criticality and radiography.

On a personal note, I would like to thank our many Russian colleagues for over 20 years of productive scientific and technical interchange in areas foundational to the work of our NNSA and ROSATOM institutions. I thank you for this opportunity to discuss our view of potential future cooperation and the entire US team looks forward to the next opportunity for planning discussions – and to fruitful cooperation in the future – as they have been in the past.

ПРОЕКТ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ «ГАММА-4»

Н. В. Завьялов, В. С. Гордеев, В. Т. Пунин, А. В. Гришин, С. Т. Назаренко, В. С. Павлов, В. А. Деманов, Т. Ф. Шиханова, Д. А. Калашников, А. В. Козачек, С. Л. Глушков, К. В. Страбыкин, С. Ю. Пучагин, Д. О. Мансуров, Б. П. Миронычев, Р. А. Майоров, В. Л. Майорникова

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В работе представлен проект четырехмодульной электрофизической установки «Гамма-4» (2 МВ, 3 МА, 320 кДж, 60 нс), предназначенной для проведения исследований в области радиационной физики. Для установки создан и экспериментально отработан типовой модуль, включающий в свой состав системы формирования высоковольтных импульсов и передачи энергии к узлу нагрузки. В 700 рабочих включениях подтверждены его параметры и надежность в работе. На согласованной нагрузке модуль генерирует электрический импульс с амплитудами напряжения и тока до 2 МВ, 750 кА и с длительностью на полувысоте 60 нс.

Разработаны компоновочные схемы установки в режимах синхронной, с точностью ±3 нс, работы модулей на вакуумные электронные диоды и на сумматор тока для генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения.

1. Введение

В настоящее время создается четырехмодульная электрофизическая установка «Гамма-4», предназначенная для проведения исследований и испытаний в области радиационной физики. Установка состоит из четырёх типовых модулей, равномерно расположенных по окружности, выполненных на основе сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» [1–4]. На рис. 1 представлен общий вид размещения типовых модулей установки в экспериментальном зале.

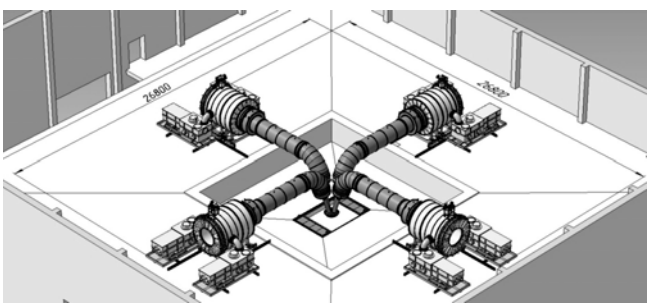


Рис. 1. Общий вид модулей установки «Гамма-4» в экспериментальном зале

При такой компоновке реализуется режим синхронной, с точностью ±3 нс, работы типовых модулей на вакуумные электронные диоды с размещением матрицы диодов в единой вакуумной камере.

2. Типовой модуль установки «Гамма-4»

Экспериментально отработанный типовой модуль включает в свой состав системы формирования высоковольтных импульсов (СФВИ) и передачи энергии к узлу нагрузки (СПЭ). На согласованной нагрузке модуль генерирует электрический импульс с амплитудами напряжения и тока до 2 МВ, 750 кА и с длительностью на полувысоте 60 нс. Общий вид типового модуля установки «Гамма-4» представлен на рис. 2.

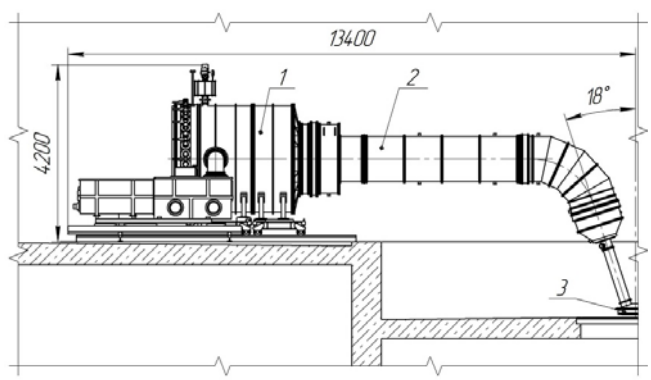


Рис. 2. Общий вид типового модуля установки «Гамма-4»: 1 – СФВИ; 2 – СПЭ; 3 – вакуумная камера

А. Система формирования высоковольтных импульсов

Конструктивная схема СФВИ представлена на рис. 3 и состоит из двойной ступенчатой формирующей линии (ДСФЛ) с узлом многоканального коммутатора, встроенного преобразователя длительности формируемого импульса и предымпульсного коммутатора.

Компоновка СФВИ была определена, исходя из условий размещения установки «Гамма-4» в экспериментальном зале. Основными компонентами СФВИ являются ДСФЛ и два генератора импульсных напряжений ГИН-1000. Основные компоненты размещаются на колесных платформах, обеспечивающих их перемещение по рельсовому пути при монтаже и ремонте.

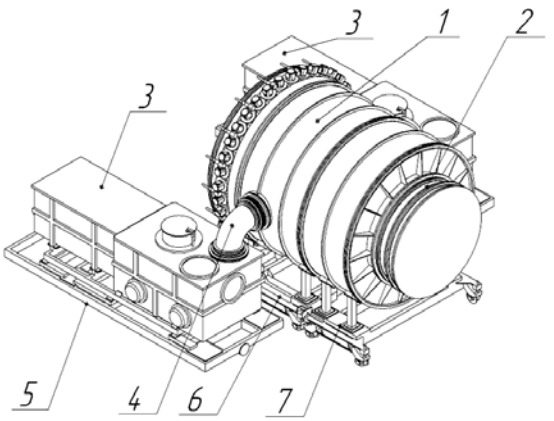


Рис. 3. Конструктивная схема системы формирования высоковольтных импульсов: 1 – ДСФЛ; 2 – предымпульсный коммутатор; 3 – ГИН-1000; 4 – ввод высоковольтный 1 МВ; 5, 6, 7 – юстировочные платформы

ДСФЛ предназначена для накопления электрической энергии, передаваемой от двух генераторов ГИН-1000, формирования высоковольтного импульса напряжения с помощью многоканального коммутатора и сокращения длительности выходного импульса вдвое с помощью встроенного в ДСФЛ преобразователя длительности. В связи с заполнением внутреннего объема ДСФЛ деионизованной водой корпусы и электроды изготовлены из нержавеющей стали. Изолятор, установленный в крышке второй секции, изготовлен из полиэтилена. Толщины обечаек корпусов и электродов были определены из расчетов на прочность и жесткость при действии на них статических нагрузок, обусловленных собственным весом, гидростатическим давлением и вакуумированием внутренней полости ДСФЛ при заполнении ее деионизованной водой. Радиус охранных колец электродов, а также радиусы скругления поверхностей в местах перехода цилиндрической поверхности высоковольтного электрода в радиальную были выбраны, исходя из результатов электростатических расчетов напряженности электрического поля, а также с учетом опыта эксплуатации ускорителей ЛИУ-10М и СТРАУС-2. Подробно система формирования высоковольтных импульсов ускорителя описана в [1, 2, 5].

Высоковольтную зарядку ДСФЛ обеспечивают два генератора импульсных напряжений ГИН-1000 [6] через высоковольтные вводы до напряжения ~1 МВ за ~0,9 мкс. ГИН с энергозапасом около 80 кДж представляет собой двенадцатикаскадный генератор Аркадьева-Маркса и состоит из двух параллельных разрядных контуров, работающих на общую нагрузку.

Конструкция основных узлов и деталей ГИН, выбор элементной базы основаны на многолетнем опыте эксплуатации разработанного ранее целого ряда генераторов импульсных напряжений: ГИН-500М, ГИН-500И, ГИН-600, ГИТ-100П, ГИН-700, ГИН-500 [7–9]. Отличительной особенностью конструкции генератора является размещение элементов последних пяти каскадов на общем экране, закрепленном на изоляторах на боковых стенках корпуса, для увеличения электрической прочности разрядного контура.

Б. Система передачи энергии

СПЭ для режима работы каждого модуля на свой автономный вакуумный диод состоит из длинной водяной передающей линии (ВПЛ) с поворотом на угол, близкий к 90°, ускорительной трубки (УТ) с узлом секционированного изолятора (СИ), разделяющего среды вода – вакуум, прямой короткой цилиндрической магнитоизолированной передающей линии (МИПЛ) и диодной нагрузки. СПЭ обеспечивает передачу энергии высоковольтного электрического импульса по ВПЛ с импедансом 2,9 Ом и МИПЛ к узлу нагрузки. Конструктивная схема представлена на рис. 4.

ВПЛ представляет собой коаксиальную конструкцию, содержащую три участка: два цилиндрических с различными характерными наружными диаметрами (~1,6 и ~1 м) и с поворотом на угол 18° относительно вертикальной плоскости. Внутренний объем ВПЛ заполняется деионизованной водой. В связи с этим корпусные элементы изготовлены из нержавеющей стали. Геометрические размеры ВПЛ обусловлены электрическими параметрами линии, конструкцией типового модуля и компоновочной схемой установки в эксперименталь-

ном зале. Коаксиальный цилиндрический участок с диаметром ~1 м содержит компенсационные сильфонные узлы на внешнем и внутреннем электроде.

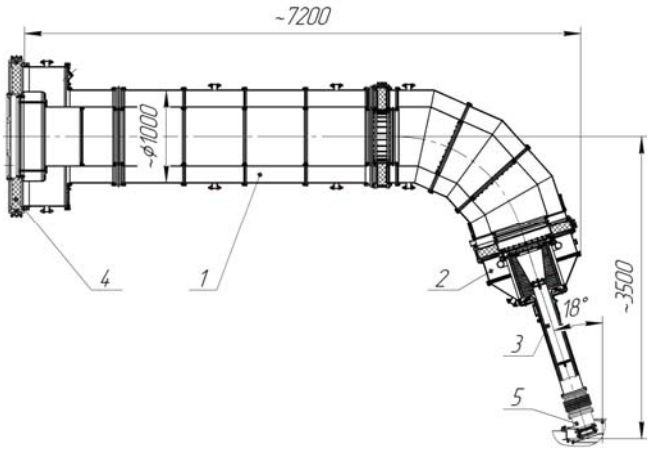


Рис.4. Конструктивная схема СПЭ типового модуля установки «Гамма-4»: 1 – ВПЛ; 2 – УТ; 3 – МИПЛ; 4 – опорный изолятор СФВИ; 5 – вакуумная камера с диодной нагрузкой

Конструкция УТ основана на многолетнем опыте использования аналогичных устройств в формирующих системах электрофизических установок, составляющих экспериментальную базу РФЯЦ-ВНИИЭФ. Основным узлом является СИ, конструктивно представляющий собой набор изоляционных (из полиэтилена) и градиентных колец (из нержавеющей стали), стянутых диэлектрическими шпильками. Длина СИ (~ 530 мм) определена из условия электрической прочности на основе результатов электростатических расчетов напряженности электрического поля и проверена при электрических испытаниях типового модуля. Герметичность и вакуумная плотность узла СИ обеспечивается резиновыми уплотнениями между изоляционными и градиентными кольцами. Поскольку СИ конструктивно представляет собой цельный узел, обеспечена возможность контроля качества сборки и вакуумной плотности до его установки в УТ.

Магнитоизолированная передающая линия (МИПЛ) предназначена для транспортировки высоковольтного электрического импульса от секционированного изолятора к узлу нагрузки. Длина электродной системы (~1,8 м) определена, исходя из компоновки четырёх типовых модулей в экспериментальном зале при размещении диодов в горизонтальной плоскости. Диаметры электродов МИПЛ выбраны, исходя из результатов экспериментальной отработки макетных образцов МИПЛ в составе типового модуля. Отличительной особенностью данной конструкции является внешний вакуумный кожух, соединённый с наружным корпусом УТ. Это конструктивное решение позволяет сохранять равномерный межэлектродный зазор в связи с отсутствием дополнительных нагрузок, обусловленных вакуумированием МИПЛ.

Равномерный межэлектродный зазор в МИПЛ выставляется угловым и линейным (перпендикулярно оси, вдоль оси) перемещением высоковольтного электрода, а также изменением углового положения заземлённого электрода при помощи юстировочных элементов, расположенных на катододержателе УТ. Данная настройка зазора может выполняться при сборке СИ совместно с электродной системой МИПЛ на технологическом стапеле, либо после монтажа данных узлов в корпусе УТ на месте эксплуатации.

Подсоединение вакуумного кожуха к вакуумной камере осуществляется через сильфонный узел. Сильфонный узел компенсирует линейные и угловые погрешности при подсоединении МИПЛ к вакуумной камере. Откачка межэлектродного зазора МИПЛ и внутренней полости СИ производится с двух сторон: через вакуумный кожух и вакуумную камеру. Основным материалом для изготовления МИПЛ является нержавеющая сталь.

3. Экспериментальная отработка типового модуля

На первом этапе экспериментальной отработки СФВИ вместо УТ с диодом использовалась резистивная нагрузка. В данном режиме функционирования проверялась работоспособность установки: электропрочность ДСФЛ, предымпульсного коммутатора, высоковольтного ввода, 36 разрядников тригатронного типа на рабочее напряжение 1 МВ, составляющих многоканальный коммутатор ДСФЛ. Подтвержден порядок функционирования всех систем и узлов СФВИ, соответствие требованиям технологических параметров.

Экспериментальная отработка СПЭ для режима работы типового модуля на вакуумный электронный диод выполнялась на макетных образцах с уменьшенной длиной коаксиальной цилиндрической ВПЛ [4, 5]. Проверена работоспособность узлов, входящих в состав СПЭ. При экспериментальной отработке проведено примерно 700 включений типового модуля установки «Гамма-4», подтверждены его параметры и надежность в работе.

Экспериментальные исследования, проведенные на типовом модуле, подтвердили возможность его применения в составе четырехмодульной установки в режимах синхронной работы модулей

на вакуумные электронные диоды и на сумматор тока для генерации импульсов МРИ.

4. Компоновочная схема установки в режиме работы модулей на сумматор тока

Одним из перспективных режимов работы установки «Гамма-4» является режим генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) при работе ее модулей на единую плазменную нагрузку. На рис. 5 представлена компоновочная схема установки в режиме работы модулей на сумматор тока.

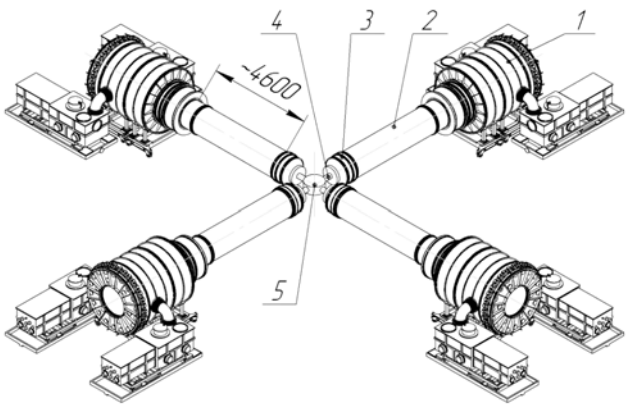


Рис. 5. Схема размещения модулей установки «Гамма-4» с сумматором тока для генерации импульсов МРИ: 1 – СФВИ; 2 – ВПЛ; 3 – УТ; 4 – МИПЛ; 5 – сумматор тока

Отличительной особенностью конструкции СПЭ типового модуля в данной компоновке по сравнению с основным вариантом установки является отсутствие узла поворота ВПЛ. На рисунке 6 представлена в разрезе центральная часть установки с сумматором тока.

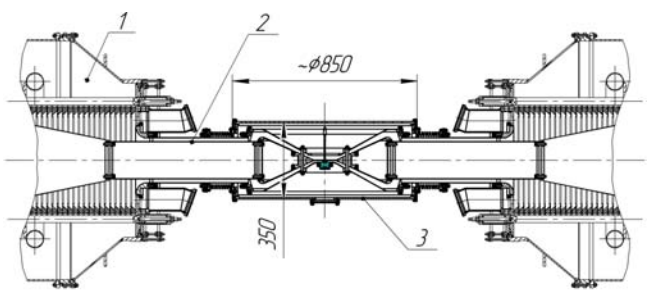


Рис. 6. Разрез центральной части установки с сумматором тока: 1 – УТ; 2 – МИПЛ; 3 – сумматор тока

Конструктивно сумматор тока представляет собой вакуумную камеру, во внутренней полости которой собрана система электродов концентратора энергии. При этом электроды концентратора энергии соединяются с электродами МИПЛ, которые в свою очередь соединяются с электродами УТ. В центральной части сумматора тока в межэлектродном зазоре концентратора энергии размещается лайнерная нагрузка, которая представляет собой узел из натянутых между двумя фланцами вольфрамовых проволок.

5. Вспомогательные, дополнительные и технологические системы

В состав установки «Гамма-4» входят также системы: вспомогательные (синхронизации, статической зарядки), технологические (водоподготовки, маслоподготовки, газонаполнения, вакуумная), дополнительные (блокировки дверей, световой и звуковой сигнализации, громкоговорящей связи, видеоконтроля), обеспечивающие функционирование модулей и установки в целом.

Система синхронизации предназначена для управления включением разрядников ДСФЛ, генераторов импульсных напряжений ГИН-1000, предымпульсных разрядников по заданной временной программе.

Система статической зарядки предназначена для статической зарядки накопительных элементов (конденсаторов) генераторов импульсных напряжений ГИН-1000, ГИН системы синхронизации до высокого напряжения, коммутации цепей при зарядке и сбросе энергии.

Система водоподготовки предназначена для получения обессоленной воды, используемой в качестве изоляционного материала, в рабочем объеме ДСФЛ и СПЭ (удельное электрическое сопротивление не менее 10 МОм·см), в рабочих объемах генераторов системы синхронизации (удельное электрическое сопротивление не менее 5 МОм·см).

Система маслоподготовки предназначена для сушки масла, очистки масла от механических примесей, хранения масла, используемого в качестве изоляционного материала в предымпульсном коммутаторе, в высоковольтных вводах, в генераторах импульсных напряжений ГИН-1000, ГИН системы синхронизации, в блоках высоковольтной коммутации и контакторах системы статической зарядки.

Система газонаполнения предназначена для приготовления в необходимых пропорциях газовой смеси азота (N_2) и элегаза (SF_6) и заполнения газовой смесью разрядников ДСФЛ и генераторов импульсного напряжения ГИН-1000, предым-

пульсных разрядников, разрядников системы синхронизации, а также для заполнения элегазом рабочих объемов генераторов импульсного напряжения системы синхронизации.

Вакуумная система предназначена для получения глубокого вакуума в рабочих объемах УТ, МИПЛ, диоде, вакуумной камере.

Согласованную работу составных частей установки «Гамма-4» обеспечивает автоматизированная система управления и контроля.

6. Электрические и дозовые параметры установки

Режим работы установки, в котором все модули установки полностью автономны, предполагает, что поле излучения, формируемое установкой, является суперпозицией полей излучений отдельных модулей. Параметры поля излучения установки в целом можно оценить по параметрам излучения одного модуля. В таблице 1 приведены оценки основных электрических и дозовых параметров установки «Гамма-4», основанные на экспериментальных данных, полученных на типовом модуле установки – ускорителе «Гамма-1». Также в таблице 1 представлены расчетные параметры импульсов МРИ, генерируемых установкой в режиме единой плазменной нагрузки [10].

Таблица 1

Электрические и дозовые параметры установки «Гамма-4» в режимах генерации импульсов тормозного излучения (ТИ) и МРИ

Электрические	ТИ при облучении объектов большой площади	МРИ
Запасаемая энергия: 620 кДж	Поглощенная доза: 14,8 крад (Si)	Ток через нагрузку: 3,6 МА
Напряжение на диоде: 2,0 МВ	Длительность импульса ТИ: 50 нс	Энергия МРИ в основном импульсе: 100 кДж
Ток диода: 0,75 МА	Флюенс энергии ТИ на оси в полном спектре: 2,1 Дж/см^2	Максимальная мощность импульса МРИ: 12 ТВт
Энергия электронных пучков: 320 кДж		Длительность импульса МРИ на полувысоте: 5,8 нс
Мощность: 6,0 ТВт		

7. ВЫВОДЫ

Представлен проект четырехмодульной электрофизической установки «Гамма-4». Установку в режиме работы на автономные вакуумные диоды планируется ввести в опытную эксплуатацию после завершения строительства здания. К настоящему моменту изготовлены системы формирования высоковольтных импульсов всех 4 модулей.

Список литературы

1. Gordeev V.S., Myskov G.A., Mikhailov E.S., Laptev D.V. Design of a High-Current Pulse Electron Accelerator // ВАНТ. Серия: Ядерно-физические исследования. 1999. № 3. С.68-70.

2. Гордеев В.С., Мысков Г.А., Михайлов Е.С., Лаптев Д.В. Проект сильноточного ускорителя электронов // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Научно-исследовательское издание. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2002. Вып. 3. С.176-183.

3. Zavyalov N.V., Gordeev V.S., Punin V.T. et al. High-current pulsed electron accelerator "Gamma-1" with output power up to 1.5 TW. In Proceedings of International Conference on Plasma Science (ICPSA-2013), Singapore, 4-6 December, 2013.

4. Zavyalov N.V., Gordeev V.S., Punin V.T. et al. Calculated and experimental investigation of pulse transmission system in the typical module of the facility "Gamma". In Proceedings of International Conference on Plasma Science (ICPSA-2013), Singapore, 4-6 December, 2013.

5. Пунин В.Т., Завьялов Н.В., Басманов В.Ф. и др. Результаты экспериментальных исследований некоторых режимов работы сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1». // XII научные Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии 19-23 апреля 2010 г. (сборник докладов). Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2010. С. 49 – 54.

6. Avdeeva A.V., Basmanov V.F., Gordeev V.S. et al. Marx generator GIN-1000 with 1 MV output voltage and 80 kJ energy stored. // Proceeding of 15-th International Conference on High-Power Particle Beams. BEAMS'2004. Saint-Petersburg. RF. July 18-23. 2004. P.327-329.

7. Bossamykin V.S., Gerasimov A.I., Pavlovskii A.I. et al. A system of 72 synchronized Marx generators for charging to the 500 kV radial lines of the LIA-30 linear pulsed accelerator// Pribory i Tekhnika Eksperimenta. 1997, №2, p.5-9 (in Russian).

8. Gerasimov A.I., Fedotkin A.S., Zenkov D.I., Nazarenko S.T. A reliable shielded 500-kV and

6.25-kJ Marx generator with a stable operation delay // Pribory i Tekhnika Eksperimenta. 1998, № 1, p. 96-101 (in Russian).

9. Gerasimov A.I., Fedotkin A.S. Marx generators with the improved synchronization for high resources of electric strength of switches // Pribory I Tekhnika Eksperimenta. 1991, №1, p.146-150 (in Russian).

10. Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Гришин А. В. О перспективах генерации мощных импульсов МРИ на установке «Гамма» // XIV научные Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии 12–16 марта 2012 г. (сборник докладов). Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2013. С. 153 – 160.

АНАЛИЗ РАБОТЫ ТРАНСФОРМАТОРА ТЕСЛА НА ПЕРВОЙ ПОЛУВОЛНЕ ВЫХОДНОГО НАПРЯЖЕНИЯ*

Е. И. Пальчиков, А. М. Рябчун

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук

Работа посвящена анализу быстродействия и КПД трансформатора Тесла на первой полуволне выходного напряжения в зависимости от добротностей контуров и их коэффициента связи. Приводятся результаты расчетов и экспериментальных измерений. Показано, что для заданных добротностей контуров есть оптимальная величина коэффициента связи с наилучшим КПД, которую можно рассчитать, и к которой необходимо стремиться при разработке трансформатора. Работа инициирована также тем, что все импульсные рентгеновские аппараты серии «ПИР», разработанные в ИГиЛ СО РАН, построены на трансформаторе Тесла (импульсном резонансном трансформаторе с ударным возбуждением) и работают на первой полуволне.

В настоящее время высоковольтный импульсный трансформатор Тесла, благодаря простоте своей конструкции и ряду других положительных качеств нашел широкое применение в импульсных рентгеновских аппаратах, начиная от крупнейших уникальных машин типа "Акваген" и "Риус"[1-3] и кончая малогабаритными устройствами типа "Квант" и "Аргумент" [4,5]. В известных публикациях [1,3] анализ работы трансформатора проводился с акцентом на передачу максимально возможной энергии на втором или третьем импульсе вторичного напряжения. Однако, для систем с высоким быстродействием, с минимальной задержкой между сигналом пуска и выходом электронов, предпочтительным является использование первой полуволны. Как правило, малые времена задержек необходимы при синхронизации с однократными быстропротекающими и взрывными процессами. В этом случае в аппаратах используется работа на первой полуволне вторичного напряжения с повышенными коэффициентами связи [6].

В настоящей работе проводится анализ работы трансформатора Тесла на первом импульсе рабочего напряжения при повышенных коэффициентах связи $k > 0{,}6$.

Рассмотрим электрическую цепь импульсного трансформатора, состоящую из двух индуктивно связанных LC контуров с собственными частотами

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}},$$

добротностями

$$Q_1 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \Big/ R_1, \quad Q_2 = \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \Big/ R_2$$

и коэффициентом взаимной индукции M , представленную на рис.1.

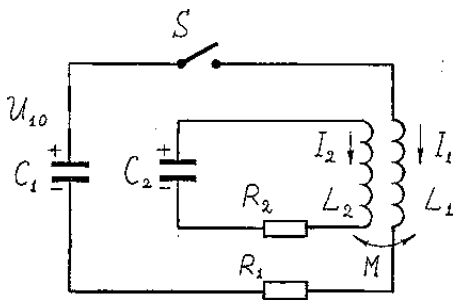


Рис. 1. Электрическая принципиальная схема импульсного резонансного трансформатора с ударным возбуждением.

В начальный момент времени заряд на C_2 отсутствует, напряжение на C_1 равно U_{10}. После замыкания ключа S в момент времени $t = 0$, для обоих контуров можно записать уравнения в нормированной форме:

$$\begin{cases} \dfrac{d^2u_1}{dt^2} + k \cdot \dfrac{\omega_1}{\omega_2} \cdot \dfrac{d^2u_2}{dt^2} + \dfrac{\omega_1}{Q_1} \cdot \dfrac{du_1}{dt} + \omega_1^2 \cdot u_1 = 0 \\ \dfrac{d^2u_2}{dt^2} + k \cdot \dfrac{\omega_2}{\omega_1} \cdot \dfrac{d^2u_1}{dt^2} + \dfrac{\omega_2}{Q_2} \cdot \dfrac{du_2}{dt} + \omega_2^2 \cdot u_2 = 0 \end{cases} \quad (1)$$

С начальными условиями:

* Работа выполнена при поддержке проекта Президиума РАН 2.10.

$$u_1 = 1, \quad \frac{du_1}{dt} = 0, \quad u_2 = 0, \quad \frac{du_2}{dt} = 0 \qquad (2)$$

Здесь k — коэффициент связи контуров:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

u_1 и u_2 — напряжения U_1(t) и U_2(t), нормированные на максимальные значения:

$$U_{1\max} = U_{10}, \qquad U_{2\max} = U_{10} \cdot \sqrt{\frac{C_1}{C_2}}$$

Стандартный поиск решения в виде $e^{\lambda \cdot t}$ приводит к следующему характеристическому уравнению для показателя экспоненты λ:

$$\lambda^4 + \frac{\left[\lambda^3 \cdot \left(\frac{\omega_1}{Q_1} + \frac{\omega_2}{Q_2}\right) + \lambda^2 \cdot \left(\frac{\omega_1 \cdot \omega_2}{Q_1 \cdot Q_2} + \omega_1^2 + \omega_2^2\right) + \lambda \cdot \omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \left(\frac{\omega_1}{Q_1} + \frac{\omega_2}{Q_2}\right) + \omega_1^2 \cdot \omega_2^2\right]}{\left(1 - k^2\right)} = 0$$

Здесь действительная часть λ — постоянная затухания $-\gamma = \frac{\omega}{2 \cdot Q}$, мнимая — круговая частота ω. Уравнение не меняет вид при перестановки осцилляторов. Можно показать, что для ударного возбуждения тоже самое можно сказать о безразмерном $u_2(t)$ и, следовательно, о максимальном u_2 и времени достижения этого максимума.

Если пренебречь потерями $(Q_1, Q \to \infty)$ для собственных частот сразу получается [7,8]:

$$\omega^* = \frac{\sqrt{2}\,\omega_1\omega_2}{\sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2 - \sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4k^2\omega_1^2\omega_2^2}}},$$

$$\omega_* = \frac{\sqrt{2}\,\omega_1\omega_2}{\sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2 + \sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4k^2\omega_1^2\omega_2^2}}} \qquad (3)$$

Назовём частоты ω^* и ω_* верхней и нижней гибридными и отметим, что

$$\omega^* > \max(\omega_1, \omega_2), \quad \omega_* < \min(\omega_1, \omega_2)$$

В случае резонансных контуров, когда $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, наличие связи снимает вырождение частот и приводит к их расщеплению:

$$\omega^* = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}}, \quad \omega_* = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}}$$

Для $k \to 1$ формулы (3) для гибридных частот принимают вид:

$$\omega^* \approx \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{2 \cdot (1-k)}}, \quad \omega_* \approx \frac{\sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2}}{2}$$

Для достаточно больших $k > 0{,}6$ хорошим приближением для добротностей будет:

$$Q^* \approx \frac{Q_1 \cdot Q_2 \cdot \sqrt{2 \cdot (1-k) \cdot (\omega_1^2 + \omega_2^2)}}{Q_1 \cdot \omega_2 + Q_2 \cdot \omega_1},$$

$$Q_* \approx \frac{2 \cdot Q_1 \cdot Q_2 \cdot \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2}}{Q_1 \cdot \omega_2 + Q_2 \cdot \omega_1}$$

Или, для постоянных затухания:

$$\gamma_* \approx \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{4}, \quad \gamma^* \approx \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2 \cdot (1-k)}$$

При небольших потерях гибридные частоты меняются слабо, но с ростом коэффициента связи начинает падать добротность. И при $k \to 1$ для верхней гибридной частоты наступает критическое затухание. Колебания исчезают. Формулы перестают работать, но такие коэффициенты связи не имеют практического смысла для трансформаторов Тесла.

Учитывая начальные условия (2) и решая систему уравнений (1), в отсутствие потерь, можно получить следующие аналитические выражения для безразмерных напряжений в первичном и вторичном контурах трансформатора:

$$u_1(t) = \frac{\omega_1^2}{\sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4k^2\omega_1^2\omega_2^2}} \left(\frac{\omega^{*2} - \omega_2^2}{\omega^{*2}} \cos \omega^* t + \frac{\omega_2^2 - \omega_*^2}{\omega_*^2} \cos \omega_* t \right),$$

$$u_2(t) = \frac{k \cdot \omega_1 \cdot \omega_2}{\sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4k^2\omega_1^2\omega_2^2}} (\cos \omega_* t - \cos \omega^* t) = \qquad (4)$$

$$= \frac{2 \cdot k \cdot \omega_1 \cdot \omega_2}{\sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4k^2\omega_1^2\omega_2^2}} \sin\left(\frac{\omega^* + \omega_2}{2} t\right) \times \sin\left(\frac{\omega^* - \omega_2}{2} t\right)$$

Попытки найти максимум $u_2(t)$ из аналитического выражения (4) приводят к трансцендентному уравнению. Удобнее просто численно интегри-

ровать систему дифференциальных уравнений (1). В большинстве пакетов (Malab, SciLab, Maple, Mathematica…) научных расчетов есть стандартных процедуры численного интегрирования дифференциальных уравнений, снабженные опцией локализации событий [9]. В нашем случае событие – достижение максимума u_2, или $\frac{du_2}{dt}=0$. При этом не возникает никаких затруднений с учетом потерь.

Используем (4) для анализа предельных случаев. В дальнейшем при расчетах будет использоваться безразмерное время $\tau=\omega_2\cdot t$ и параметр расстройки — $\omega=\omega_1/\omega_2$.

Как уже упоминалось, момент t_1 максимума функции $U_2(t)$, ω_0 и k связаны трансцендентным уравнением, которое в резонансном случае (ω_1=ω_2=ω_0) имеет вид:

$$\sqrt{\frac{1-k}{1+k}}\sin\left(\frac{\omega_0 t_1}{\sqrt{1+k}}\right)=\sin\left(\frac{\omega_0 t_1}{\sqrt{1-k}}\right) \qquad (5)$$

График зависимости $\omega_0\cdot t_1$ от k представлен на рис. 2 и получен из (1) численным счётом.

При малых k время выхода $U_2(t)$ на пик слабо зависит от k и в пределе, при $k\to 1$ равно

$$t_1=\frac{\gamma_0}{\omega_0}$$

где $\gamma_0=2{,}028758\ldots$ корень уравнения

$$tg\gamma+\gamma=0,$$

получающегося после разложения в ряд выражения (5) по малому параметру k до членов второго порядка малости.

При $k\to 1$ время максимума $U_2(t)$ с хорошей точностью соответствует половине периода колебаний с частотой ω^*:

$$t_1\approx\frac{\pi\sqrt{1-k}}{\omega_0}$$

и стремится к нулю при $k\to 1$, т.е. быстродействие с приближением k к единице неограниченно растет.

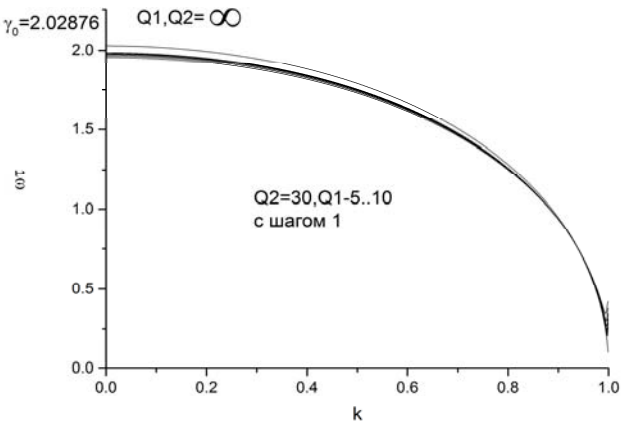
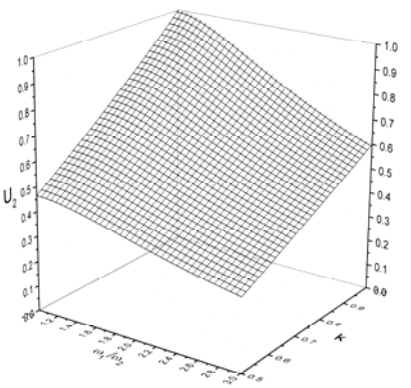
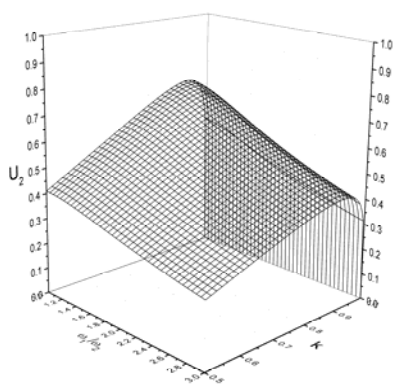


Рис. 2. Зависимость времени выхода вторичного напряжения $U_2(t)$ на первый максимум от коэффициента связи k и добротностей . Q_1, Q_2.

На рис. 2 изображена зависимость времени достижения максимума от k и добротностей контуров. Как видно она слабо зависит от добротностей контуров. Выбросы при $k\to 1$ связаны с критическим затуханием и практического значения не имеют.



а



б

Рис. 3. Зависимость максимального вторичного напряжения $u_{2\max}$ от коэффициента связи k и расстройки $\omega=\omega_1/\omega_2$, слева (а) – отсутствие потерь. Справа (б) – $Q_1=8, Q_2=30$.

На рис. 3 приведены результаты расчетов, иллюстрирующие влияние потерь.

Качественные различия возникают при $k \to 1$. Если не учитывать потери, то в этом пределе $u_{2\max} = 2\omega/(1+\omega^2)$ и достигает максимума при $\omega = 1$. С учетом потерь, существует $k_{\max}$, для которого достигается максимальное $u_{2\max}$ или КПД $= u_{2\max}^2$. При $k \to 1$ $u_{2\max} \to 0$, что связано с увеличением одной из гибридных частот и с ещё более стремительным ростом соответствующего коэффициента затухания. С физической точки зрения — с неограниченным ростом быстродействия неограниченно растут и омические потери.

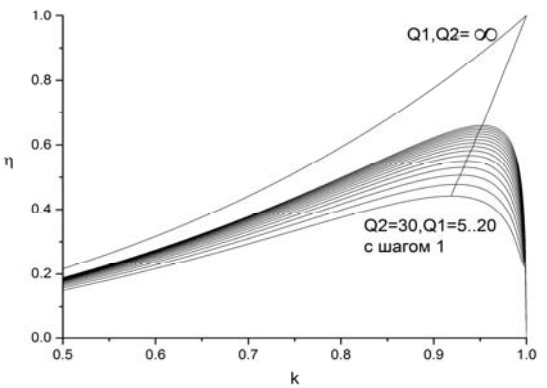


Рис. 4. Зависимость коэффициента передачи энергии во вторичную ёмкость ($\eta = u_{2\max}^2$) на первом максимуме вторичного напряжения от коэффициента связи (k) при различных значениях добротностей первичного (Q_1) и вторичного (Q_2) контуров

На рис. 4 показаны оптимальные значения коэффициента связи для различных добротностей. Видно, что при приближении к оптимуму зависимость КПД от коэффициента связи падает и увеличение добротности контуров выходит на первый план.

Результаты работы использованы для оптимизации импульсных рентгеновских аппаратов серии «ПИР» ИГиЛ СО РАН, построенных на основе трансформатора Тесла.

Выводы

• В идеальной системе, если пренебречь потерями, при работе на первой полуволне КПД растет с увеличением коэффициента связи – вплоть до 100%. При коэффициенте связи равном единице одна из гибридных частот устремляется к бесконечности и максимальное выходное напряжение достигается мгновенно с максимальной эффективностью.

• Однако если учитывать неизбежные потери, существующие в реальных контурах, то потери бесконечно увеличиваются при коэффициенте связи стремящемся к единице, а КПД падает – вплоть до того, что исчезают сами колебания.

• Достичь коэффициента связи, близкого к единице, трудно из-за необходимости высоковольтной изоляции обмоток трансформатора. В реальных контурах сильноточных устройств величины добротностей контуров редко превышают значение 10.

• Для заданных добротностей контуров есть оптимальная величина коэффициента связи с наилучшим КПД, которую можно рассчитать, и к которой необходимо стремиться при разработке трансформатора.

• Снижение омических потерь в контурах является не менее важным условием повышения КПД ИРА с трансформаторами Тесла чем повышение коэффициента связи до оптимальной величины.

Список литературы

1. Абрамян Е. А. Сильноточные ускорители-трансформаторы: Препринт ИЯФ СО АН СССР № 17–70. Новосибирск. 1970. С. 36.

2. Импульсный ускоритель электронов «Аквагген» / Авроров А. П., Астрелин В. Т., Бояринцев Э. Л., Капитонов В. А., Лагунов В. М. // Доклады Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Ленинград: НИИЭФА, 1977. С. 170–177.

3. Васерман С. Б. Трансформатор Тесла в высоковольтных ускорителях заряженных частиц: Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77–110. Новосибирск. 1979. С. 42.

4. Комяк Н. И., Пеликс Е. А. Портативные импульсные рентгеновские аппараты «Квант», ИРА-3, РИНА-1Д. // Атомная энергия. 1972. Т. 32. № 6. С. 520–522.

5. Завьялов Н. В., Канунов И. М., Полиенко Г. А., Хорошайло Е. С. Переносные импульсные рентгеновские аппараты «Аргумент-700» и «Аргумент-1000» с газовой изоляцией высоковольтных блоков // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Научно-исследовательское издание. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005, выпуск 10. С. 80–87.

6. Пальчиков Е. И., Биченков Е. И. Приборы и некоторые методы импульсной рентгенографии быстропротекающих процессов // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 3. С. 159–167.

7. Канторович М. И. Операционное исчисление и процессы в электрических цепях. М.: Сов. радио, 1975. С. 320.

8. Биченков Е. И., Рабинович Р. Л. Переносные импульсные рентгеновские аппараты с безжелезным трансформатором. // Всесоюзная научно-техническая конференция по высокоскоростной фотографии и фотонике: Тез. докл. Москва: НИИОФИ, 1978. С. 112–113.

9. Shampine L. F. & Thompson S. (2000). Event location for ordinary differential equations. Comput. Math. Appl. 39: 43–54.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПЕРЕХОДЕ ИЗОЛЯТОР-ВАКУУМ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

П. В. Королев, А. С. Пикарь

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В электрофизических установках, имеющих вакуумные нагрузки, переход твердотельного изолятора в вакуум должен обладать достаточной электропрочностью по поверхности изолятора. Электропрочность перехода зависит от площади поверхности изолятора; от максимальной напряженности электрического поля вдоль поверхности изолятора в вакууме; от равномерности распределения этой напряженности по поверхности изолятора. Увеличение поверхности изолятора перехода изолятор-вакуум может привести к увеличению индуктивности линии подвода энергии к нагрузке. Численные расчеты позволяют оптимизировать переход изолятор-вакуум по этим параметрам.

Работа выполнялась с целью разработки оптимальной конструкции низкоиндуктивного перехода изолятор-вакуум в экспериментальных электрофизических установках ЭМИР (1) и Т-1 (2).

1. Расчет перехода изолятор-вакуум установки ЭМИР

В ходе выполнения расчетов решалась двумерная осесимметричная задача электростатики в цилиндрических координатах (r, z):

$$-\nabla\left(\varepsilon_0 \varepsilon \nabla \varphi\right) = 0,$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная, ε — диэлектрическая проницаемость, φ – электрический потенциал.

На поверхности внутреннего электрода задавался электрический потенциал. Поверхность внешнего электрода была под нулевым потенциалом.

1.1. Первоначальная геометрия

Одна из первоначальных геометрий перехода изолятор-вакуум установки ЭМИР (рис. 1) была разработана без предварительного численного расчета и имела низкую индуктивность 2,2 нГн, при этом распределение напряженности вдоль поверхности изолятора крайне неравномерное (рис. 2). На рис. 3 видно, что на большом участке длины изолятора эквипотенциали идут практически параллельно его поверхности, т.е. напряженность вдоль поверхности изолятора на этом участке близка к нулю (рис. 3). В то время как на концах изолятора наблюдаются сильные скачки свыше 100 кВ/см, при потенциале на внутреннем

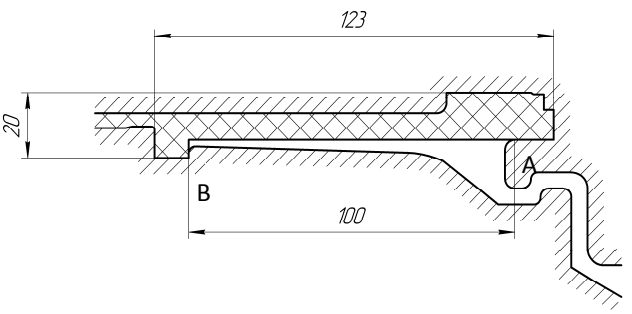


Рис. 1. Первоначальная геометрия перехода изолятор-вакуум установки ЭМИР

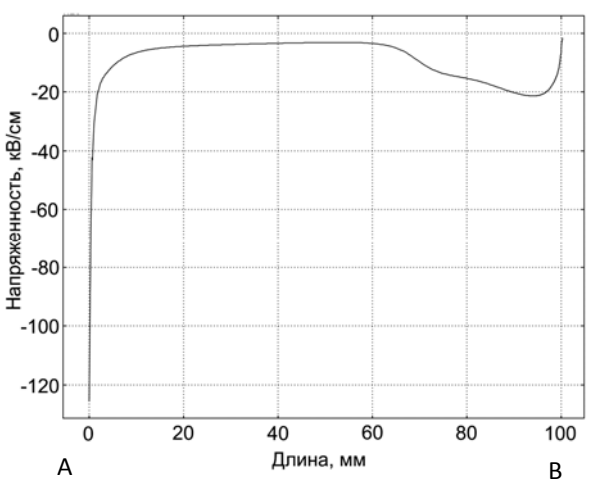


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля вдоль поверхности изолятора первоначального перехода изолятор-вакуум

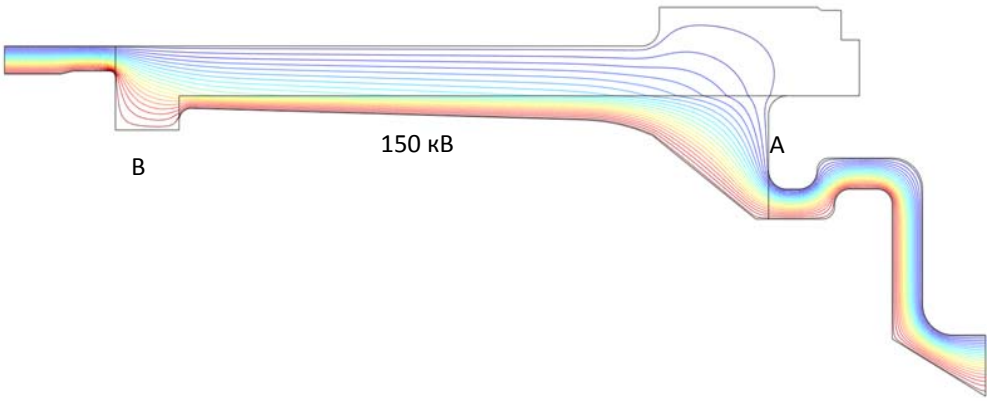


Рис. 3. Распределение эквипотенциалей в первоначальном переходе изолятор-вакуум

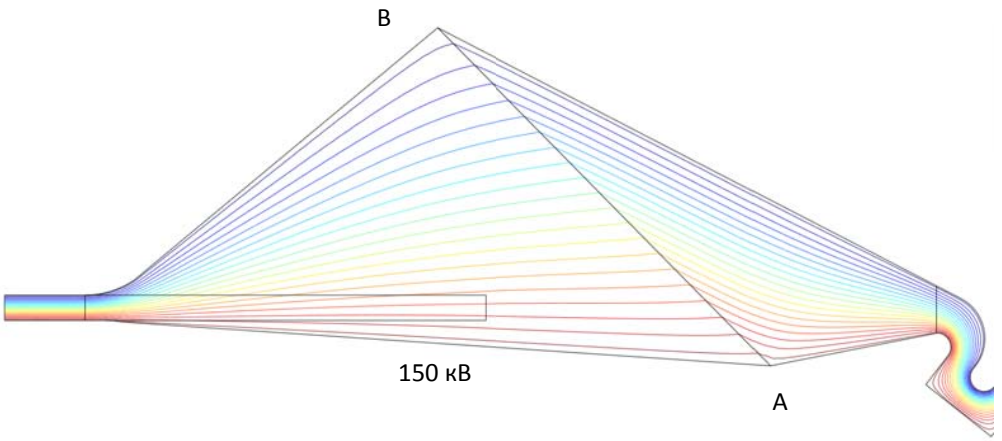


Рис. 4. Распределение эквипотенциалей в оптимальном переходе изолятор-вакуум

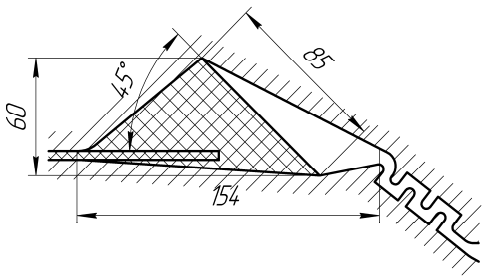


Рис. 5. Геометрия оптимального перехода изолятор-вакуум

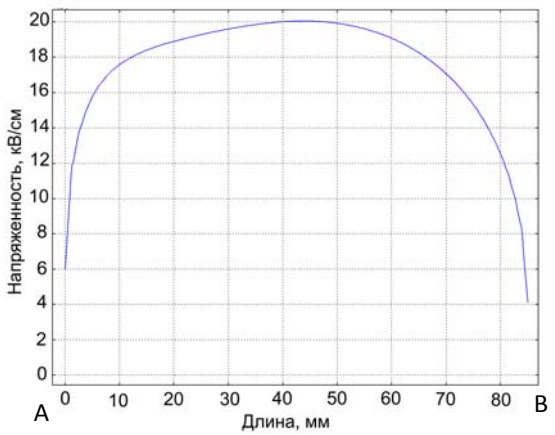


Рис. 6. Распределение напряженности электрического поля вдоль поверхности изолятора оптимального перехода изолятор-вакуум

электроде равном 150 кВ. Из этого можно заключить, что большая часть поверхности изолятора не работает, и для исключения вероятных электрических пробоев по поверхности изолятора необходимо менять форму изолятора.

1.2. Оптимальная геометрия

Для получения оптимальной геометрии были проведены численные расчеты различных моделей перехода изолятор-вакуум со стандартным углом наклона поверхности изолятора к оси электродов равным 45°. Результатом расчетов стала геометрия оптимальная по распределению поля на поверхно-

сти изолятора и максимальному значению электрической напряженности вдоль этой поверхности. Оптимальная геометрия показана на рис. 5.

Потенциал на внутреннем электроде 150 кВ. Материал изолятора – оргстекло с диэлектрической проницаемостью ε = 3,5 (3). На рис. 4 видно, что эквипотенциали пересекают изолятор равномерно по всей поверхности, т.е. работает вся поверхность изолятора. Напряженность электрического поля (рис. 6) равномерно распределена по границе изолятор-вакуум и находится в пределах 20 кВ/см. На концах границы в «тройных» точках перехода напряженность стремится к нулю. Индуктивность перехода равна 6 нГн.

Данная оптимальная геометрия была использована при разработке реальной конструкции перехода. К сожалению, форма изолятора по технологическим причинам претерпела изменения в худшую сторону.

1.3. Реальный переход изолятор-вакуум

На рис. 8 показана геометрия реального перехода изолятор-вакуум. Потенциал на внутреннем электроде 150 кВ. Материал изолятора — оргстекло с ε = 3,5.

Результаты расчетов показаны на рис. 7–9. На рис. 7 показано распределение эквипотенциалей в переходе изолятор-вакуум. Видно, что эквипотенциали выходят из изолятора под большим углом на практически одинаковом расстоянии друг от друга. Это показывает, что напряженность электрического поля должна распределяться равномерно по поверхности изолятора. На рис. 9 видно, что напряженность электрического поля вдоль поверхности изолятора около 20 кВ/см и распределена достаточно равномерно на границе изолятор-вакуум, но ближе к концам границы имеются колебания, которых в оптимальной модели не было. Индуктивность перехода изолятор-вакуум 6,6 нГн,

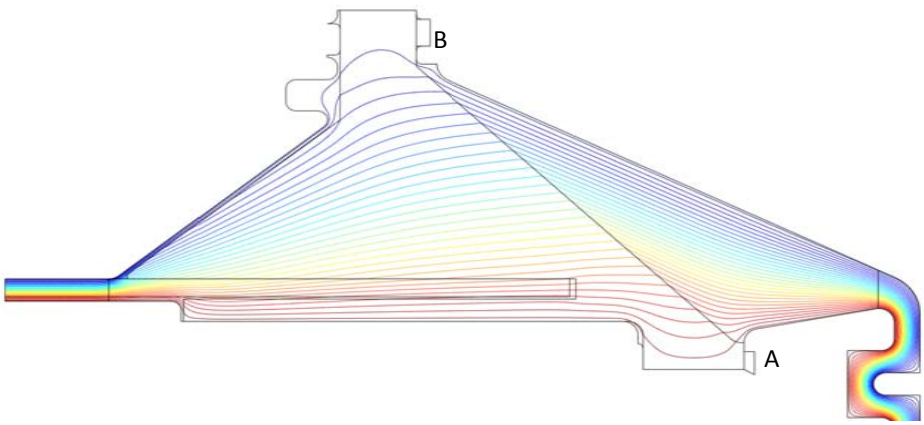


Рис. 7. Распределение эквипотенциалей в переходе изолятор-вакуум (реальная конструкция)

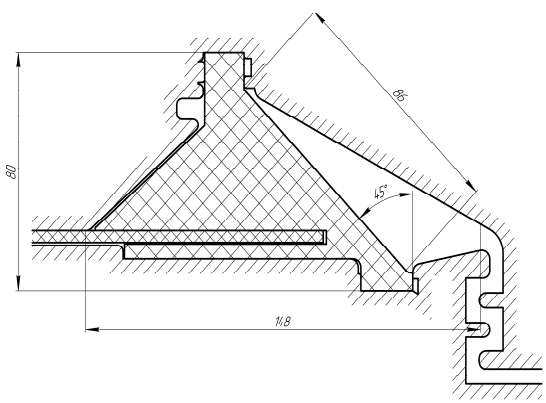


Рис. 8. Геометрия перехода изолятор-вакуум (реальная конструкция)

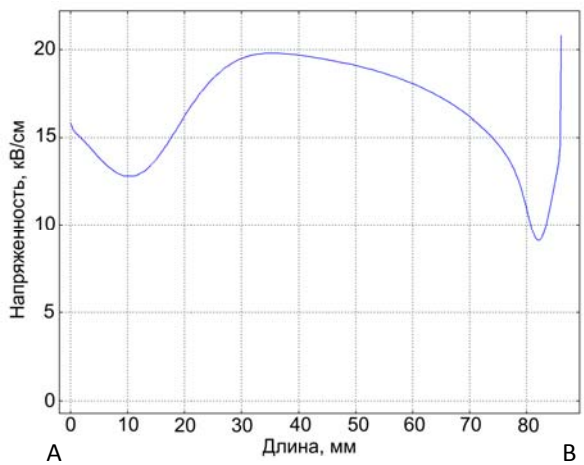


Рис. 9. Напряженность электрического поля вдоль поверхности изолятора (реальная конструкция)

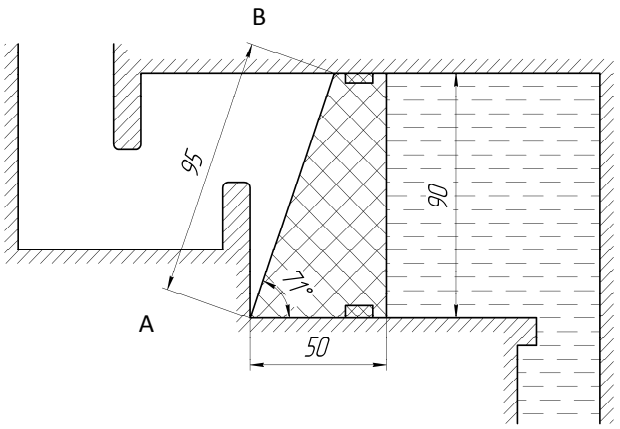


Рис. 10. Конструкция перехода изолятор-вакуум установки Т-1

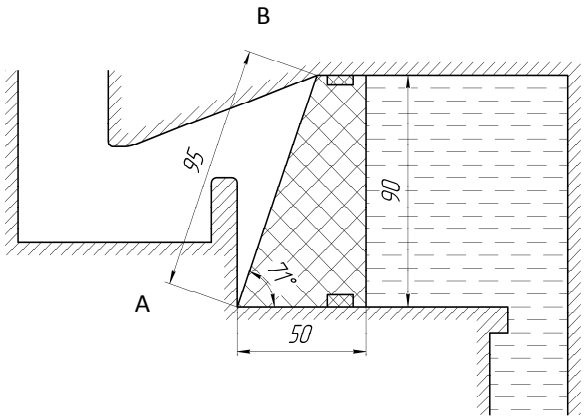


Рис. 11. Измененная модель перехода изолятор-вакуум установки Т-1

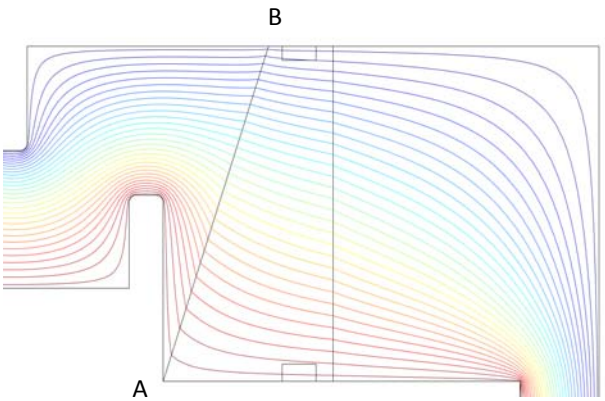


Рис. 12. Распределение эквипотенциалей в переходе изолятор-вакуум установки Т-1

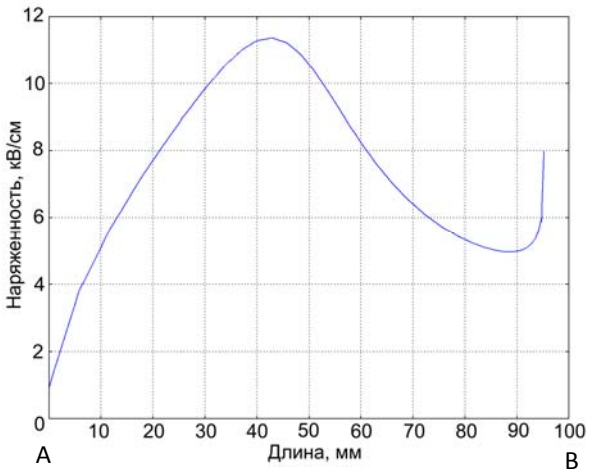


Рис. 13. Напряженность электричес-кого поля вдоль поверхности изоля-тора установки Т-1

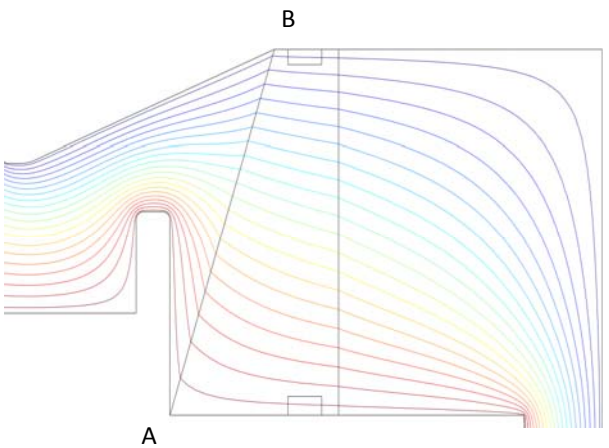


Рис. 14. Распределение эквипотенциалей в измененной модели перехода изолятор-вакуум установки Т-1

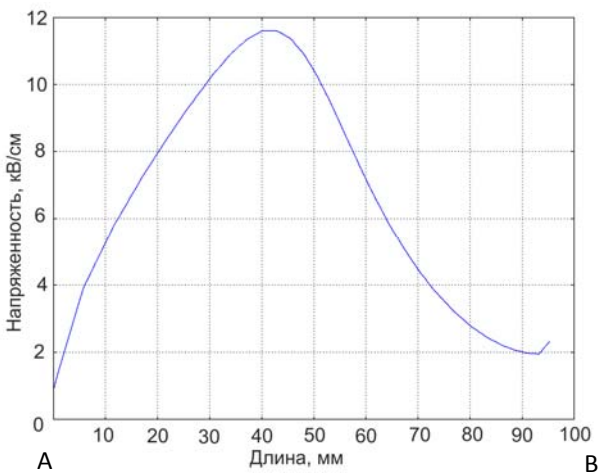


Рис. 15. Напряженность электрического поля вдоль поверхности изолятора измененной модели перехода изолятор-вакуум установки Т-1

что больше индуктивности расчетной оптимальной модели.

2. Оптимизация перехода изолятор-вакуум установки Т-1

Для исследования электропрочности и возможности оптимизации проводилось численное моделирование конструкции перехода изолятор-вакуум уже существующей стационарной электрофизической установки Т-1. На рис. 10 представлена геометрия перехода. Изолятор сделан из капролона с $\varepsilon = 4$. Изоляция до капролонового изолятора представляет собой трансформаторное масло с $\varepsilon = 2{,}3$. В изолятор вставлены кольца из вакуумной резины с $\varepsilon = 4$. Напряжение на внутреннем электроде 85 кВ. Расчеты показали, что в «тройной точке» *B* наблюдается скачок напряженности электрического поля вдоль поверхности изолятора (рис. 12 и рис. 13). Чтобы понизить в этой точке напряженность электрического поля, сделано изменение в геометрии перехода (рис. 11). Как видно на рис. 15 это изменение позволило значительно снизить напряженность электрического поля на поверхности изолятора в «тройной точке» *B*. При этом распределение эквипотенциалей в изоляторе не ухудшилось (рис. 14), а уменьшение объема перехода снизило его индуктивность.

Заключение

Проведенные расчеты позволили выявить недостатки переходов изолятор-вакуум в конструируемых и существующих установках и, изменив геометрию, улучшить их электропрочность. Была найдена оптимальная геометрия перехода изолятор-вакуум, которая, при улучшенной электропрочности, сохраняла минимальную индуктивность.

Список литературы

1. Селемир В. Д. Магнитная кумуляция в физике высоких плотностей энергии // XII International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Novosibirsk, July 13–18, 2008.

2. Пикарь А. С. и др. Review of Structural Diagrams for Generation of Megaampere Current Pulses for T-1 Facility // Megagauss-9 / Eds. V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich. – Sarov, VNIIEF, 2004, pp. 450–453.

3. Физические величины: Справочник / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; Под. Ред. И. С. Григорьева, Е. Э. Мецлихова. М.; Энергоатомиздат, 1991. С. 1232.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В ВАКУУМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА

А. Н. Грибов, Е. В. Грабовский

ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»
г. Троицк Московской области, Россия

Работа посвящена экспериментальному исследованию электрической прочности изолятора покрытого тонким слоем (1÷2 мм) жидкого диэлектрика в вакууме при давлении 10^{-4}–10^{-5} торр и длительности высоковольтного импульса ~100 нс. Исследования проводились на экспериментальном наносекундном генераторе ПГ-1 с выходным напряжением до 500 кВ при нагрузке до 40 Ом. В результате экспериментов установлено, что покрытие твердого изолятора касторовым или трансформаторным маслом позволяет увеличить амплитуду импульса напряжения, подаваемого на изолятор без его пробоя по поверхности в вакууме, не менее, чем в 1,7 раза по сравнению с чистым изолятором.

Введение

Критическим узлом при создании мощных генераторов с длительностью импульса ~100 нс является вакуумный разделительный изолятор. Его размер, который определяется предельной величиной электрической прочности поверхности изолятора в вакууме, а также связанная с ним индуктивность вакуумного тракта от изолятора до нагрузки, влияет на величину фронта импульса тока нагрузки и сильно ограничивает развитие генераторов с током свыше 20 МА.

Причиной пробоя изолятора по поверхности является эмиссия электронов, возникающая из тройной точки у катода, и газы, абсорбированные на поверхности изолятора. Для уменьшения вероятности пробоя электрическое поле в тройной точке уменьшают до величины значительно ниже порога автоэмиссии, а поверхность изолятора полируют и очищают от загрязнений. Даже после одного полного или частичного пробоя изолятора продолжение его работы бывает невозможно без очистки поверхности от образовавшихся следов пробоя.

Традиционный подход на основе формулы Мартина к оценке электрической прочности вакуумной поверхности изолятора позволяет работать мощным установкам, таким как Ангара-5 (Россия), Стенд-300 (Россия), Сатурн (США) и Z (США), с вероятностью пробоя изолятора не более 1 % при напряженности поля до 80–90 кВ/см [1]. В тоже время напряженность электрического поля на изоляторе со стороны воды может составлять 150 кВ/см и более. Последние исследования, проведенные в лабораториях США, повысили оценку электрической прочности изолятора из Rexolite примерно на 30 % [2] по сравнению с формулой Мартина [3].

Применение жидкого диэлектрика, покрывающего изолятор в области тройных точек у катода и анода, позволяет существенно изменить условия эмиссии, а смачиваемость жидкостью электрода управлять распределением поля в тройной точке. Такое управление затруднительно при использовании твердого изолятора из-за зазора между изолятором и металлическим электродом, который определяется точностью механического изготовления и деформацией под действием механической нагрузки при вакуумной откачке. Идеально гладкая поверхность жидкого диэлектрика и быстрое восстановление его изолирующих свойств после пробоя дает ему неоспоримое преимущество перед твердым изолятором. При использовании жидкого диэлектрика исключено развитие дендритов, как на поверхности, так и внутри диэлектрика, в отличие от твердого изолятора. Для увеличения предельной величины электрического поля в качестве диэлектриков должны использоваться электроотрицательные жидкости с низким уровнем давления паров.

Подобная работа по исследованию предельной электрической прочности жидкого диэлектрика в вакууме для высоковольтных импульсов длительностью несколько микросекунд [4] проводилась в 70-х годах прошлого века, но в наносекундном диапазоне дальнейшего развития не имела.

Экспериментальный стенд

Экспериментальные исследования проводились на стенде, созданном на базе высоковольтного наносекундного генератора «ПГ-1» [5] с длительностью импульса ~100 нс. Общий вид стенда показан на рис. 1.

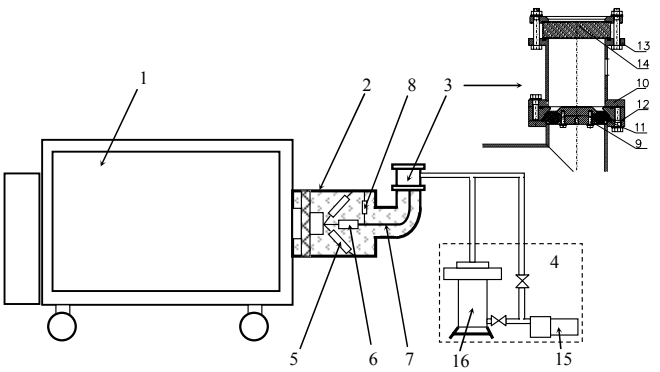


Рис. 1. Общий вид экспериментального стенда: 1 – высоковольтный генератор, 2 – узел нагрузки, 3 – узел с исследуемым изолятором, 4 – вакуумный поста, 5 – нагрузка генератора, 6 – гасящее сопротивление, 7 – соединительный провод, 8 – омический делитель напряжения, 9 – катод, 10 – анод, 11 – изолятор, 12 – датчик тока, 13 – труба вакуумной камеры, 14 – окно, 15 – форвакуумный насос, 16 – диффузионный насос

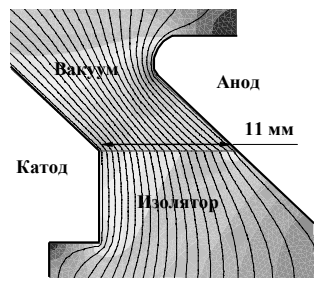
Стенд состоит из высоковольтного генератора (1), узла нагрузки (2), узла с исследуемым изолятором (3) и вакуумного поста (4). На выходе генератора располагаются омический делитель напряжения и датчик тока. Узел нагрузки имеет цилиндрической корпус диаметром 300 мм и длиной 400 мм. Внутренний объем узла нагрузки до исследуемого изолятора заполнен трансформаторным маслом. Внутри этого узла располагается омическая нагрузка (5), состоящая из двух резисторов ТВО-60, включенных параллельно, с суммарным сопротивлением 39,5 Ом. Нагрузка включена между центральным выходным электродом генератора и корпусом. К выходному электроду генератора, также подключено гасящее сопротивление (6) величиной 12,3 Ом, второй конец которого проводом (7) соединен с катодом (9) узла с исследуемым изолятором. Гасящее сопротивление предназначено для ограничения величины выходного тока генератора при пробое исследуемого изолятора. Омический делитель напряжение для регистрации напряжения на изоляторе (8) своим высоковольтным плечом соединен с проводом (7) и гасящим сопротивлением (6). Узел с исследуемым изолятором состоит из цилиндрического катода (9), анода (10), исследуемого изолятора (11), датчика тока пробоя изолятора в вакууме (12), трубы (13) и окна (14) для оптической регистрации пробоя. Изолятор изготовлен из оргстекла. Катод и анод изготовлены из нержавеющей стали. Угол между поверхностью электродов и поверхностью изолятора составляет для анода 45° и катода 135°. В этом случае электрическая прочность изолятора выше [6], чем для угла 90° между поверхностью изолятора и одним из электродов. Вакуумный пост (4) состоит из форвакуумного (15) и диффузионного насосов (16), соединительных патрубков и диагностических ламп и обеспечивает откачку в рабочей камере, где расположен исследуемый изолятор, до 10^{-5} торр.

Расчет электрического поля

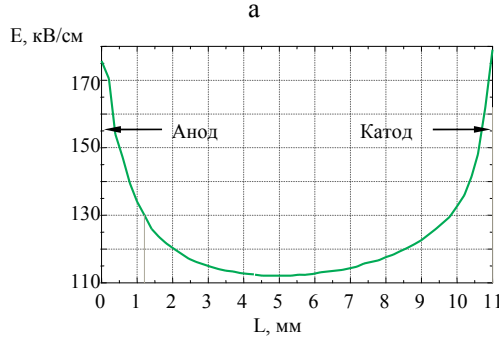
Расчет электрического поля для области вблизи исследуемого изолятора из оргстекла ($\varepsilon = 4$) проводился при напряжении между катодом и анодом 100 кВ для чистого изолятора и изолятора покрытого слоем касторового масла с $\varepsilon = 4{,}2$ и трансформаторного масло с $\varepsilon = 2{,}2$.

Расстояние между катодом и анодом по поверхности изолятора составляет 11 мм.

Результаты расчета в виде картины распределения эквипотенциальных линий и график величины напряженности электрического поля вдоль поверхности изолятора представлены на рис. 2.



а



б

Рис.2. Картина распределения электрического поля и эквипотенциальных линий в области исследуемого изолятора (а) и график величины напряженности электрического поля вдоль поверхности изолятора (б)

На рис. 3 показаны графики величины напряженности электрического поля вдоль поверхности касторового и трансформаторного масла. Высота масляного слоя составляла около 1,5 мм.

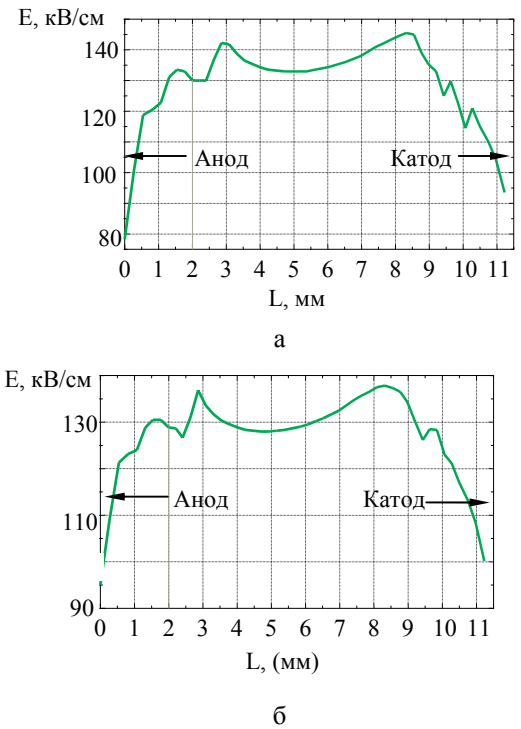


Рис. 3. График величины напряженности электрического поля вдоль поверхности касторового (а) и трансформаторного масла (б)

Среднее значение электрического поля вдоль всей поверхности изолятора составляет 126 кВ/см, а у катода и анода максимум величины электрического поля достигает 178 и 179 кВ/см, соответственно. Для изолятора покрытого касторовым маслом величина электрического поля на поверхности масла у катода и анода составляет 95 и 80 кВ/см, соответственно. Для изолятора покрытого трансформаторным маслом величина электрического поля на поверхности масла у катода и анода составляет 100 и 95 кВ/см, соответственно. Расчеты сделаны с учетом смачивания поверхности электродов маслом. Уменьшение величины электрического поля у катода и анода при использовании масляного покрытия изолятора связано с выравниванием эквипотенциальных линий поля в масле и наклоном поверхности масла вблизи электродов за счет поверхностного натяжения.

Результаты эксперимента

Эксперименты на стенде проводились с чистым изолятором и с использованием масел целиком покрывающих изолятор. В процессе экспериментов давление в рабочей камере составляло $5 \div 8 * 10^{-5}$ мм. рт. ст. При покрытии изолятора маслом, в качестве которого использовалось касторовое или трансформаторное масло, осуществлялась предварительная дегазация в течение суток рабочей камеры с помощью форвакуумного насоса.

Импульсы напряжения между катодом и анодом для чистого изолятора показаны на рис. 4 для двух случаев без пробоя и с пробоем по поверхности изолятора.

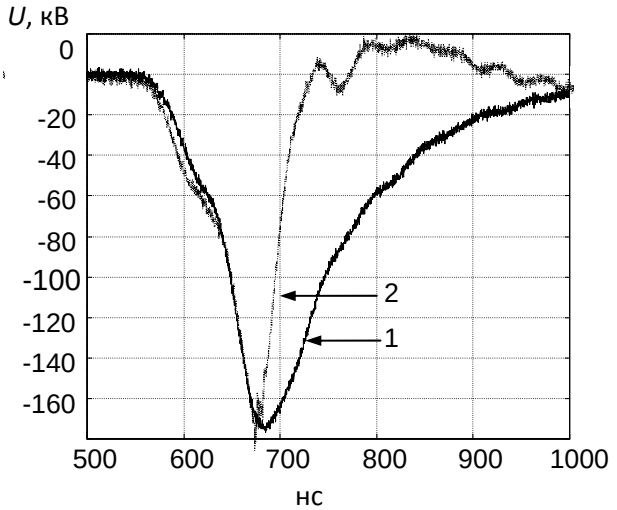


Рис. 4. Импульсы напряжения между катодом и анодом для чистого изолятора без пробоя (1) и с пробоем (2) поповерхности изолятора

Амплитуда импульса напряжения между электродами для чистого изолятора, при которой пробой происходит с вероятностью 50 %, составляла 175 кВ при длительности импульса на полувысоте – 120 нс. На уровне 0,89 от максимума ширина импульса составляет 50 нс. При амплитуде напряжения на зазоре катод-анод 175 кВ минимальная напряженность поля в средней части поверхности изолятора (от 2 до 9 мм, см. рис. 2) составляет 202 кВ/см. А вычисленная по формуле Мартина [3] напряженность электрического поля, при которой существует 50 % вероятности пробоя по поверхности изолятора, равна 206 кВ/см. Что близко к результату, полученному в эксперименте.

Импульсы напряжения между катодом и анодом для изолятора, покрытого касторовым и трансформаторным маслом, показаны на рис. 5. Амплитуда импульса напряжение между электродами изолятора покрытого слоем масла, при которой пробой по поверхности изолятора происходил с вероятностью 50 %, составила 300 кВ для касто-

рового масла и 340 кВ для трансформаторного масла. Таким образом, при покрытии поверхности изолятора слоем касторового масла можно увеличить амплитуду выходного импульса напряжения генератора в 1,76 раза, а с помощью трансформаторного масла в 2 раза.

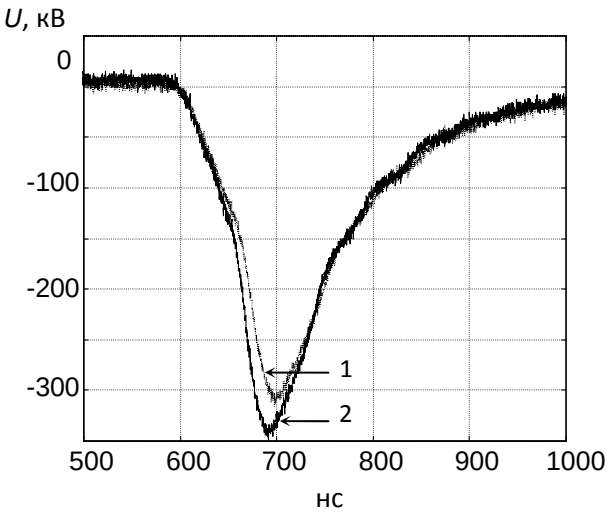


Рис. 5. Импульсы напряжения между катодом и анодом для изолятора, покрытого слоем касторового (1) и трансформаторного масла (2)

Заключение

В результате проведенной серии экспериментов с изолятором из оргстекла без покрытия и с покрытием вакуумной поверхности изолятора слоем масла толщиной ~1,5 мм были зарегистрированы импульсы напряжения генератора с длительностью ~ 100 нс, при которых существует 50 % вероятность пробоя по поверхности изолятора. Покрытие изолятора маслом обеспечило увеличение в 1,7÷2 раза амплитуды выходного импульса напряжения генератора, подаваемого на электроды, между которыми расположен изолятор, по сравнению с «чистым» изолятором. Дальнейшая работа по исследованию электоизоляционных свойств вакуумного изолятора покрываемого жидким диэлектриком будет связана с изменением *геометрии* электродов и расширением диапазона используемых электроотрицательных жидкостей.

Работа выполнена при финансовой поддержке «Фонда научный потенциал».

Список литературы

1. Spielman R. B., Long F., Martin T. H. et.al. // Proc. 10th IEEE International Pulsed Power Conference, Albuquerque, New Mexico. USA. 1995. P. 396.

2. Stygar W.A., Spielman R. B., Anderson R. A. at al. // Proc. 12th IEEE International Pulsed Power Conference. Monterey. California. USA. 1999. P. 454.

3. Martin J. C. // JCM. 1971. N.157. P. 713.

4. Yablokov B. N. // Proc. VII International Symposium Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Novosibirsk. USSR. 1976. P. 274.

5. Bulan V. V., Gribov A. N., Grabovskii E. V. et.al // 11th International Conference on High Power Particle Beams. Prague. Czech Republic. 1996. P.942.

6. Watson A. J. // Apply Physics. 1967. V. 38. № 5. P. 2019.

ОЦЕНКА ДОЗОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ «ГАММА-4»

Н. В. Завьялов, В. С. Гордеев, С. Ю. Пучагин, А. Л. Мозговой, А. В. Гришин, К. В. Страбыкин, Д. О. Мансуров, М. А. Моисеевских, Е. С. Бердников

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В РФЯЦ-ВНИИЭФ создается электрофизическая установка «Гамма-4» (2,0 МВ, 3,0 МА, 6,0 ТВт), предназначенная для генерации мощных импульсов тормозного излучения (ТИ) длительностью ~50 нс. На первом этапе установку предполагается использовать в режиме, в котором все модули полностью автономны и каждый работает на свой вакуумный диод. В этом случае результирующее поле излучения установки определяется как суперпозиция полей излучения ее модулей. Параметры излучения установки можно оценить по параметрам излучения ее отдельного модуля.

В рамках данной работы в 5 включениях ускорителя «Гамма-1» измерялись экспозиционные дозы ТИ в плоскостях 20, 30 и 60 см от мишени ускорителя. Показано, что экспериментальные данные с относительной погрешностью 13 % описываются полем излучения точечного косинусоидального источника. С использованием полученной модели была проведена реконструкция пространственного распределения экспозиционной дозы ТИ установки «Гамма-4» с учетом расположения и пространственной ориентации ее излучателей. Приводятся значения экспозиционных доз ТИ и площадей пятен облучения на позиции 15 см от мишеней модулей.

Введение

В РФЯЦ-ВНИИЭФ создается электрофизическая установка «Гамма-4» (2,0 МВ, 3,0 МА, 6,0 ТВт), предназначенная для генерации мощных импульсов ТИ длительностью ~50 нс. Установка будет состоять из четырех однотипных ускорительных модулей, выполненных на основе сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» [1,2]. На первом этапе установку предполагается использовать в режиме, в котором все модули полностью автономны, и каждый работает на свой вакуумный диод. В данном режиме работы результирующее поле излучения установки определяется как суперпозиция полей излучения, генерируемых ее отдельными модулями. Таким образом, задача оценки параметров поля излучения четырехмодульной установки сводится к задаче построения математической модели, описывающей поле излучения одного модуля, и использования затем этой модели для реконструкции поля излучения многомодульной установки.

Математическая модель

В работе [3] в результате анализа расчетов методом Монте-Карло была показана возможность построения аналитических моделей, описывающих пространственное распределение, по крайней мере, для трех интегральных по времени характеристик поля ТИ, формируемого сильноточным импульсным ускорителем электронов «Гамма-1» – экспозиционной дозы, поглощенной дозы в кремнии и флюенса энергии СЖР излучения. Указанные характеристики удовлетворительно описываются полем точечного источника, смещенного на некоторое расстояние по оси симметрии относительно центра мишени ускорителя. Для описания пространственного распределения перечисленных характеристик поля была использована зависимость вида:

$$D(\theta, r) = \frac{A_0 (\cos\theta)^{\alpha} e^{-\mu r}}{r^{\beta}} \qquad (1)$$

где A_0 – нормировочный множитель, (θ, r) – координаты точки наблюдения в полярной системе координат, связанной с центром мишени ускорителя, α, β, μ – свободные параметры.

В данной формуле сомножитель $(\cos\theta)^{\alpha}$ является показателем изотропии излучения. Сомножитель $1/r^{\beta}$ выражает зависимость физической величины D от расстояния до точки наблюдения. Как показали результаты расчетов, эта зависимость близка к классической, т.е. $\beta \approx 2{,}0$. Сомножитель $e^{-\mu r}$ выражает затухание физической величины D при отдалении от источника. Значение

коэффициента затухания μ оказывается чрезвычайно малым, так что данный сомножитель оказывается близким к единице. Согласно результатам расчетов методом Монте-Карло[3], максимальное значение погрешности интерполяционной формулы (1) на расстоянии от мишени 10 см составляет 12 %. В диапазоне расстояний от мишени от 15 до 100 см максимальное значение погрешности интерполяционной формулы (1) не превышает 6 %.

Постановка экспериментов

Для получения экспериментальных данных о пространственном распределении дозы ТИ была проведена серия включений ускорителя «Гамма-1». Конфигурация ускорителя в этих включениях была следующей: к выходу формирующей системы ускорителя была пристыкована водяная передающая линия с диаметром внешнего электрода 1,6 м и волновым сопротивлением 2,9 Ом. Выходная часть ускорителя состояла из ускорительной трубки с секционированным вакуумным изолятором диаметром 0,8 м и сильноточного вакуумного диода (рис. 1).

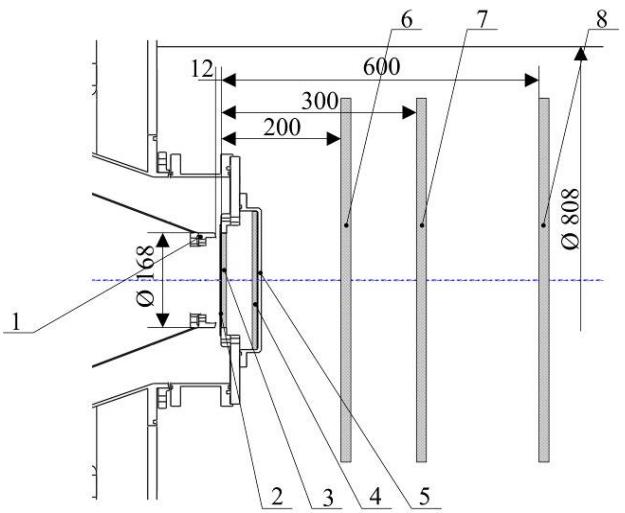


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – катод, 2 – мишень, 3,4 – фильтр деградированных электронов, 5 – алюминиевая крышка, 6, 7, 8 – матрицы дозиметров ИКС

В качестве нагрузки использовался сильноточный вакуумный пинч-диод с полым кольцевым катодом (поз. 1) и плоским анодом-мишенью (поз. 2). Диаметр эмитирующей кромки катода из нержавеющей стали составлял 168 мм. Ускоряющий зазор между эмитирующей кромкой катода и мишенью составлял 12 мм. В качестве мишеней использовались диски из танталовой фольги диаметром 180 мм толщиной 0,1 мм. В качестве фильтра деградированных электронов использовались два диска из полиэтилена (поз. 3, 4) толщиной 6 мм каждый. Для защиты матрицы с детекторами от металлических осколков мишени были установлены дополнительно несколько слоев кевларовой ткани. Излучение выводилось через алюминиевую крышку (поз. 5) толщиной 6 мм в биологическую защиту, представляющую собой цилиндр из свинца с диаметром полости 0,8 м. В биологической защите на расстоянии 200, 300 и 600 мм вдоль оси ускорителя устанавливались матрицы с дозиметрами ИКС в стандартных корпусах (поз. 6, 7, 8) для измерения экспозиционной дозы ТИ в различных точках пространства. Всего в рамках данной работы было проведено 5 включений ускорителя. В первых четырех включениях были получены достаточно стабильные результаты по дозе ТИ, в пятом включении из-за электрических пробоев в ускорительной трубке доза была существенно ниже. Поэтому для определения параметров модели использовались экспериментальные данные, полученные в первых четырех включениях ускорителя.

Результаты экспериментов

В результате проведенных экспериментов были получены данные о пространственном распределении экспозиционной дозы ТИ ускорителя «Гамма-1». На рис. 2 представлены экспериментальные данные (точки) и их аппроксимация по формуле (1). Параметры A_0, α, β определялись методом наименьших квадратов.

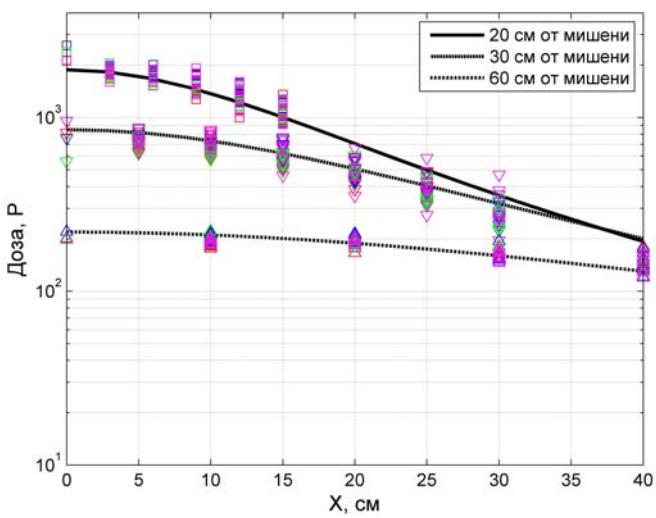


Рис. 2. Распределение экспозиционной дозы ТИ в плоскостях 20, 30 и 60 см от мишени (точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимация)

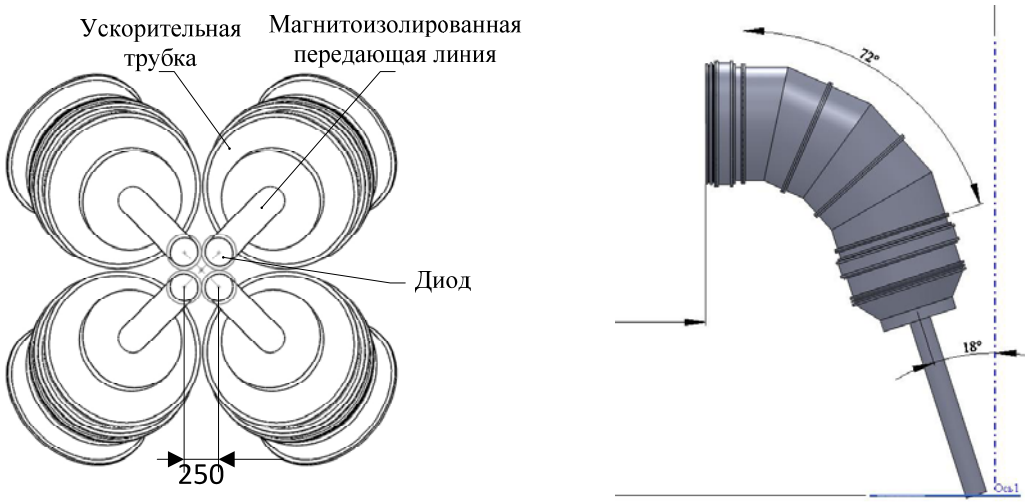


Рис. 3. Расположение излучателей установки «Гамма-4»

В результате вычислений были получены следующие значения параметров формулы (1):

$$A_0 = (6,62 \pm 0,29) \cdot 10^5 [P \cdot \text{см}^{\beta}],$$
$$\alpha = (0,87 \pm 0,06),$$
$$\beta = (1,96 \pm 0,01).$$

Относительная погрешность экспериментальных данных ($1\,\sigma$) составила ~13 %. Экстраполяция полученных результатов на ближнюю к мишени зону показывает, что на облучательной позиции 15 см от мишени ускорителя максимальная доза составляет (3,3 ± 0,2) кР, площадь пятна облучения с неоднородностью по дозе 50 % составляет (440 ± 15) см^2.

Реконструкция полей излучения установки «ГАММА-4»

Модель, описывающая пространственное распределение экспозиционной дозы ТИ, генерируемого одним модулем, использовалась для реконструкции поля излучения установки «Гамма-4». В установке «Гамма-4» диоды модулей располагаются в центрах квадрата со стороной 25 см (см. рис. 3). Энергия подводится к диодам по цилиндрическим магнитоизолированным линиям, при этом угол между осью МИПЛ и нормалью к плоскости матрицы диодов составляет 18º. Диоды фокусируют свое излучение на ось системы, на расстоянии 54 см от плоскости матрицы.

Для определения параметров излучения установки «Гамма-4» был проведен численный эксперимент, в котором, используя значения стандартных отклонений параметров модели, полученных выше, были смоделированы 1000 импульсов установки «Гамма-4». На рис. 4 показаны значения экспозиционных доз ТИ и площади пятен облучения в этих импульсах. На облучательной позиции 15 см от мишеней модулей значения экспозиционных доз ТИ составили (5,2 ± 0,2) кР, площади пятен облучения с неоднородностью 50 % – (1950 ± 30) см^2.

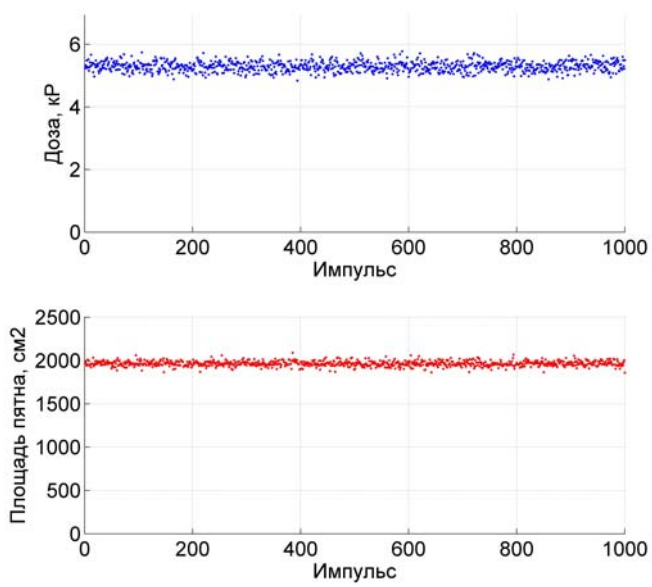
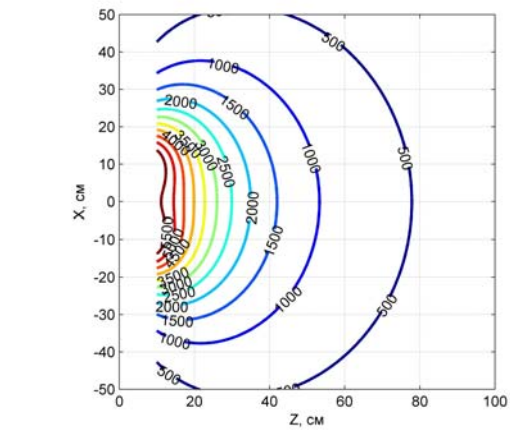
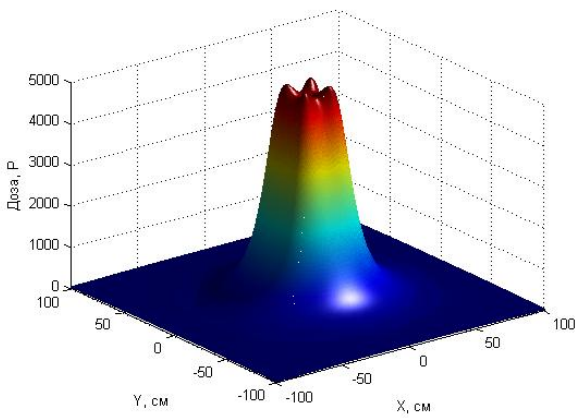


Рис. 4. Параметры излучения установки «Гамма-4» в численном эксперименте (1000 импульсов)



а



б

Рис. 5. Пространственное распределение экспозиционной дозы ТИ установки «Гамма-4»

На рис. 5а показано распределение экспозиционной дозы ТИ в плоскости, проходящей через общую ось симметрии. В ближней зоне пятно с неоднородностью 50 % состоит из четырех отдельных участков. По мере отдаления от плоскости излучателей они сливаются в единое пятно. На рис. 5б показано распределение экспозиционной дозы ТИ в плоскости наблюдения, перпендикулярной к общей оси симметрии установки, на расстоянии 15 см от мишеней.

Выводы

По данным, полученным в экспериментах на сильноточном импульсном ускорителе электронов «Гамма-1», выполнены оценки параметров пространственного распределения поля экспозиционной дозы ТИ установки «Гамма-4». В результате показано, что на позиции 15 см от матрицы диодов модулей, в режиме фокусировки излучения, на установке реализуется поле облучения с максимальным значением экспозиционной дозы ТИ (5,2 ± 0,2) кР на площади (1950 ± 30)см^2 при неоднородности 50 %.

Список литературы

1. Пунин В. Т., Завьялов Н. В., Басманов В. Ф. Результаты экспериментальных исследований некоторых режимов работы сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» // XII научные Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии 19–23 апреля 2010 г. (сборник докладов). Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2010. С. 49–54.

2. Гордеев В. С., Гришин А. В., Назаренко С. Т. и др. Результаты экспериментальных исследований системы передачи энергии типового модуля установки «Гамма» // XIV научные Харитоновские чтения. Мощная импульсная электрофизика. 12–16 марта 2012 г. (сборник докладов). Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2013. С. 112–117.

3. Лазарев С. А., Гордеев В. С., Донской Е. Н. и др. Расчет динамических характеристик поля тормозного излучения сильноточных ускорителей электронов. Сборник докладов IX межотраслевой конференции по радиационной стойкости. Снежинск. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ». 12–15 октября 2010 г. т. 1. С.278–287.

ПРОЕКТ СИСТЕМЫ СИНХРОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ «ГАММА-4»

А. *В. Гришин, С. Т. Назаренко, А. В. Козачек, Д. А. Калашников, С. Л. Глушков, Б. П. Миронычев, В. М. Мартынов, В. В. Турутин, Д. А. Кульдюшов, В. С. Павлов, В. А. Деманов, Т. Ф. Шиханова, Ю. А. Есаева*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В РФЯЦ-ВНИИЭФ создаётся четырёхмодульная электрофизическая установка «Гамма-4». Одной из важнейших задач при создании многомодульной установки является обеспечение включения отдельных модулей установки по заданной условиями эксперимента временной программе с точностью в несколько наносекунд. На основе технических решений, проверенных при эксплуатации первого модуля установки – ускорителя «Гамма-1», разработан проект системы синхронизации установки «Гамма-4», которая должна обеспечить включение с точностью не хуже ±3 нс высоковольтных газонаполненных разрядников тригатронного типа формирующих систем модулей (144 разрядника на рабочее напряжение 1 МВ), предымпульсных коммутаторов модулей (24 разрядника на рабочее напряжение 3 МВ) и восьми генераторов импульсных напряжений Аркадьева – Маркса (40 разрядников на рабочее напряжение 100 кВ).

Введение

В РФЯЦ-ВНИИЭФ с целью проведения радиационных исследований и испытаний создаётся четырёхмодульная электрофизическая установка «Гамма-4» [1]. Установку предполагается использовать в двух режимах работы. Первый – режим генерации импульсов тормозного излучения с граничной энергией квантов до 2 МэВ при работе модулей на отдельные сильноточные электронные вакуумные диоды или на один общий диод. Второй – режим генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения при работе установки на плазменную нагрузку. Модульная конструкция установки позволит генерировать импульсы различной формы за счёт варьирования режимов включения модулей от одновременного до последовательного.

Для работы многомодульных установок требуется наносекундная точность включения модулей. Коммутаторы типовых модулей установки «Гамма-4» образованы высоковольтными газонаполненными разрядниками, управляемыми импульсами высокого напряжения. Формирование этих управляющих импульсов должна обеспечить система синхронизации установки.

К настоящему времени изготовлен и экспериментально отработан первый модуль установки «Гамма-4» – ускоритель «Гамма-1» [2], в 700 включениях которого подтверждены его расчётные выходные параметры и надёжность в работе. Внешний вид ускорителя «Гамма-1» с системой передачи энергии, включающей в себя магнитоизолированную передающую линию, представлен на рис. 1.

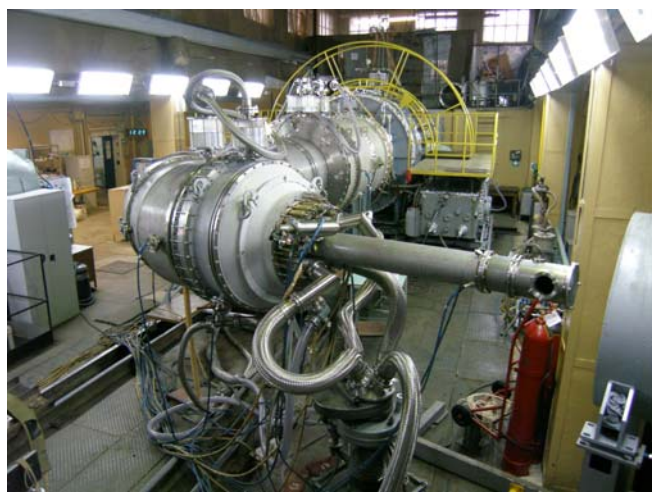


Рис. 1. Внешний вид ускорителя «Гамма-1»

Для ускорителя «Гамма-1» была создана высоковольтная система синхронизации [3], предназначенная для включения с наносекундной точностью по заданной временной программе 36-ти разрядников на рабочее напряжение 1 МВ формирующей системы и 6-ти разрядников на 3 МВ предымпульсного коммутатора [4]. Также система синхронизации обеспечивает запуск 10-ти разрядников

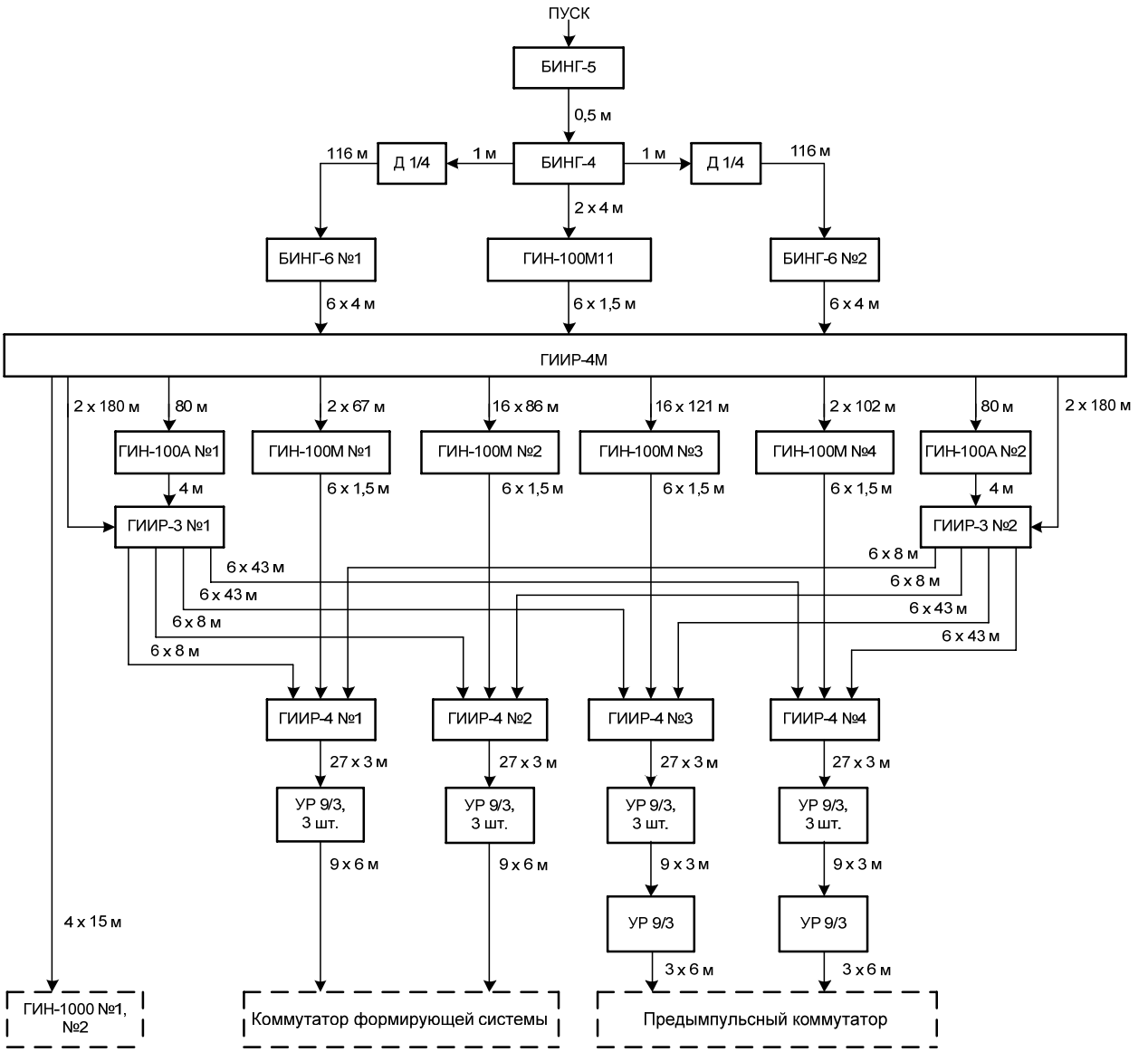


Рис. 2. Структурная схема системы синхронизации ускорителя «Гамма-1»

на 100 кВ в первых пяти каскадах двух генераторов Маркса ГИН-1000 [5], заряжающих водоизолированную двойную ступенчатую формирующую линию ускорителя. Система синхронизации ускорителя «Гамма-1» состоит из генераторов ГИН-100 (А, М, М11), ГИИР-3, ГИИР-4, БИНГ-4, БИНГ-5 и БИНГ-6, основные технические характеристики которых приведены в [6]. Соединения выполнены высоковольтными коаксиальными кабелями. Структурная схема системы синхронизации ускорителя «Гамма-1» представлена на рис. 2.

Проект системы синхронизации установки «Гамма-4»

Эксплуатация системы синхронизации ускорителя «Гамма-1» с 2006 года по настоящее время продемонстрировала надёжную работу системы и на её основе был разработан проект системы синхронизации установки «Гамма-4», структурная схема которой представлена на рис. 3.

Общее число генераторов ГИИР-4 в разработанной схеме увеличилось по сравнению с системой синхронизации ускорителя «Гамма-1» до 16: по 2 пары на каждый модуль. Для запуска увеличившегося числа генераторов ГИИР-4 в схему добавлены генераторы ГИИР-4М № 2 и № 3 и генераторы ГИН-100М11 № 2 и № 3 для зарядки последних.

Порядок работы системы синхронизации следующий. После подготовки ускорителя к работе синхронно, в течение 1 минуты производится зарядка конденсаторов двух генераторов ГИН-100А, шестнадцати генераторов ГИН-100М, трёх генера-

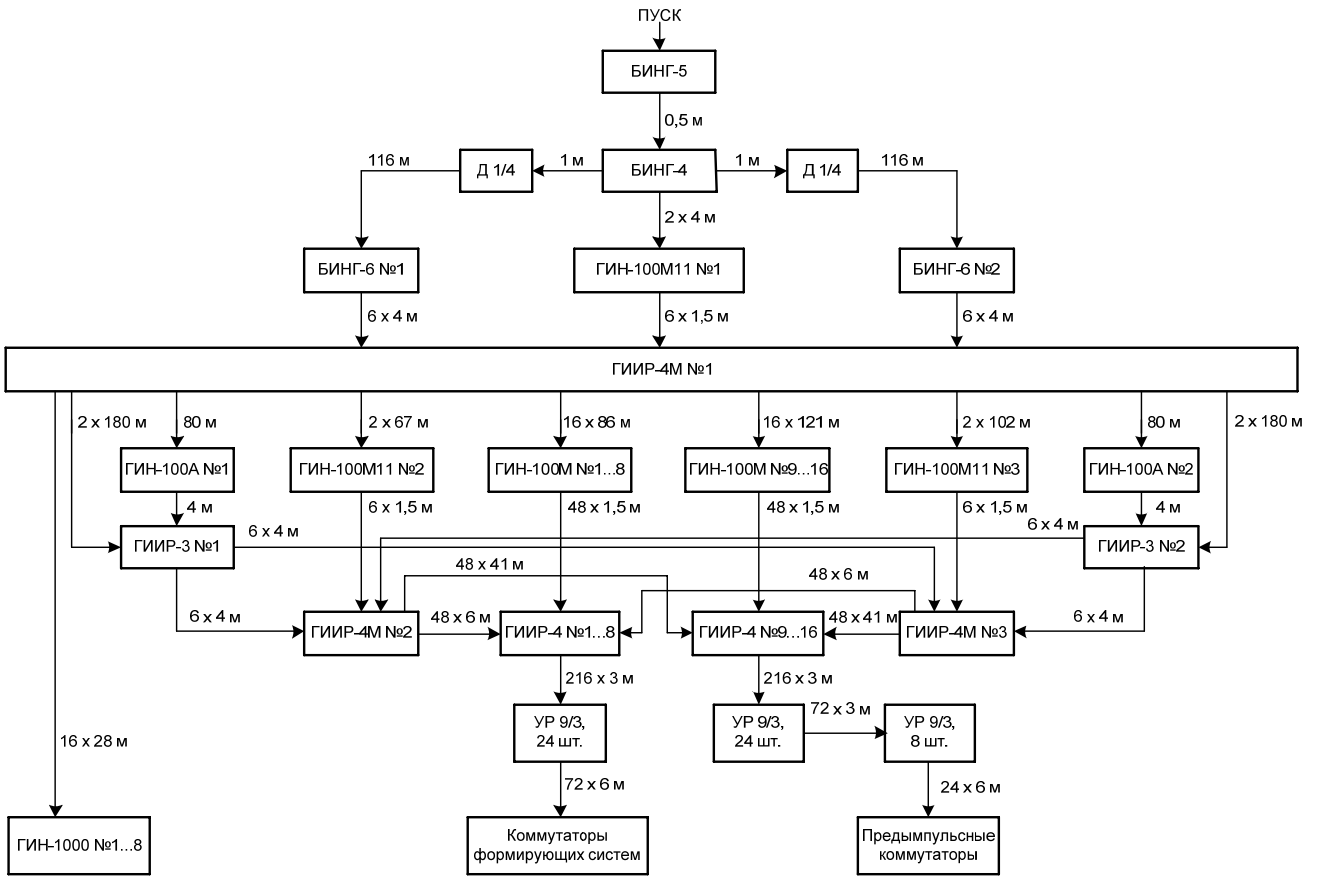


Рис. 3. Структурная схема системы синхронизации установки «Гамма-4»

торов ГИН-100М11, а также восьми генераторов ГИН-1000. После окончания зарядки этих генераторов производится запуск генератора БИНГ-5, который в свою очередь инициирует пуск генератора БИНГ-4. Последний производит пуск генератора ГИН-100М11 № 1 и, через делители напряжения Д1/4 и кабельные линии задержки, генераторов БИНГ-6 № 1 и № 2. Генератор ГИН-100М11 № 1 заряжает водоизолированную формирующую линию генератора ГИИР-4М № 1. В максимуме зарядного напряжения формирующей линии на многоканальный разрядник генератора ГИИР-4М № 1 поступают управляющие импульсы от генераторов БИНГ-6 № 1 и № 2. Генератор ГИИР-4М № 1 формирует управляющие импульсы для всех генераторов ГИН-1000 и через кабельные линии задержки соответствующих длин для всех генераторов ГИН-100А, ГИН-100М, ГИИР-3 и генераторов ГИН-100 М11 № 2 и № 3. Генераторы ГИН-100А, ГИН-100М и ГИН-100М11 заряжают водоизолированные формирующие линии генераторов ГИИР-3, ГИИР-4 и ГИИР-4М соответственно. В максимуме зарядного напряжения на разрядники генераторов ГИИР-3 поступают импульсы запуска от генератора ГИИР-4М № 1. В свою очередь выходные импульсы напряжения генераторов ГИИР-3 запускают генераторы ГИИР-4М № 2 и № 3, а выходные импульсы последних – генераторы ГИИР-4. Для повышения надёжности работы системы синхронизации на многоканальные разрядники каждого из двух генераторов ГИИР-4М поступают управляющие импульсы от обоих генераторов ГИИР-3, а на разрядники каждого генератора ГИИР-4 – управляющие импульсы от ГИИР-4М № 2 и № 3. Импульсы напряжения, формируемые генераторами ГИИР-4 с № 1 по № 8, служат для запуска разрядников на 1 МВ формирующих систем типовых модулей, а импульсы, формируемые генераторами ГИИР-4 с № 9 по № 16, – для запуска разрядников предымпульсных коммутаторов.

Для повышения амплитуды импульсов запуска разрядников использованы повышающие трансформаторы на основе высоковольтных импульсных кабелей КВИ-300. Трансформаторы представляют собой узлы разводки, передающие импульс напряжения с 9-ти на 3 кабеля с увеличением амплитуды импульса напряжения в 1,5 раза. В цепи запуска разрядников предымпульсных коммутаторов повышение напряжения происходит

2 раза последовательно. Разводка кабельных линий от трансформаторов к разрядникам формирующих систем, объединённым относительно запуска попарно, и к разрядникам предымпульсных коммутаторов выполнена таким образом, что любые две соседние пары разрядников формирующей системы и любые два соседних разрядника предымпульсного коммутатора получают управляющие импульсы от разных генераторов ГИИР-4.

Для наладки и контроля функционирования системы синхронизации в её составе предусмотрены измерительные датчики: ёмкостные делители напряжения, встроенные в формирующие линии генераторов, для контроля зарядки линий и токовые шунты, устанавливаемые в разрывы оплёток коаксиальных кабелей, для измерения амплитуд и форм формируемых импульсов. Сигналы с датчиков регистрируются цифровыми осциллографами. На рис. 4 для примера приведены осциллограммы выходных импульсов генераторов ГИИР-4, работающих в составе системы синхронизации ускорителя «Гамма-1». Задержка включения генераторов ГИИР-4 № 3 и № 4 относительно ГИИР-4 № 1 и № 2 определяется разницей длин кабельных линий задержки между генераторами ГИИР-3 и ГИИР-4 (см. рис. 2) и зависит от требуемого режима работы ускорителя.

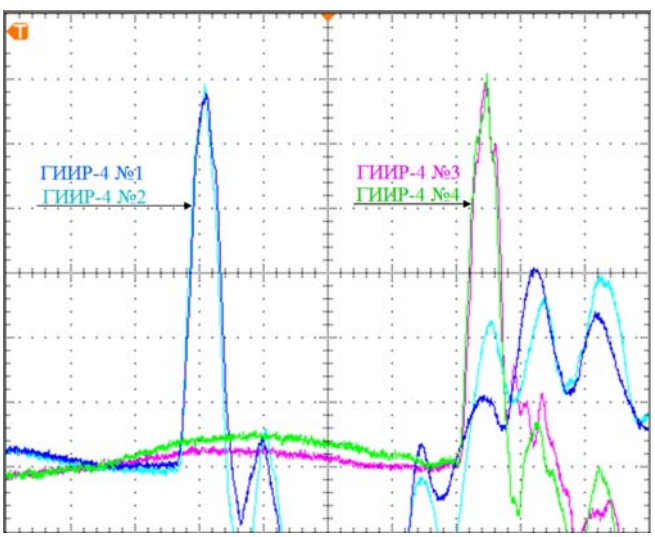


Рис. 4. Осциллограммы выходных импульсов генераторов ГИИР-4. Масштаб времени – 40 нс/дел

Заключение

Для первого модуля установки «Гамма-4» – ускорителя «Гамма-1» создана и успешно эксплуатируется высоковольтная система синхронизации, обеспечивающая включение с точностью ± 3 нс по заданной временной программе 36-ти разрядников на 1 МВ формирующей системы и 6-ти разрядников на 3 МВ предымпульсного коммутатора.

Для создаваемой четырёхмодульной установки «Гамма-4» разработан проект высоковольтной системы синхронизации, которая обеспечит включение с наносекундной точностью 168 управляемых газонаполненных разрядников по заданной временной программе.

Список литературы

1. Gordeev V. S., Myskov G. A., Mikhailov E. S., Laptev D. V. Design of a High-Current Pulse Electron Accelerator. Problems of Atomic Science and Technology. Series «Nuclear Physics Investigations» (34). 1999. № 3. P. 68–70.

2. Пунин В. Т., Завьялов Н. В., Басманов В. Ф. и др. Результаты экспериментальных исследований некоторых режимов работы сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» // Сб. докл. XII научные Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии 19–23 апреля 2010 г. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010. С. 49–54.

3. Гришин А. В., Калинычев А. Е., Ломтев С. С. Высоковольтная система синхронизации модуля установки «Гамма» // Сборник докладов IV научно-технической конференции «Молодежь в науке». Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006. С. 247–251.

4. Глушков С. Л., Козачек А. В., Пучагин С. Ю., Страбыкин К. В. Коммутаторы мощного импульсного ускорителя электронов. // VIII Межотраслевая конференция по радиационной стойкости, Саров, 16-19 октября 2007 г. Сборник докладов Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008. С. 247–251.

5. Gordeev V. S., Zavyalov N. V., Grishin A. V., et.al. Marx generator GIN-1000 with 1 MV output voltage and 80 kJ energy stored // 15-th International Conference on High Power Particle Beams, BEAMS-2004, St.Peterburg, Russia, July 18-23, 2004. P. 327–329.

6. Pavlovskii A. I., Tananakin V. A., Grishin A. V. et al. LIA-30 synchronization system. // 9-th IEEE International Pulsed Power Conference, Albuquerque, New Mexico, 1993. P. 913–915.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ МОДУЛЯ УСТАНОВКИ «ГАММА-4»

Н. В. Завьялов, В. С. Гордеев, А. В. Гришин, В. А. Деманов, С. Т. Назаренко, В. С. Павлов, Н. А. Колокольникова, О. В. Забелин, Е. Г. Стенин, А. А. Чернопазов, С. Ю. Хоменко, С. Ю. Пучагин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров Нижегородской обл.

Введение

В РФЯЦ-ВНИИЭФ создается 16-ти модульная установка «Гамма», предназначенная для генерации мощных импульсов тормозного излучения с целью проведения исследований в области радиационной физики [1, 2, 3]. Для исследования синхронной работы модулей и отработки принятых технических решений на первом этапе будет создана установка из четырех типовых модулей – «Гамма-4» с привязкой к общей компоновке шестнадцати модульной установки «Гамма». Одним из основных элементов модуля является система передачи энергии (СПЭ), экспериментальная отработка которой проводится на базе ускорителя «Гамма-1» [4–6]. В данной работе представлены материалы по разработке и экспериментальной отработке конструкции СПЭ модуля установки «Гамма-4» в виде коаксиальной передающей линии. СПЭ обеспечивает передачу по водяной передающей линии с импедансом 2,9 Ом и магнитоизолированной передающей линии электрического импульса от формирующей системы модуля до нагрузки с амплитудами напряжения и тока до 2 МВ и до 1 МА соответственно и длительностью на полувысоте 60 нс [3]. СПЭ состоит из коаксиальной водяной передающей линии (ВПЛ), ускорительной трубки (УТ) в виде секционированного изолятора (СИ), разделяющего среды вода-вакуум, и коаксиальной магнитоизолированной передающей линии (МИПЛ). По условиям применения СПЭ обеспечивает транспортировку энергии от систем формирования импульсов, расположенных по окружности, к нагрузке, расположенной в центре в виде матрицы диодов или сумматора тока, с поворотом на угол, близкий к 90º. В работе приведены результаты расчетов напряженности электрического поля в элементах СПЭ, представлены этапы разработки, описание и обоснование технических решений по конструкции СПЭ, обеспечивающих компоновочные решения полномасштабной установки «Гамма», достаточную электрическую прочность и передачу без искажения электрического импульса.

1. Технические решения по конструкции СПЭ, обеспечивающие транспортировку энергии от периферии к центру в принятой компоновке установки «Гамма»

Проведенный анализ вариантов компоновочных схем полномасштабной установки «Гамма» позволил сделать вывод: при работе каждого модуля на свой автономный вакуумный диод в режиме генерации импульсов тормозного излучения (ТИ) наиболее перспективным является вариант СПЭ с использованием длинной водяной передающей линии с поворотом на угол, близкий к 90º, и прямой короткой коаксиальной магнитоизолированной передающей линии. При такой компоновке обеспечивается размещение матрицы диодов в единой вакуумной камере с обеспечением достаточно равномерного поля облучения на площади примерно 1 кв. метр, что требуется по условиям применения установки. При этом диоды могут компоноваться как по сферической поверхности, так и в горизонтальной плоскости. Такая компоновка позволяет также обеспечить достаточно эффективное сложение токов при работе установки на плазменную нагрузку в режиме генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ).

На рис. 1 представлена компоновка 16-и модульной установки с поворотом ВПЛ, прямыми МИПЛ и матрицей автономных диодов в центре (вакуумная камера не показана). Эксперименты по эффективности передачи электрического импульса в системе передачи энергии установки «Гамма», проведенные в Институте сильноточной электроники, г. Томск, по заказу ВНИИЭФ, показали, что на участке МИПЛ потери могут быть минимизированы при использовании коаксиальных

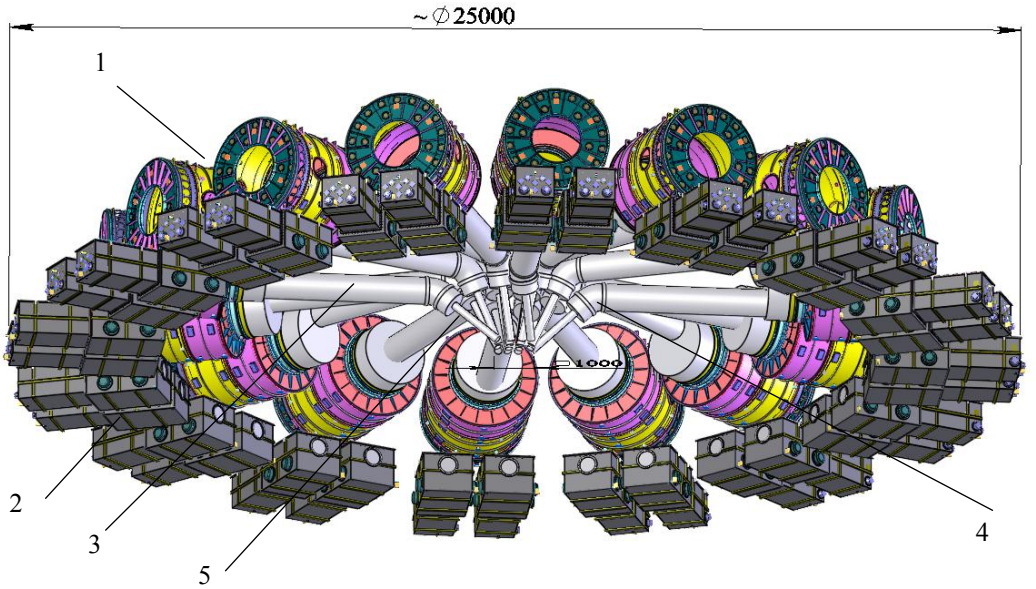


Рис. 1. Компоновка 16 ускорительных модулей установки ГАММА (вид снизу):
1 – ДСФЛ; 2 – ГИН-1000; 3 – ВПЛ; 4 – УТ; 5 – МИПЛ

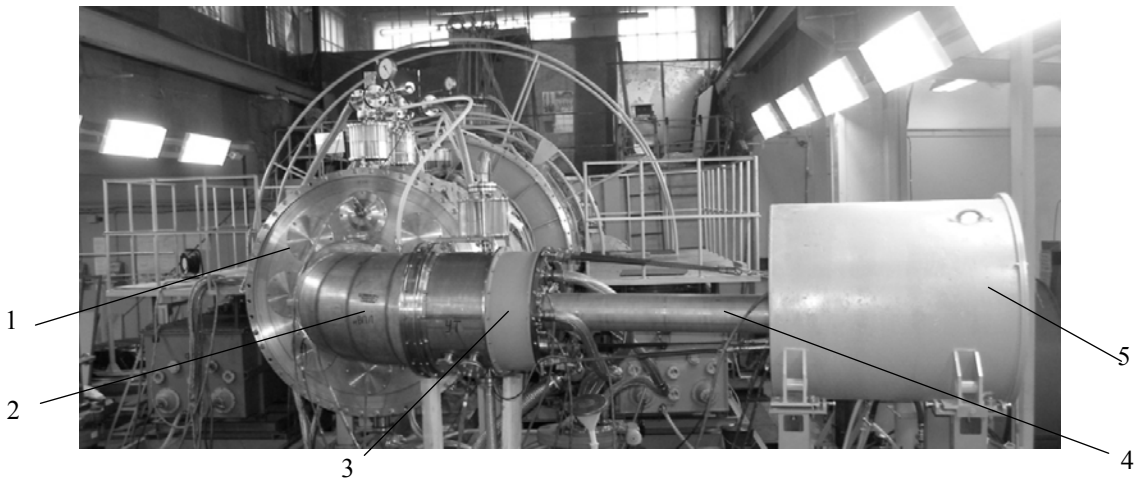


Рис. 2. Внешний вид СПЭ диаметром 0,65м: 1 – ВПЛ-1600, 2 – ВПЛ-650 с поворотом, 3 –УТ,
4 – МИПЛ, 5– биологическая защита

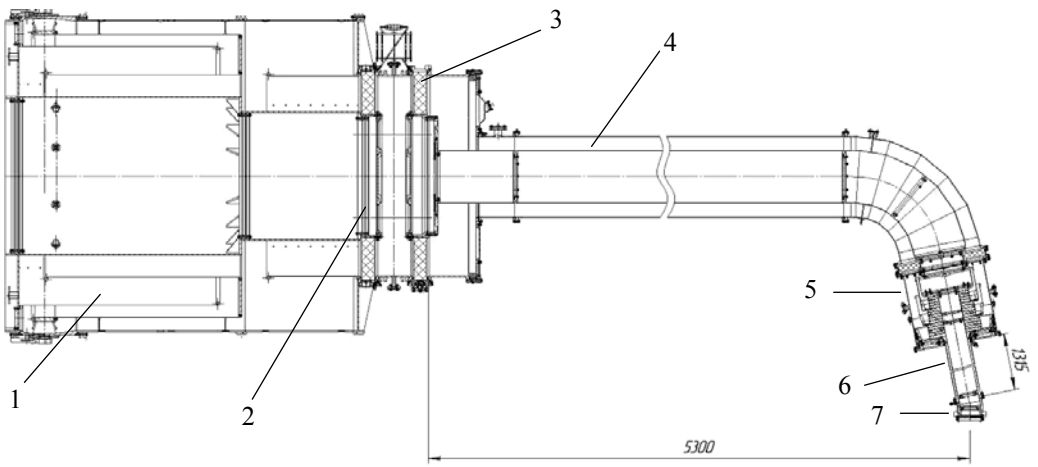


Рис. 3. Конструктивная схема модуля «Гамма» с СПЭ диаметром 0,65м: 1 – ДСФЛ; 2 – узел предымпульсного коммутатора с масляной изоляцией; 3 – водяная передающая линия диаметром 1,6 м;
4 – ВПЛ диаметром 0,65м с поворотом; 5 – УТ; 6 – МИПЛ; 7 – диод

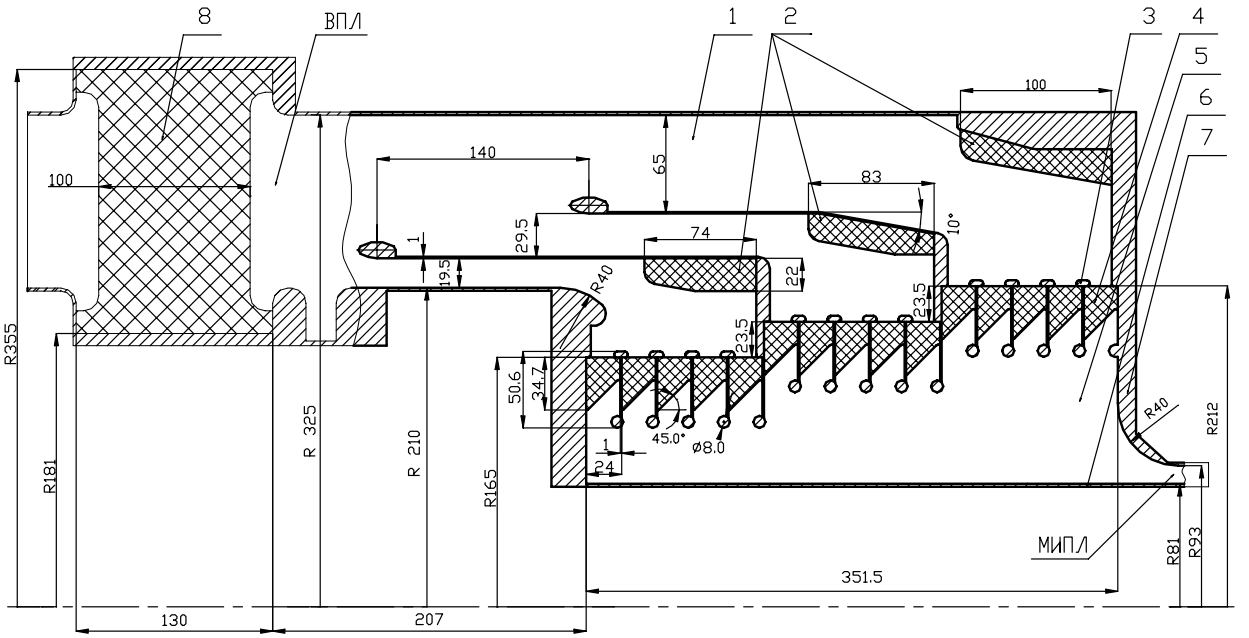


Рис. 4. Конструктивная схема трехсекционной УТ: 1 – вода деионизированная; 2 – диэлектрическая вставка (полиэтилен); 3 – градиентное кольцо (сталь); 4 – изоляционное кольцо (полиэтилен); 5 – вакуум, 6 – внутренний электрод МИПЛ; 7 – внешний электрод МИПЛ; 8 – диафрагма ВПЛ (полиэтилен)

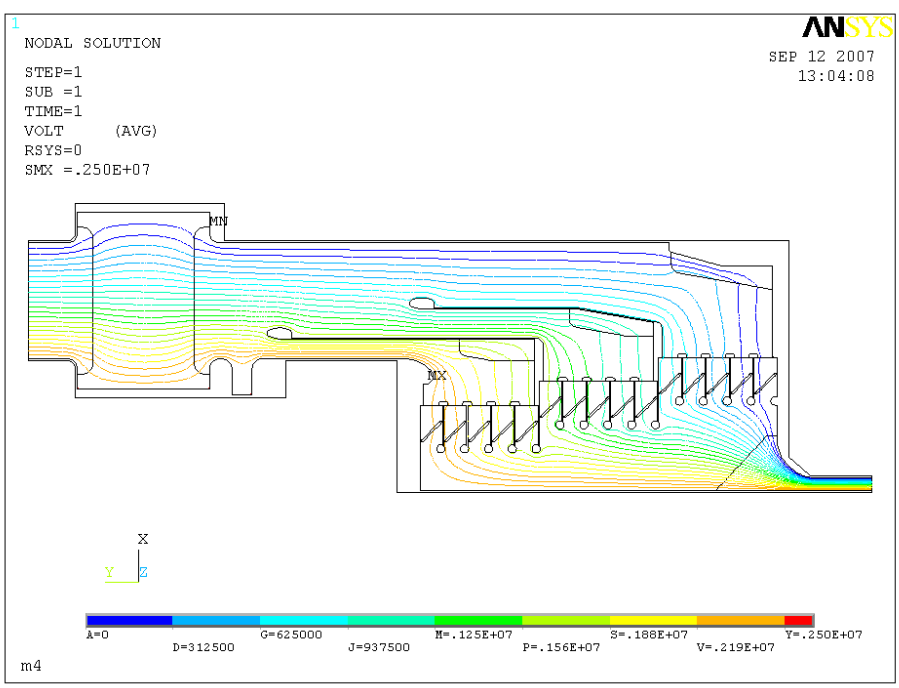


Рис. 5. Распределение электрического потенциала

цилиндрических линий длиной примерно до 2 метров. Соответственно было принято решение об организации поворота линии на участке ВПЛ. При этом для уменьшения длины МИПЛ необходимо ВПЛ свести максимально близко к центру, что, как видно из рисунка, требует минимизации внешнего диаметра ВПЛ, что, в свою очередь, при заданном импедансе линии (2,9 Ом) приводит к увеличению напряженности электрических полей на электродах. Кроме этого, проблемным местом является УТ, содержащая СИ, разделяющий водяную изоляцию ВПЛ и вакуумную изоляцию МИПЛ. В конструкции УТ должен быть найден компромисс между требованиями по минимизации индуктивности УТ для снижения потерь в линии при передаче энергии к нагрузке и обеспечению необходимой электропрочности.

2. Результаты разработки СПЭ с внешним диаметром 0,65 метра

На основании расчетов по электропрочности СПЭ, состоящей из коаксиальной ВПЛ, ускорительной трубки (УТ) в виде секционированного изолятора (СИ), разделяющего среды вода-вакуум, и коаксиальной МИПЛ, была разработана конструкция СПЭ с внешним диаметром 0,65 метра (см. рис. 2 и 3). На рис. 4 представлена конструктивная схема трехсекционной УТ, в которой с целью более равномерного распределения напряженности по длине СИ применены градиентные кольца (поз. 3) и диэлектрические линзы (поз. 2). Размеры электродов МИПЛ выбраны на основе данных экспериментальной отработки в ИСЭ. При проведении электропрочностных расчетов была принята максимальная амплитуда напряжения на внутреннем электроде ВПЛ 2,5 МВ. На рис. 5 представлено расчетное распределение потенциалов.

При напряжении на внутреннем электроде ВПЛ 2,5 МВ максимальные расчетные напряженности (в статическом приближении) в жидком диэлектрике (воде) в коаксиальном зазоре составили 270 кВ/см, а на радиусах экранов 520 кВ/см, в вакууме (в зоне отсутствия магнитной изоляции) на катодной поверхности составили 117 кВ/см [4].

Полученные расчетные значения по максимальным напряженностям не превышали расчетных значений пробивных характеристик для соответствующих изоляционных сред при воздействии рабочих электрических импульсов в СПЭ. Однако в ходе экспериментальной отработки СПЭ с характерным внешним диаметром 0,65 м была выявлена недостаточная электрическая прочность межэлектродных зазоров ВПЛ и УТ. Возникающие вследствие этого электрические пробои приводили к повреждению элементов конструкции СПЭ [5, 6].

При этом пробои происходили в изогнутой части ВПЛ (см. рис. 6).

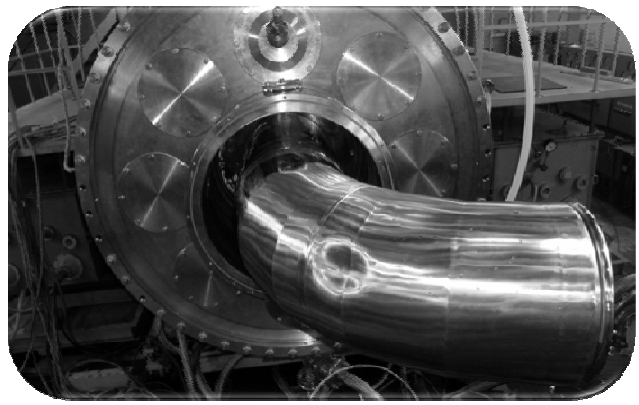


Рис. 6. Фотография следов пробоев на внутреннем электроде ВПЛ-650

Поэтому возникло предположение, что распространение электромагнитной волны в изогнутой коаксиальной линии происходит таким образом, что в зоне поворота локально повышается напряжённость электрического поля в зазоре линии, и были проведены более глубокие расчеты по прохождению электромагнитной волны по таким линиям.

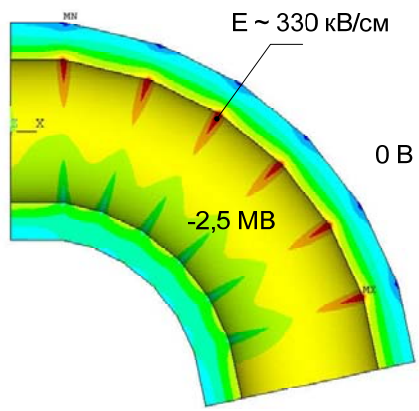


Рис. 7. Распределение напряженности электрического поля в поворотном участке ВПЛ (электростатический расчет)

Было установлено, что амплитуда импульса напряжения последовательно изменяется при прохождении мест соединения под углом прямых участков, составляющих изогнутую часть ВПЛ. Напряжение увеличивается на стороне, соответствующей

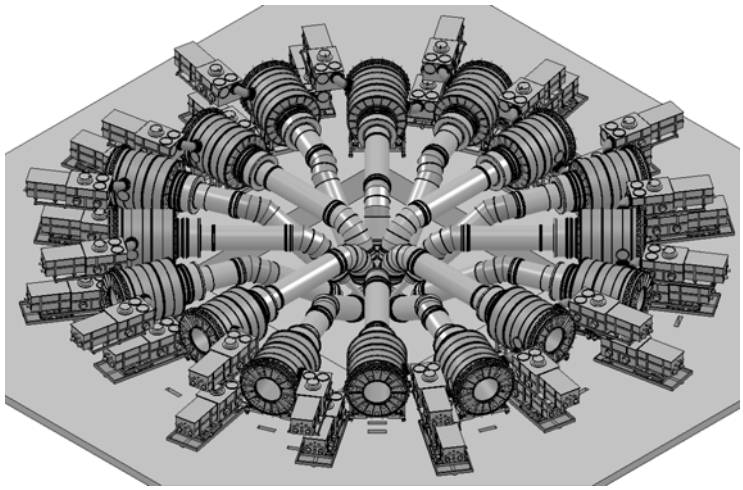


Рис.8. Компоновка установки «Гамма» (вид сверху)

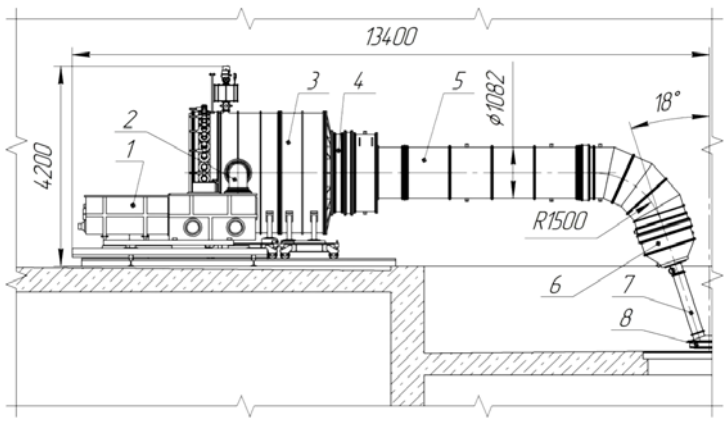


Рис. 9. Конструктивная схема модуля установки «Гамма-4»: 1 – генератор импульсных напряжений ГИН-1000; 2 – ввод высоковольтный 1МВ; 3 – двойная ступенчатая формирующая линия; 4 – предымпульсный коммутатор; 5 – водяная передающая линия; 6 – ускорительная трубка; 7 – магнитоизолированная передающая линия; 8 – вакуумная камера с диодной нагрузкой

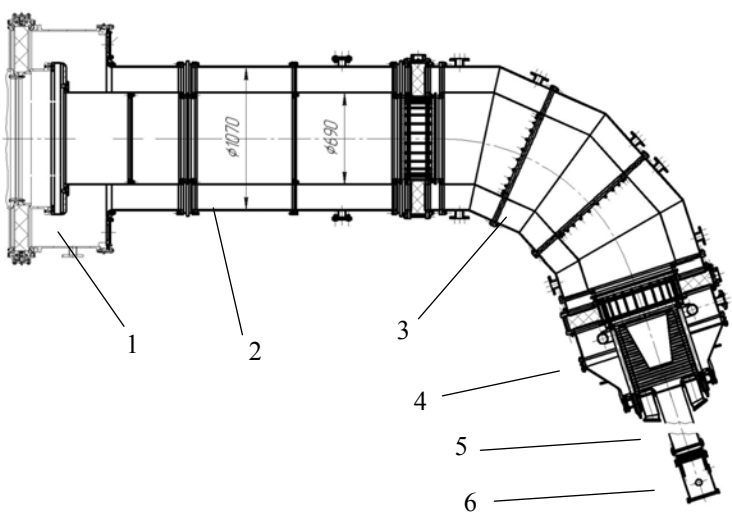


Рис. 10. Конструктивная схема СПЭ-1070: 1 – ВПЛ диаметром 1600 мм; 2 – линия коаксиальная (прямой участок ВПЛ); 3 – линия коаксиальная поворотная (поворотный участок ВПЛ); 4 – УТ; 5 – МИПЛ; 6 – вакуумный диод (ВД)

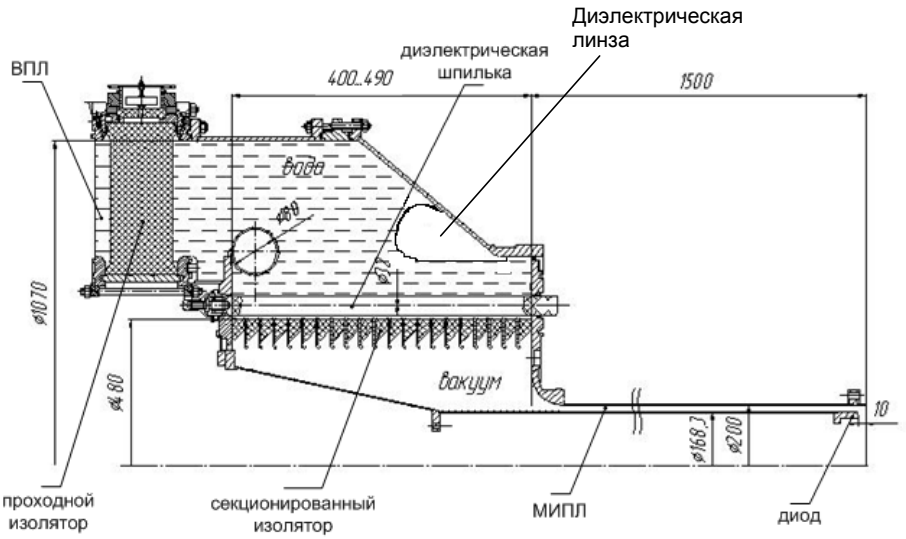


Рис. 11. Конструктивная схема УТ и МИПЛ

ответствующей максимальной длине пробега электромагнитной волны, и уменьшается на стороне, где длина пробега минимальна. Соответственно, вновь рассчитанная напряженность электрического поля существенно превышала ранее рассчитанную напряженность и составила 330 кВ/см. При переходе электромагнитной волны из изогнутой части ВПЛ на прямой участок первоначальное симметричное пространственное распределение волны восстанавливается на длине, равной диаметру и форма импульса напряжения приближается к форме входного импульса, а пространственное распределение близко к осесимметричному.

3. Результаты разработки СПЭ с внешним диаметром 1070 мм

Опираясь на результаты проведённых расчётных исследований, было принято решение о необходимости увеличения диаметра СПЭ и длины СИ ускорительной трубки, несмотря на то, что это вызывало дополнительные сложности в компоновке установки и сведению энергии к центру. Была рассчитана и разработана конструкция СПЭ с характерным внешним диаметром 1070 мм. Как отмечалось, это потребовало изменения компоновки установки «Гамма», как по геометрии линий СПЭ, так и по взаимному расположению ГИН-1000 в модулях (см. рис. 8).

На рис. 9 представлена конструктивная схема модуля, включающего СПЭ диаметром 1070 мм, установки «Гамма-4», которую планируется реализовывать, как первую очередь полномасштабной установки «Гамма». Конструкция СПЭ представлена на рис. 10 и 11.

Диаметры электродов ВПЛ составляют 1070 и 690 мм, длина прямого участка линии и угол поворота зависит от места положения модуля в установке «Гамма» (~ 5…6 м и 18…72º, соответственно). Радиус поворота ВПЛ составляет 1,5 м. Волновое сопротивление ВПЛ 2,9 Ом.

Внешний диаметр секционированного изолятора УТ составляет 480 мм, суммарная длина СИ при экспериментальной отработке варьировалась от 400 до 490 мм за счет изменения количества колец от 17 до 21.

Диаметры внешнего и внутреннего электродов МИПЛ составляют 200 и 168,3 мм, вакуумный импеданс МИПЛ ~ 10,3 Ом.

На конце МИПЛ устанавливается вакуумный диод (ВД) с кольцевым катодом. Импеданс диода может варьироваться в достаточно широких пределах за счёт изменения величины зазора между кромкой катода и мишенью.

На рис. 12 приведены расчетные распределения напряженности электрического поля поворотного участка ВПЛ. Разность потенциалов между электродами ВПЛ в расчете взята равной 2,5 МВ. Видно, что участки с максимальной напряженностью поля расположены на внутреннем отрицательном электроде в местах соединения цилиндрических поверхностей. Значение максимальной напряженности составляет ~240 кВ/см, что на 25 % ниже, чем для ВПЛ с диаметром внешнего электрода 650 мм [8].

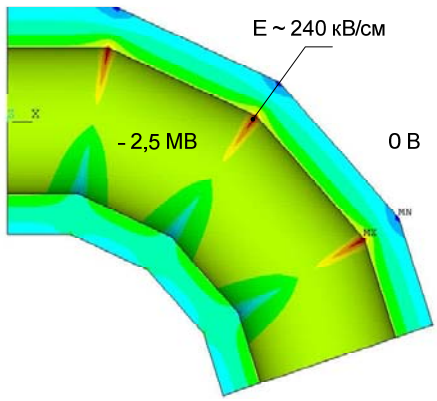


Рис. 12. Распределение напряженности электрического поля в поворотном участке ВПЛ (динамика)

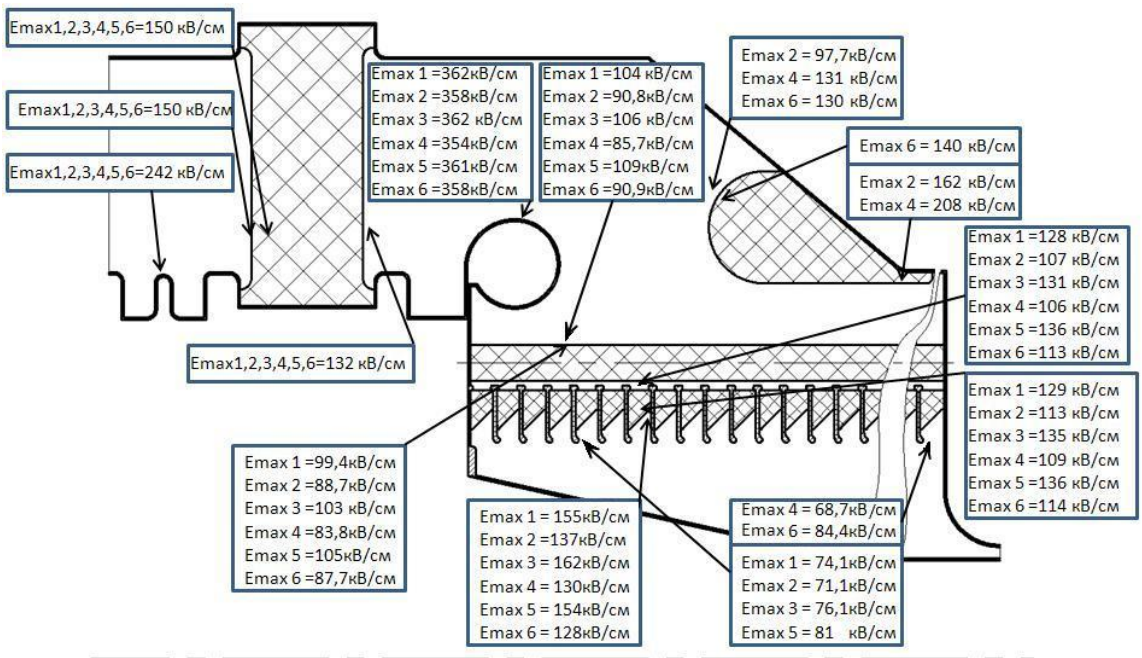


Рис. 13. Схема распределения E_{max} для вариантов конструкции

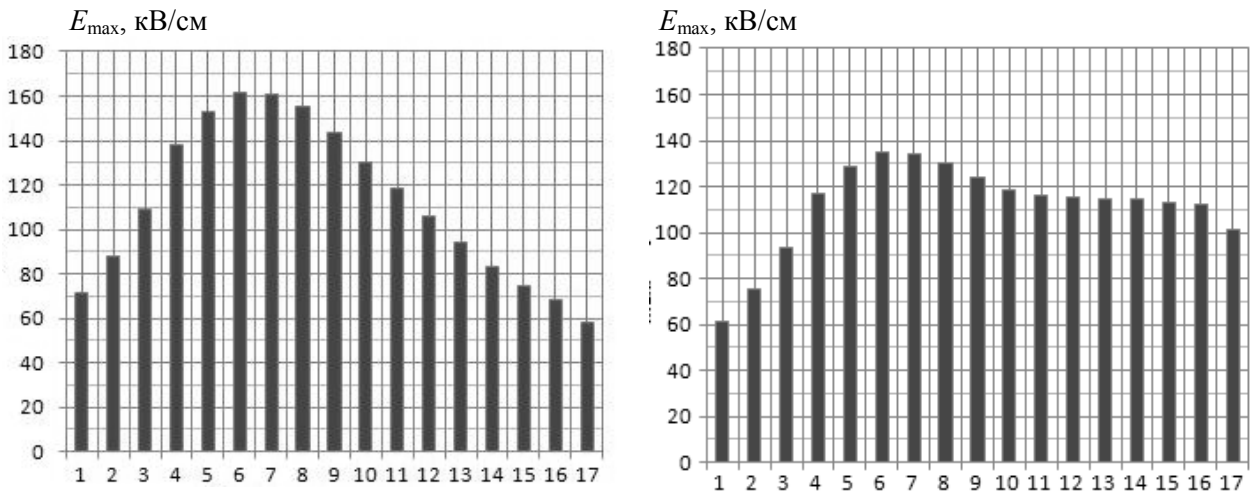


Рис. 14. Распределение E_{max} вдоль поверхности СИ в вакууме

На рис. 13 схематично представлено местоположение и расчетное значение E_{max} для вариантов конструкции УТ. Индексы 1, 2, 3, 4, 5, 6 при E_{max} соответствуют номерам вариантов исполнения УТ, отличающихся наличием (четные) или отсутствием (нечетные) диэлектрической линзы и количеством градиентных колец (1,2 – 21 кольцо, 3,4 – 19 колец, 5,6 – 17 колец), а соответственно и длиной СИ [7].

На рис. 14 хорошо видно, что включение в конструкцию трубки диэлектрической линзы позволяет добиться более равномерного распределения напряженности электрического поля по поверхности секционированного изолятора, что снижает вероятность электрических пробоев по поверхности изолятора [6].

4. Результаты экспериментальной отработки СПЭ с внешним диаметром 1070 мм

Экспериментальная отработка СПЭ диаметром 1070мм проведена в составе установки «Гамма-1» (см. рис. 15). Было подтверждено, что энергия эффективно передается по СПЭ от формирующей системы к нагрузке (электронный диод). Электрические пробои изоляции СПЭ не зафиксированы.

При штатном зарядном напряжении двойной ступенчатой формирующей линии 1 МВ ускоритель «Гамма-1» [3] в режиме работы на согласованную нагрузку 2,9 Ом имеет следующие выходные электрические параметры: ускоряющее напряжение на диоде составляет 2 МВ, диодный ток 0,75 МА, мощность электрического импульса 1,5 ТВт при его длительности на полувысоте 60 нс.

Исходя из проведенных ранее на ускорителе «Гамма-1» экспериментальных исследований СПЭ с внешними диаметрами 650 мм и 1600 мм, было решено провести экспериментальные исследования СПЭ с внешним диаметром 1070 мм в два этапа. На первом этапе была проверена работа новой УТ и перехода с ВПЛ диаметром 1600 мм на ВПЛ диаметром 1070 мм. На втором этапе перед УТ была смонтирована ВПЛ с поворотом на 72º. Результаты проведенных измерений параметров электромагнитного импульса, распространяющегося от формирующей системы ускорителя до диода СПЭ, представлены в таблице 1.

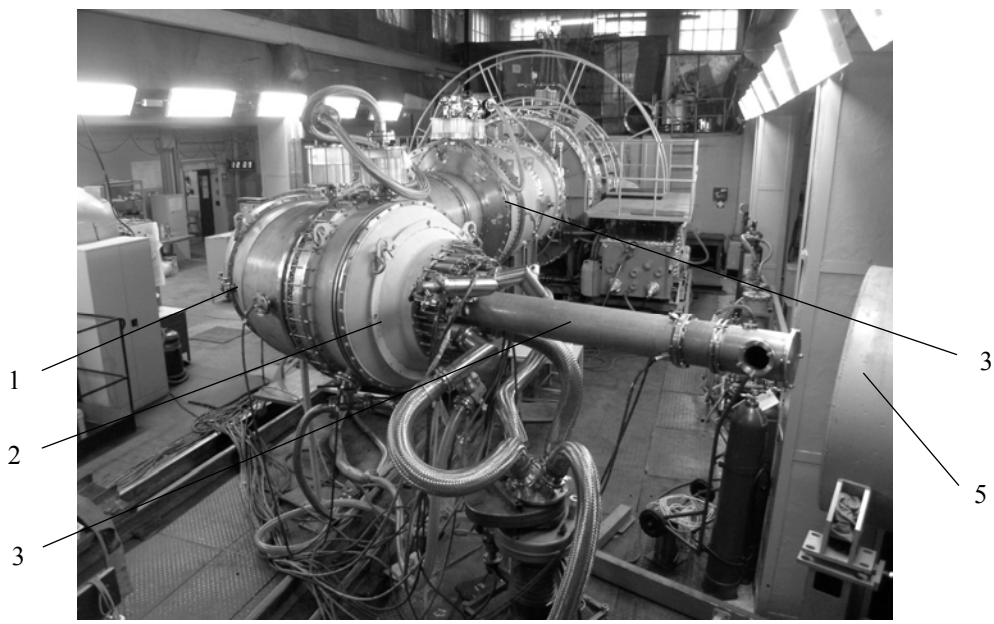


Рис. 15. Внешний вид СПЭ диаметром 1070 мм: 1 – ВПЛ-1070 с поворотом, 2 – УТ, 3 – ВПЛ-1600, 4 – МИПЛ, 5 – биологическая защита

Таблица 1

Измеренные параметры электромагнитного импульса на ускорителе «Гамма-1» с СПЭ-1070

Наименование параметра	СПЭ без поворота	СПЭ с поворотом
Запасенная энергия электромагнитного импульса в двойной ступенчатой формрующей линии	124 кДж	115 кДж
Энергия и мощность электромагнитного импульса на выходе формирующей системы ускорителя «Гамма-1»	122 кДж / 2,2 ТВт	112 кДж / 2,0 ТВт
Энергия и мощность электромагнитного импульса в диоде СПЭ	87 кДж / 1,4 ТВт	79 кДж / 1,4 ТВт
КПД передачи энергии от формирующей системы до диода, %	~70	~70

Более подробно об экспериментальной отработке СПЭ с внешним диаметром 1070 мм изложено в работе [6]. С данной СПЭ было проведено более 250 рабочих включений ускорителя «Гамма-1», которые подтвердили ее работоспособность и расчетные параметры.

Заключение

В работе представлены компоновочные решения, обеспечивающие транспортировку энергии полномасштабной установки «Гамма» от систем формирования импульсов, расположенных по окружности, к нагрузке, расположенной в центре в виде матрицы диодов или сумматора тока, с поворотом на угол близкий к 90º. Представлены материалы по разработке конструкции СПЭ модуля установки “Гамма-4” в виде коаксиальной передающей линии. СПЭ обеспечивает передачу по водяной передающей линии с импедансом 2,9 Ом и магнитоизолированной передающей линии электрического импульса от формирующей системы модуля до нагрузки с амплитудами напряжения и тока 2 МВ и 1 МА соответственно и длительностью на полувысоте 60 нс. Представлены результаты расчетов на электропрочность конструкции СПЭ с учетом увеличения амплитуды напряжения бегущей электромагнитной волны при её прохождении через изогнутую ВПЛ. Результаты расчетов хорошо согласуются с измеренными электрическими характеристиками в ходе экспериментов на ускорителе «Гамма-1». Экспериментально подтверждено, что конструкция СПЭ-1070 модуля установки «Гамма» имеет достаточную электрическую прочность и обеспечивает без искажения передачу электрического импульса.

Список литературы

1. Гордеев В. С., Мысков Г. А., Михайлов Е. С., Лаптев Д. В. Проект сильноточного ускорителя электронов // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Научно-исследовательское издание. Вып. 3. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2002. С. 176–183.

2. Пунин В. Т. Комплексы РФЯЦ-ВНИИЭФ на базе мощных линейных ускорителей электронов и импульсных ядерных реакторов // Вооружение. Политика. Конверсия. № 1, 2003. С. 13–17.

3. Пунин В. Т., Завьялов Н. В., Басманов В. Ф. и др. Состояние работ по созданию ускорителя с энергией электронов ~2 МэВ, током пучка ~ 1 МА в импульсе длительностью ~60 нс // VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии. 11–24 марта 2006 года (сборник докладов). Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2006. С. 145–149.

4. Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Гришин А. В. и др. Расчёт характеристик системы передачи энергии сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» // XII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии. Сборник докладов. Саров, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010. С. 73–77.

5. Пунин В. Т., Завьялов Н. В., Басманов В. Ф. и др. Результаты экспериментальных исследований некоторых режимов работы сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» // Сборник докладов международной научной конференции «XII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии». Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010 г. с. 49–54

6. Фарафонов Д. С., Губин Д. С. Моделирование ускорительной трубки для импульсного сильноточного ускорителя электронов «Гамма-1» // IX научно-техническая конференция «Молодёжь в науке» (г. Саров, 26–28 октября 2010 г.). Сборник докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011. С. 344–347.

7. Гордеев В. С., Гришин А. В., Назаренко С. Т. и др. Результаты экспериментальных исследований системы передачи энергии типового модуля установки «Гамма» // XIV Харитоновские тематические научные чтения. Сборник докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. С. 112–116.

8. Пучагин С. Ю. и др. Результаты разработки и исследований изогнутой водяной передающей линии типового модуля установки «Гамма-4» // X научно-техническая конференция «Молодёжь в науке» (г. Саров, 1–3 ноября 2011 г.). Сборник докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. С. 16–19.

УСКОРИТЕЛЬНАЯ ТРУБКА МОДУЛЯ УСТАНОВКИ «ГАММА-4»

Н. В. Завьялов, В. С. Гордеев, С. Ю. Пучагин, А. В. Гришин, К. В. Страбыкин, Е. С. Бердников, С. Т. Назаренко, В. С. Павлов, В. А. Деманов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Представлена ускорительная трубка типового модуля создаваемой во ВНИИЭФ электрофизической установки «Гамма-4». Данная ускорительная трубка является составной частью системы передачи энергии модуля, которая обеспечивает транспортировку высоковольтного электрического импульса от выхода формирующей системы до узла нагрузки. Отличительной особенностью конструкции трубки является использование диэлектрической линзы для выравнивания потенциала вдоль поверхности секционированного изолятора. Использование линзы позволило на 30 % снизить напряженность электрического поля в районе наиболее напряженных диэлектрических колец, уменьшив тем самым вероятность пробоя изолятора. С целью увеличения ресурса трубки ее габаритные размеры выбирались, исходя из расчетной средней напряженности электрического поля вдоль поверхности изолятора 55 кВ/см. При этом индуктивность ускорительной трубки составила 87 нГн.

Всего с данной ускорительной трубкой проведено 230 включений ускорителя «Гамма-1» с напряжением на изоляторе до 2,7 МВ. Электрических пробоев изолятора во всех включениях зафиксировано не было.

Введение

Компоновочная схема типового ускорительного модуля создаваемой в РФЯЦ-ВНИИЭФ электрофизической установки «Гамма-4» предполагает передачу энергии электромагнитного импульса от выхода системы формирования высоковольтных импульсов к узлу нагрузки по водяной передающей линии (ВПЛ) с поворотом на угол, близкий к 90^{o}, и сравнительно короткой цилиндрической магнитоизолированной передающей линии (МИПЛ) [1]. Результатом проведенных исследований стала разработка новой системы передачи энергии (СПЭ) с характерным диаметром ~1 м. Составной частью данной СПЭ является ускорительная трубка с секционированным изолятором.

Конструкция ускорительной трубки

При разработке конструкции ускорительной трубки учитывался многолетний опыт использования аналогичных устройств в сильноточных импульсных ускорителях электронов, входящих в состав экспериментальной базы РФЯЦ-ВНИИЭФ. Основным узлом является секционированный изолятор, конструктивно представляющий собой набор изоляционных (из полиэтилена) и градиентных (из нержавеющей стали) колец, стянутых диэлектрическими шпильками. Общий вид ускорительной трубки представлен на рис. 1.

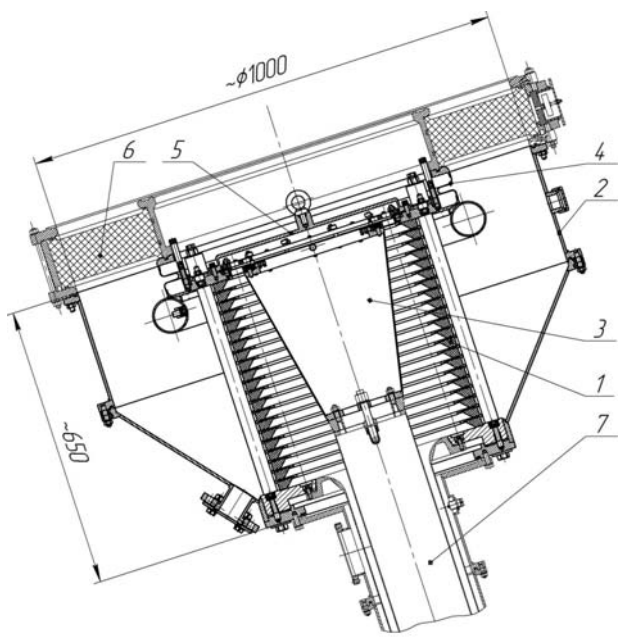


Рис. 1. Общий вид ускорительной трубки: 1 – секционированный изолятор; 2 – корпус; 3 – катододержатель; 4 – сильфонный узел; 5 – крышка; 6 – опорный изолятор ВПЛ; 7 – МИПЛ

Длина изолятора 490 мм определена из условия его электрической прочности на основе результатов электростатических расчетов напряженности электрического поля. С целью увеличения ресурса трубки расчетная средняя напряженность электрического поля вдоль поверхности изолятора выбрана на уровне 55 кВ/см. При этом индуктивность трубки от изолятора до входа в МИПЛ составляет 87 нГн. Герметичность изолятора обеспечивается резиновыми уплотнениями между изоляционными и градиентными кольцами. Поскольку изолятор конструктивно представляет собой цельный узел, обеспечена возможность контроля качества сборки и герметичности до его установки в ускорительную трубку.

Ускорительная трубка была изготовлена и испытана в составе СПЭ на сильноточном импульсном ускорителе электронов «Гамма-1» [2]. Одной из проблем в процессе испытаний было то, что после нескольких включений ускорителя возникали электрические пробои секционированного изолятора. Это приводило к снижению выходных электрических и дозовых характеристик ускорителя по сравнению с нормальным режимом его работы.

При последующей разборке трубки были заметны следы электрических пробоев на вакуумной поверхности секционированного изолятора. В соответствии с результатами электростатических расчетов номера колец со следами пробоев соответствуют наиболее напряженному участку секционированного изолятора ускорительной трубки. При этом распределение напряженности электрического поля по поверхности изолятора далеко от равномерного. Обычно при разработке конструкции ускорительной трубки стремятся к равномерному распределению напряженности электрического поля по поверхности изолятора для уменьшения вероятности пробоев по его поверхности.

Существует несколько способов для выравнивания распределения напряженности электрического поля по поверхности секционированного изолятора в используемой нами геометрии ускорительной трубки [3]. К таким способам относятся: использование волноводов, выравнивающих электродов различной конфигурации, диэлектрических линз.

В нашем случае, когда длина изолятора (490 мм) сравнима с диаметром колец (480 мм), наиболее эффективным способом является использование диэлектрической линзы.

Диэлектрическая линза

При разработке конструкции диэлектрической линзы для ускорительной трубки модуля установки «Гамма-4» в качестве прототипа была выбрана конструкция, описанная в работе [4]. Диэлектрическая линза размещается в объеме жидкого диэлектрика, и прилегает внешней поверхностью к корпусу ускорительной трубки. Поверхность линзы со стороны жидкого диэлектрика является тороидальной с большим радиусом кривизны. Сама же линза выполнена из материала с большой электрической прочностью (акрил). Недостатками данной трубки являются сложность в изготовлении и высокая стоимость, связанная с необходимостью использования крупных заготовок и материала с высокой электрической прочностью. Последнее вызвано неоптимальной формой линзы, приводящей к высокой напряженности электрического поля в объеме линзы и повышающей таким образом вероятность пробоя, для предотвращения которого необходима высокая электрическая прочность, а материалы с требуемыми характеристиками труднодоступны и стоят дорого. В процессе разработки представленной в докладе ускорительной трубки решалась задача создания оптимальной конструкции диэлектрической линзы для ускорительной трубки, которая позволила бы упростить и удешевить изготовление линзы и обеспечивала возможность использования более дешевых материалов с улучшением эксплуатационных характеристик.

На рис. 2 представлено изображение представленной в докладе ускорительной трубки с диэлектрической линзой.

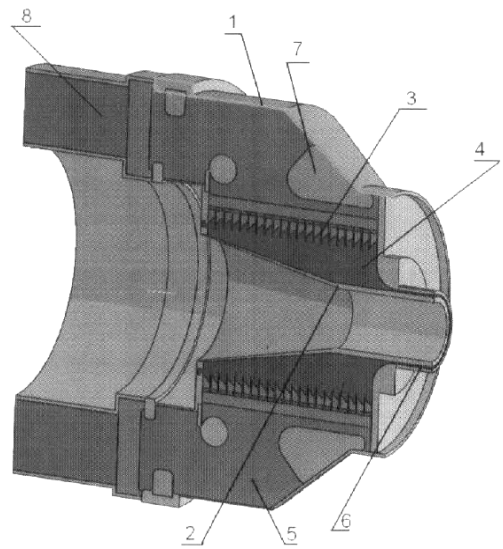


Рис. 2. Ускорительная трубка: 1 – анод, 2 – катод, 3 – секционированный изолятор, 4 – вакуумированный объем, 5 – объем, заполненный жидким диэлектриком, 6 – нагрузка, 7 – диэлектрическая линза, 8 – коаксиальная водяная передающая линия

Ускорительная трубка представляет собой два электрода, которые являются продолжениями соответствующих электродов коаксиальной линии передачи, один из которых является корпусом трубки. В объеме трубки, заполненном жидким диэлектриком – деионизованной водой, размещена диэлектрическая линза, выполненная из полиэтилена с заявленной электрической прочностью 150 кВ/см. Профиль осевого сечения диэлектрической линзы показан на рис. 3.

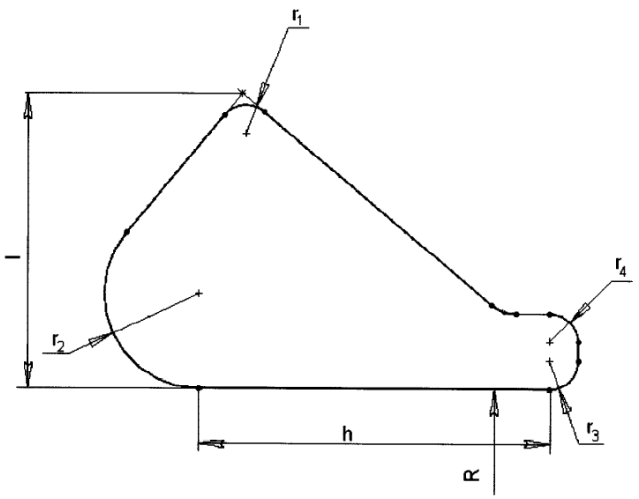


Рис. 3. Профиль осевого сечения диэлектрической линзы

Поверхность диэлектрической линзы со стороны жидкого диэлектрика образована четырьмя тороидальными участками, первый и второй участок сопряжены при помощи конического участка, второй и третий – цилиндрического, третий и четвертый – плоского участка. Образующая конического участка линзы выполнена перпендикулярно к поверхности корпуса. Соотношения различных элементов поверхности диэлектрической линзы к высоте цилиндрической поверхности выбраны следующими: $R = (1{,}25–1{,}40)r$, $r_1 = (0{,}025–0{,}075)h$, $r_2 = (0{,}25–0{,}35)h$, $r_3 = (0{,}025–0{,}075)h$, $r_4 = (0{,}025–0{,}075)h$, $l = (0{,}7–0{,}8)h$, где h – высота цилиндрического участка поверхности линзы, r – радиус внешней поверхности секционированного изолятора, R – радиус цилиндрического участка поверхности линзы, r_1 – радиус первого тороидального участка поверхности линзы, r_2 – радиус второго тороидального участка поверхности линзы, r_3 – радиус третьего тороидального участка поверхности линзы, r_4 – радиус четвертого тороидального участка поверхности линзы, l – расстояние между образующей цилиндрического участка поверхности линзы и точкой пересечения поверхности корпуса с образующей конического участка поверхности, измеренное в плоскости, в которой лежит ось симметрии линзы.

При прохождении электромагнитного импульса через ускорительную трубку электрическая составляющая электромагнитной волны способна вызвать пробой как в объеме, заполненном жидким диэлектриком, так и в диэлектрической линзе и изоляторе. При помощи диэлектрической линзы электромагнитное поле перераспределяется в трубке таким образом, что распределение электрического поля в секционированном изоляторе становится ближе к равномерному, тем самым снижается вероятность электрического пробоя.

Для надежной работы ускорительной трубки проведено расчетно-теоретическое обоснование работоспособности предлагаемого устройства. В результате компьютерного моделирования было получено распределение напряженности электрического поля в ускорительной трубке и, в частности, в линзе. При использовании диэлектрической линзы выбранной формы средняя напряженность в линзе составила 110 кВ/см. На рис. 4 представлены графики распределения средней напряженности электрического поля по поверхности секционированного изолятора для ускорительной трубки без линзы и с линзой.

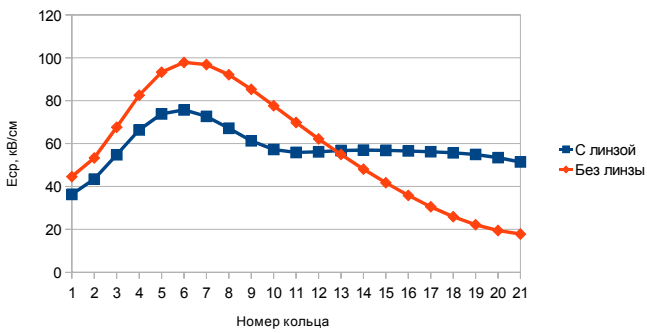


Рис. 4. Распределение средней напряженности электрического поля по поверхности секционированного изолятора

В случае использования диэлектрической линзы напряженность электрического поля в районе наиболее напряженных колец снижается на ~30 % по сравнению с исходным вариантом. Кроме того, выбор линзы из полиэтилена позволил в несколько раз уменьшить ее стоимость по сравнению с материалом, используемым в прототипе, а ее компактная форма позволила уменьшить размер и вес заготовки, что упростило и удешевило ее производство.

На конструкцию ускорительной трубки с диэлектрической линзой был получен патент на изобретение [5].

Всего с данной ускорительной трубкой проведено 230 включений ускорителя «Гамма-1» с напряжением на изоляторе до 2,7 МВ. Электрических пробоев изолятора во всех включениях зафиксировано не было.

Выводы

Разработана ускорительная трубка для типового модуля электрофизической установки «Гамма-4» в режиме работы модулей на автономные вакуумные диоды. Проблемы с возникновением электрических пробоев в ускорительной трубке решены путем введения в конструкцию трубки диэлектрической линзы с целью выравнивания потенциала вдоль поверхности изолятора. Проведенные включения ускорителя электронов «Гамма-1» подтвердили надежную работу ускорительной трубки во всех исследованных режимах ускорителя.

Список литературы

1. Пунин В. Т., Завьялов Н. В., Басманов В. Ф. и др. Результаты экспериментальных исследований некоторых режимов работы сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1». // XII научные Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии 19–23 апреля 2010 г. (сборник докладов). Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2010. С. 49–54.

2. Гордеев В. С., Гришин А. В., Назаренко С. Т. и др. Результаты экспериментальных исследований системы передачи энергии типового модуля установки «Гамма». // XIV Харитоновские тематические научные чтения. Мощная импульсная электрофизика. 12–16 марта 2012 г. (сборник докладов). Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2012. С. 112–116.

3. Chen Y. G., Mashima K., Benford J. A low-inductance 2-MV tube // Proc. 2-nd IEEE Pulse Power Conf. - Lubbock, USA. 1979. pp. 487-490.

4. Moore W. B., Stinnett R. W., McDaniel D.H. Supermite vacuum interface design // Proc. 5-th IEEE Pulse Power Conf. Albuquerque, USA. 1985. pp. 315–317.

5. Пат.2467527 РФ МПК H05H 5/03. Ускорительная трубка/ А. В. Гришин, В. А. Деманов, В. С. Павлов и др. // Бюл. 2012. № 32.

Секция 2
МОЩНЫЕ ЛАЗЕРЫ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

О. В. Чефонов, М. Б. Агранат, А. В. Овчинников, В. П. Петровский, А. Б. Савельев-Трофимов, А. А. Юркевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
(ОИВТ РАН), Москва, Россия

Для регистрации конверсионных электронов, образованных вследствие распада первого возбужденного состояния $3/2^-$ (14.41 кэВ, 98 нс) ядер ^{57}Fe при облучении вторичной мишени, содержащей ядра ^{57}Fe в основном состоянии ($1/2^-$, 0.0), рентгеновским и корпускулярным излучением фемтосекундной лазерной плазмы, созданной на поверхности первичной мишени, использовался экспериментальный подход, описанный в работе [1]. В принципе, наличие двух пространственно разнесенных мишеней и электронного спектрометра с временным разрешением позволяют разделить вклады собственного излучения горячей лазерной плазмы от излучения, связанного с релаксацией низколежащего изомерного уровня, и, в некоторой степени, обеспечить достоверность полученных результатов, говорящих о возбуждении изомерного состояния $3/2^-$ ядра ^{57}Fe. Однако, крайне низкая эффективность процесса возбуждения ядер, связанная с низкими сечениями возбуждения по основным механизмам, ярко выраженный резонансный характер фотопоглощения и экстремально узкая радиационная ширина перехода ядра из основного состояния в низколежащее изомерное состояние [2], налагают жесткие требования на характеристики лазерно-плазменного источника возбуждающего излучения, в частности на спектрально-угловое распределение плотности потока излучения. С другой стороны, высокий радиационный фон лазерно-плазменного источника требует принятия специальных мер для увеличения отношения сигнал/шум средств диагностики продуктов релаксации возбужденных ядер и помехозащищенности методики эксперимента в целом. В отличие от работы [1], в которой использовался лазер с частотой 10 Гц, использование лазера с большей частотой следования импульсов позволит существенно увеличить статистику и значительно сократить время проведения эксперимента.

Экспериментальные исследования по возбуждению изомерных ядер были проведены с использованием излучения фемтосекундной Ti: сапфировой лазерной системы, построенной по традиционной схеме усиления чирпированных импульсов. На выходе лазерной системы формировались импульсы с длиной волны излучения 795 нм, энергией 1,5 мДж, длительностью 40 фс по уровню 0,5 от максимума интенсивности и частотой повторения 1 кГц. Энергетические и временные параметры лазерной системы позволяли достигать интенсивности на поверхности первичной мишени $\sim 10^{17}$ Вт/см^2.

В экспериментах по лазерно-плазменному взаимодействию при интенсивности 10^{17} Вт/см^2 и выше становится значимым временной контраст лазерного импульса, то есть отношение интенсивности основного нагревающего импульса к интенсивности пре- и пост-импульсов, а также к интенсивности фона, обусловленного усиленной спонтанной люминесценцией. На рис. 1 приведена корреляционная функция, измеренная с помощью кросс-коррелятора третьего порядка и характеризующая временной профиль интенсивности лазерного импульса в пикосекундном интервале времени. В наносекундном временном диапазоне контраст лазерного импульса регулировался электрооптическим затвором на основе двух скрещенных призм Глана и кристалла DKDP, установленного между призмами. В результате на выходе регенеративного усилителя интенсивность наносекундного предымпульса составила величину не более 10^{-8} от максимума интенсивности основного фемтосекундного лазерного импульса.

Фокусировка лазерного излучения на мишень производилась внеосевым параболическим зеркалом диаметром 50,8 мм с эффективным фокусным расстоянием 76,2 мм и коэффициентом отражения на рабочей длине волны лазера не менее 97 %. Пространственное распределение интенсивности

лазерного пучка на мишени в фокальной плоскости параболического зеркала и его поперечное сечение приведены на рис. 2.

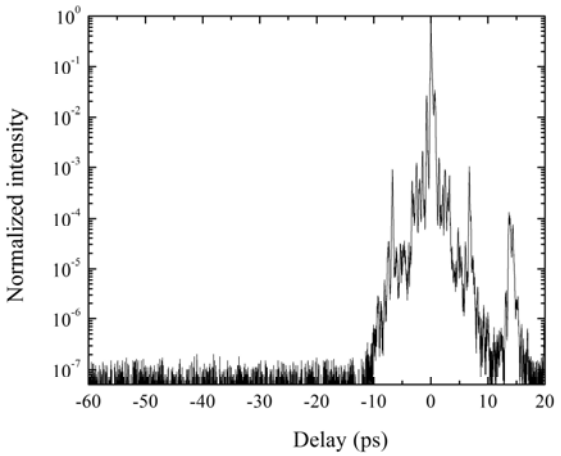


Рис. 1. Временной профиль интенсивности лазерного импульса

Согласно рис. 2, диаметр лазерного пучка по уровню 1/e составляет 5,5 мкм, а его продольный профиль удовлетворительно аппроксимируется функцией Гаусса (пунктирная линия на рис. 2). При оценке интенсивности падающего лазерного излучения на поверхность мишени предполагалось, что в таком пятне содержится ~60 % энергии лазерного импульса.

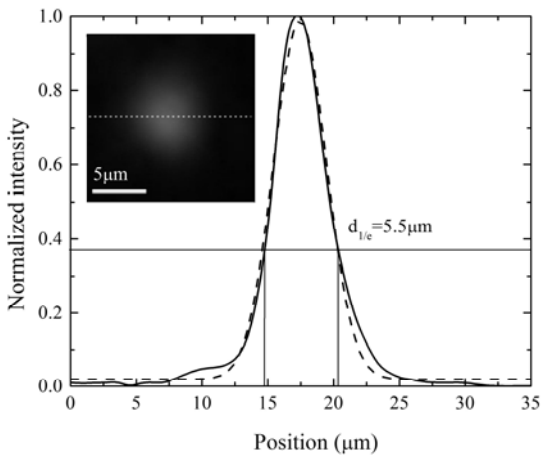


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности лазерного пятна на мишени и его поперечное сечение вдоль горизонтальной оси

Первичная мишень закреплялась на оптической оправе, установленной на моторизованном трехкоординатном вакуумно-совместимом трансляторе. Транслятор позволял перемещать мишень с линейной скоростью до 5 мм/с по горизонтальной координате (перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения при нормальном падении), и со скоростью до 1,25 мм/с по вертикальной координате и вдоль направления распространения лазерного излучения (для установки мишени в фокальную плоскость параболического зеркала). Программно-управляемый контроллер транслятора синхронизировал по времени момент начала движения мишени с приходом лазерного импульса на мишень, и обеспечивал возможность автоматического перемещения мишени по заданной траектории в фокальной плоскости параболического зеркала. В экспериментах угол падения лазерного пучка на мишень составлял 45° относительно нормали мишени, а трансляторы были установлены таким образом, чтобы при перемещении мишень всегда оставалась в фокальной плоскости параболы. Следует отметить, что при частоте следования лазерных импульсов 1 кГц и скорости перемещения равной 5 мм/с происходит десятикратное воздействие лазерного импульса с одной и той же областью мишени.

Положение мишени в фокальной плоскости контролировалось системой визуализации, состоящей из микрообъектива и видеокамеры. Для защиты отражающего покрытия параболического зеркала от продуктов абляции материала мишени между зеркалом и мишенью была установлена лавсановая пленка толщиной 20 мкм, которая с помощью лентопротяжной системы непрерывно обновлялась во время работы лазера.

Взаимодействие лазерного излучения с мишенью происходило в вакуумной камере, которая откачивалась безмасляным откачным постом на базе турбомолекулярного насоса Varian Turbo-V 550. Во время экспериментов в вакуумной камере постоянно поддерживалось остаточное давление порядка 10^{-5} торр. В качестве первичной мишени (источника излучения) в экспериментах использовались плоскопараллельные полированные пластины из вольфрама размером 25×25 мм^2 и толщиной 2 мм.

Диагностика рентгеновского излучения лазерной плазмы осуществлялась с помощью сцинтилляционных детекторов на базе фотоумножителя ФЭУ-91 и кристалла NaI(Tl) толщиной 25 мм и рентгеновского спектрометра Amptek XR-100T-Cd на основе кристалла CdTe с цифровым импульсным процессором PX-4. Для регистрации корпускулярного излучения лазерной плазмы и конверсионных электронов использовался электростатический спектрометр [1], состоящий из цилиндрического конденсатора и детектора ВЭУ-7 на основе сборки микроканальных пластин (МКП) шевронного типа. Сигналы со сцинтилляционных де-

текторов и ВЭУ-7 регистрировались с помощью цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TDS7054. Общая экспериментальная схема показана на рис. 3.

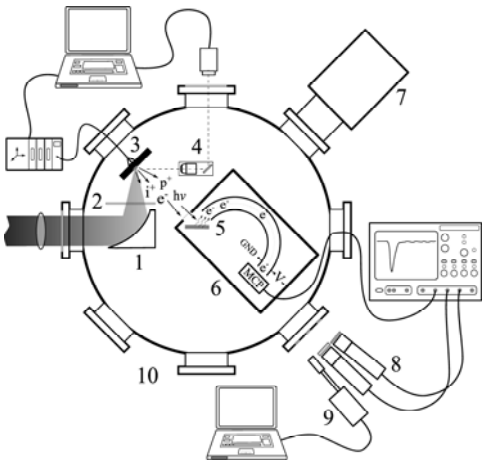


Рис. 3. Общая экспериментальная схема: 1 – внеосевое параболическое зеркало, 2 – защитная лавсановая пленка, 3 – первичная мишень, 4 – система визуализации и контроля положения мишени, 5 – вторичная мишень, 6 – электростатический спектрометр, 7 – вакуумный насос, 8 – сцинтилляционные детекторы, 9 – спектрометр Amptek XR-100T-Cd, 10 – вакуумная камера

На первом этапе исследований для определения характеристик лазерно-плазменного источника возбуждающего излучения были измерены энергетические распределения электронов и рентгеновского излучения лазерной плазмы и сделаны сравнительные оценки температуры горячих электронов при интенсивности лазерного излучения на мишени ~10^{17} Вт/см^2.

При измерении спектрального распределения рентгеновского излучения спектрометр Amptek XR-100T-Cd располагался на расстоянии 12 см от фланца вакуумной камеры, а регистрация рентгеновских квантов проводилась через вклеенное лавсановое окно диаметром 6 мм и толщиной 6 мкм. Суммарное расстояние от источника излучения до спектрометра составляло 90 см. Для обеспечения требуемой радиационной нагрузки на спектрометр, перед чувствительным элементом был установлен коллиматор с апертурной диафрагмой диаметром 400 мкм. Среднее время накопления при измерении рентгеновских спектров не превышало 30 секунд, что эквивалентно 30000 лазерных импульсов. Для качественной оценки диаграммы направленности рентгеновского излучения лазерной плазмы мы провели измерения спектрального распределения рентгеновских фотонов для двух углов наблюдения: по нормали к поверхности мишени и под углом 45° относительно нормали в направлении зеркального отражения лазерного импульса. Результаты измерений показали, что в опытах наблюдается угловая анизотропия выхода рентгеновского излучения, характеризующаяся тем, что интегральный по энергии и времени выход рентгеновского излучения по нормали мишени (угол наблюдения 0°) в среднем в 2 раза превышает выход излучения под углом зеркального отражения лазерного импульса (угол наблюдения 45°). На рис. 4 приведена спектральная плотность потока рентгеновских квантов лазерно-плазменного источника в направлении нормали мишени, восстановленная с учетом ослабления рентгеновского излучения в канале регистрации, телесного угла и эффективности спектрометра.

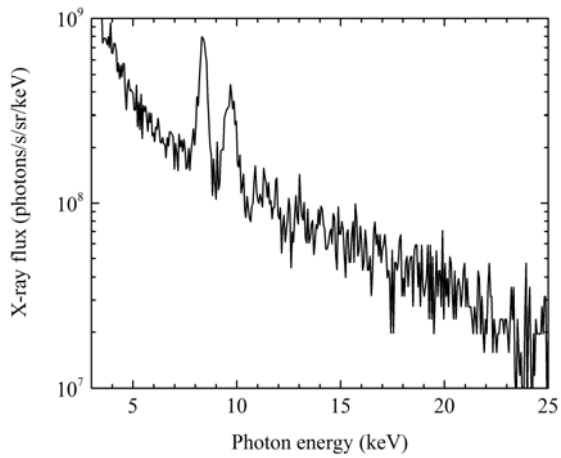


Рис. 4. Спектральное распределение плотности потока фотонов рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы, создаваемой на поверхности вольфрамовой мишени лазерным излучением с интенсивностью ~10^{17} Вт/см^2 и частотой следования лазерных импульсов 1 кГц, в направлении нормали мишени

О наблюдаемой анизотропии выхода рентгеновского излучения говорят и результаты измерений электронных спектров лазерной плазмы. На рис. 5 показаны измеренные спектральные распределения потока ускоренных электронов лазерной плазмы в диапазоне энергий 5–30 кэВ для двух углов эмиссии 0 и 45 градусов с помощью электростатического спектрометра.

При проведении измерений для снижения влияния высокочастотного электромагнитного и рентгеновского излучения лазерной плазмы на сигнал детектора, входящие в состав спектрометра цилиндрический конденсатор (дефлектор), детектор на базе МКП и высоковольтный делитель напряжения были размещены в специальном экранирующем корпусе с внешней свинцовой защитой.

Кроме этого, в качестве дополнительных мер по увеличению помехозащищенности все сигнальные кабели, соединяющие прибор с осциллографом и высоковольтными блоками питания, также были защищены с помощью внешних электростатических экранов с заземлением. Спектральное по энергии распределение электронов измерялось путем последовательного изменения отклоняющего напряжения на обкладках цилиндрического конденсатора, которое пропорционально энергии регистрируемых частиц. Определяемое геометрией спектрометра энергетическое разрешение $\Delta E/E$ составляло 10 %, а максимальная энергия регистрируемых частиц определялась максимально возможным приложенным напряжением к пластинам конденсатора, которое ограничивалось электрической прочностью конструкции спектрометра. Спектрометр располагался на расстоянии 25 см от первичной мишени под соответствующими углами наблюдения, а его телесный угол Ω определялся апертурной диафрагмой диаметром 2 мм, установленной на входном окне корпуса спектрометра. Для каждой точки спектра мы набирали статистику по 16000 лазерных импульсов.

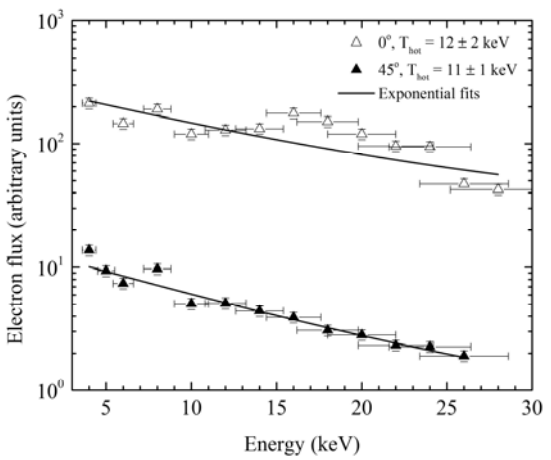


Рис. 5. Измеренные энергетические распределения потока ускоренных электронов фемтосекундной лазерной плазмы, создаваемой на поверхности вольфрамовой мишени лазерным излучением с интенсивностью ~10^{17} Вт/см^2 и частотой следования лазерных импульсов 1 кГц, для двух углов эмиссии 0 и 45 градусов. Треугольными значками представлены экспериментальные данные, сплошными линиями – экспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных, по которой определялась температура горячих электронов T_{hot}

Значения по оси ординат, приведенные на рис. 5, соответствуют потоку электронов с энергией E за один лазерный импульс в единицу телесного угла Ω в интервале энергий ΔE, с точностью до значения коэффициента усиления детектора ВЭУ-7. Здесь, под коэффициентом усиления детектора понимается произведение эффективности регистрации на коэффициент усиления сборки микроканальных пластин (отношение выходного тока к входному току МКП), который в основном зависит от приложенного напряжения на МКП, коэффициента вторичной электронной эмиссии и калибра канала МКП. В нашем случае неопределенность в коэффициенте усиления МКП связана с режимом работы детектора, когда на вход МКП поступает либо большое количество электронов одновременно, либо, когда одиночные частицы приходят с высокой частотой следования, которая и определяет средний ток такого квазинепрерывного режима. В таком режиме работы выходной ток МКП сначала растет линейно с ростом входного тока до некоторой величины примерно равной 10 % от тока проводимости, после чего происходит насыщение, и коэффициент усиления МКП может значительно снижаться вплоть до величин в несколько единиц. Это связано с тем, что в канале МКП остается электрический заряд, образованный от предыдущего импульса, и к моменту прихода следующего импульса распределение ускоряющего потенциала вдоль канала не оптимально, из-за чего и происходит снижение коэффициента усиления.

Результаты измерений электронных спектров показывают, что в наших экспериментах мы наблюдаем примерно двадцатикратное превышение эмиссии ускоренных электронов по нормали мишени по сравнению с выходом под углом зеркального отражения лазерного импульса. Следовательно, наличие ярко выраженной анизотропии в спектрально-угловом распределении ускоренных электронов приводит к неоднородности и в угловом распределении рентгеновского излучения лазерной плазмы, что мы и наблюдаем в эксперименте.

Результаты оценок температуры горячих электронов в предположении, что энергетическое распределение горячих электронов лазерной плазмы описывается распределением Максвелла с некоторой температурой T_{hot}, показаны на рис. 5 сплошными линиями. Не смотря на заметное количественное отличие распределений для разных углов эмиссии, форма спектра электронов для обоих углов примерно одинакова, и, как результат, экспоненциальная аппроксимация также дает схожие значение температуры горячих электронов: T_{hot} = 12±2 кэВ для 0 градусов и T_{hot} = 11±1 кэВ для 45 градусов. Оценка температуры горячих электронов в диапазоне энергий 10–25 кэВ, получен-

ная с помощью экспоненциальной аппроксимации коротковолновой части рентгеновского спектра, представленного на рис. 4, дает значение T_{hot} = 8±2 кэВ [3]. В области энергий свыше 30 кэВ температура горячих электронов определялась методом фильтров по измерениям интегрального выхода жесткого рентгеновского излучения с помощью сцинтилляционных детекторов в двух спектральных диапазонах, и составляет величину T_{hot} = 17±2 кэВ.

Проведенные исследования показали, что излучение лазерно-плазменного источника, созданного на поверхности массивной мишени из вольфрама фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью ~10^{17} Вт/см^2 и частотой следования 1 кГц, сконцентрировано в направлении нормали мишени и содержит необходимые спектральные компоненты для возбуждения низколежащего изомерного состояния $3/2^-$ (14,41 кэВ, 98 нс) ядер ^{57}Fe.

В качестве вторичной мишени мы использовали кремниевую подложку размером 1×1 см^2 толщиной 400 мкм с напыленным слоем железа, обогащенного по изотопу ^{57}Fe до 98 %, толщиной 100 нм. Вторичная мишень устанавливалась внутри корпуса электростатического спектрометра непосредственно перед входной щелью цилиндрического конденсатора (апертура щели 3×1 см^2) под углом 45 градусов на расстоянии 2 см от центра щели. Излучение лазерно-пламенного источника попадало на вторичную мишень под углом 45° относительно нормали первичной мишени через свинцовую диафрагму диаметром 8 мм, которая была установлена на боковой стенке корпуса. Расстояние от источника до диафрагмы составляло 22 см, а расстояние от диафрагмы до вторичной мишени – 3 см. В такой геометрии телесный угол вторичной мишени, под которым виден лазерно-плазменный источник, составляет 10^{-3} стерадиан.

В данной постановке экспериментов предполагается, что при воздействии на вторичную мишень излучением фемтосекундной лазерной плазмы сначала происходит возбуждение низколежащего изомерного уровня ядра ^{57}Fe с энергией 14,41 кэВ и временем жизни 98 нс. Затем, ядро из возбужденного переходит в основное состояние посредством излучения гамма-кванта с энергией, соответствующей энергии уровня, либо за счет внутренней конверсии, когда энергия ядра передается через виртуальный фотон одному из электронов атомной оболочки, с последующим испусканием конверсионного электрона с энергией равной разности между энергией ядерного изомерного перехода и энергией связи на соответствующей оболочки атома, с которой электрон был испущен. Вероятность внутренней конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии α, который определяется как отношение потока конверсионных электронов к потоку гамма-квантов, испущенных за один и тот же промежуток времени. Для изомерного уровня ядра ^{57}Fe с энергией 14,41 кэВ коэффициент α имеет значение 8,56. Согласно расчетам [4], наиболее вероятным процессом девозбуждения будет являться конверсия электрона с *K*-оболочки атома железа (энергия связи 7,113 кэВ). Испущенный атомом конверсионный электрон в этом случае будет иметь кинетическую энергию ~7,3 кэВ, а образованная электронная вакансия будет заполняться электроном с более высокой атомной оболочки. Выделяющаяся энергия при переходе на нижележащий уровень может быть испущена в виде кванта характеристического рентгеновского излучения или оже-электрона. Наиболее вероятными переходами в последнем случае будут оже-переходы типа *KLL* в диапазоне энергий 5,5–5,7 кэВ. Следовательно, если приведенные выше рассуждения правомочны, то начиная с момента прихода излучения на вторичную мишень, и в течение времени жизни изомерного уровня мы должны наблюдать в реальном энергетическом спектре отдельные линии (ввиду моноэнергетичности описанных процессов) с энергиями, которые соответствуют энергиям конверсионных и оже-электронов, на некоторой непрерывной подложке, обусловленной процессами рассеяния на вторичной мишени.

Таким образом, регистрация в эксперименте электронов с соответствующими энергиями во временном интервале, равном времени жизни уровня, но с положительной задержкой относительно начального момента времени прихода излучения плазмы на мишень, является прямым доказательством возбуждения изомерного состояния $3/2^-$ (14,41 кэВ, 98 нс) ядра ^{57}Fe. С другой стороны, косвенным доказательством о возбуждении первого изомерного состояния ядра ^{57}Fe может служить сравнение полученных результатов с результатами аналогичных измерений, проведенных, например, с мишенью, содержащей ядра ^{56}Fe, которые имеют низколежащее изомерное состояние 2^+ (846,78 кэВ, 6,07 пс). В связи с полной идентичностью электронных оболочек изотопов ^{56}Fe и ^{57}Fe, но принципиальным отличием в первых изомерных состояниях данных ядер, мы вправе ожидать отличие и в результатах измерений энергетических распределений конверсионных электронов при последующем их сравнении.

Результаты измерений приведены на рис. 6 и 7. В экспериментах с мишенью, содержащей ядра ^{56}Fe, регистрировались электроны с энергиями в диапазоне 3–14 кэВ. Для каждого значения энергии было проведено 111000 измерений, где каждое измерение соответствует одному воздействию лазерного импульса на первичную мишень. В опытах с изотопом железа ^{57}Fe было проведено два цикла измерений. В первом цикле измерений регистрировались электроны в диапазоне энергий от 5 кэВ до 11 кэВ, во втором – от 4 кэВ до 13,5 кэВ. Количество измерений для каждого значения энергии в обоих циклах составило 41000.

Для построения энергетических распределений, представленных на рис. 6, 7, нами был выбран для анализа временной интервал с 20 нс по 100 нс после начала воздействия излучения на вторичную мишень. Выбор нижней границы интервала был связан с окончанием основных процессов возбуждения ядер вторичной мишени, а верхняя граница интервала ограничивалась временем жизни изомерного уровня ядра ^{57}Fe (98 нс). В данном временном интервале для каждого единичного измерения подсчитывалось суммарное количество зарегистрированных электронов. Далее, данные, полученные во всех испытаниях, были объединены в последовательные группы по 1000 измерений в каждой. Из каждого множества сгруппированных измерений были удалены группы с нулевыми значениями. Для каждой группы рассчитывалась величина $N_j(E)$ – среднее значение числа зарегистрированных электронов с энергией E. Таким образом, для каждого цикла измерений и для всех значений энергии, составляющих энергетические распределения, были получены выборки случайных величин – «числа зарегистрированных электронов данной энергии». Общее количество выборок составляло 26 для ^{56}Fe; 14 для ^{57}Fe – для первого цикла измерений и 12 – для второго цикла измерений. На следующем шаге, для всех выборок рассчитывались статистические средние $N_0(E)$ и среднеквадратические отклонения $S(E)$, и, для дальнейшего анализа были использованы группы измерений, для которых среднее значение числа зарегистрированных электронов по группе $N_j(E)$ удовлетворяло соотношению: $N_0(E)–2S(E) \le N_j(E) \le N_0(E)+2S(E)$. Таким образом, для каждого значения энергии E были сформированы выборки объемом 35–39 элементов в опытах с изотопом железа ^{57}Fe и выборки объемом 97–111 элементов в опытах с изотопом железа ^{56}Fe. Для полученных выборок вновь рассчитывались статистические средние $N_0(E)$ и среднеквадратические отклонения $S(E)$. Проверка нормальности распределений случайных величин в каждой выборке для материала ^{56}Fe проводилась с помощью критерия Пирсона. Для каждого значения энергии E_i в диапазоне 3–14 кэВ значения критериальных статистик χ^2, $i = 1, 26$ с $k = 19$ степенями свободы находятся в диапазоне значений от 4,2 до 21,5, что, в сочетании с соответствующими значениями P-value ≥ 25 %, не дает оснований отвергать «нулевую» гипотезу о нормальности соответствующих распределений. Нормированное множество средних значений $N_0(E_i)$, $i = 1, 26$ числа электронов с энергией E_i для материала ^{56}Fe было использовано в качестве множества базовых значений для сравнения с измерениями, проведенными на материале ^{57}Fe.

Нормировка множества значений $\{^1N_0(u_i)$ и $^1S_0(u_i)$, $i = 1, 14\}$, характеризующих материал ^{57}Fe (первый цикл измерений), проводилась таким образом, чтобы сумма квадратов отклонений $N_0(W)$ от $^1N_0(W)$ для значений энергии $W = E_i = u_i =$ (5,3 кэВ, 6,2 кэВ, 6,5 кэВ, 6,8 кэВ, 7,9 кэВ) – достигала минимального значения. Аналогично, нормировка множества значений $\{^2N_0(v_i)$ и $^2S_0(v_i)$, $i = 1, 12\}$, характеризующих материал ^{57}Fe (второй цикл измерений), проводилась при условии минимизации отклонений от соответствующих значений $N_0(W)$ для материала ^{56}Fe для энергий $W = E_i = v_i =$ (4,0 кэВ, 4,3 кэВ, 6,8 кэВ, 7,9 кэВ, 12,0 кэВ).

Нормированные значения среднего числа электронов для материалов ^{56}Fe и ^{57}Fe (первый и второй циклы измерений), полученные с помощью процедуры, описанной выше, представлены на рис. 6 и 7, соответственно.

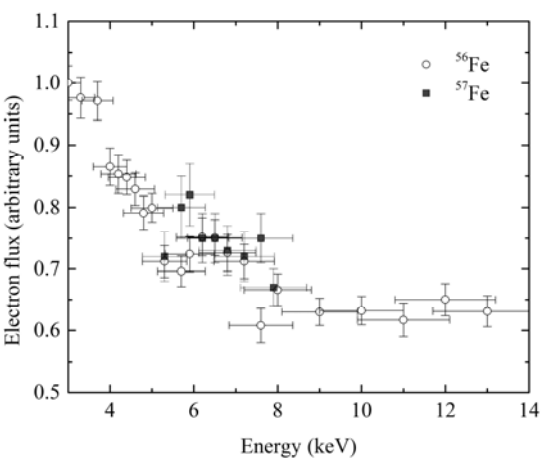


Рис. 6. Нормированные энергетические распределения среднего значения числа зарегистрированных электронов для материалов ^{56}Fe и ^{57}Fe в интервале времени 20–100 нс (первый цикл измерений). Полые кружки – измерения для материала ^{56}Fe, серые квадраты – измерения для материала ^{57}Fe. Вертикальные границы показывают стандартное отклонение среднего соответствующей выборки

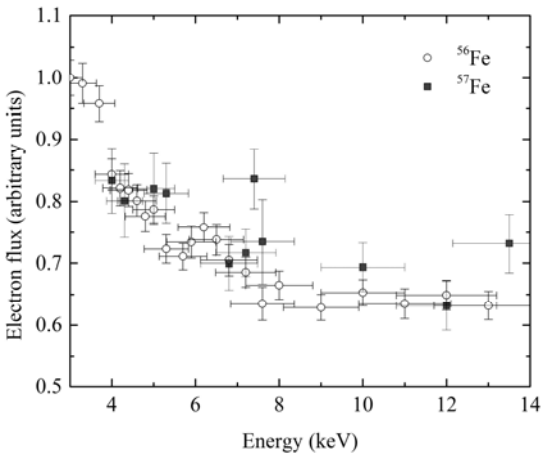


Рис. 7. Нормированные энергетические распределения среднего значения числа зарегистрированных электронов для материалов ^{56}Fe и ^{57}Fe в интервале времени 20–100 нс (второй цикл измерений). Полые кружки – измерения для материала ^{56}Fe, серые квадраты – измерения для материала ^{57}Fe. Вертикальные границы показывают стандартное отклонение среднего соответствующей выборки

В качестве «нулевой» гипотезы рассматривается предположение, что для каждой совпадающей пары $E_i = u_i$ ($E_i = v_i$ – для второго цикла измерений с изотопом ^{57}Fe) соответствующие выборки $\{N_j(E_i), j = 1, n_i\}$ и $\{^1N_j(u_i), j = 1, m_i\}$ ($\{^2N_j(v_i), j = 1, k_i\}$ – для второго цикла измерений) принадлежат одной генеральной совокупности, то есть несовпадения $N_0(Ei)$ и $^1N_0(u_i)$ ($^2N_0(v_i)$) носят случайный характер. Для проверки «нулевой» гипотезы используется критерий Стьюдента для независимых выборок. Результаты расчета числа степеней свободы t-распределения, t-статистика и величина P-value, характеризующая вероятность ошибочно отвергнуть «нулевую» гипотезу, для всех совпадающих значений энергии $E_i = u_i$ ($E_i = v_i$) показывает, что для первого цикла измерений при E_i = (5,7 кэВ, 5,9 кэВ, 7,6 кэВ) нулевая гипотеза отвергается с вероятностью 95 %, 91 % и 99 % (t = 2.0, 1.7, 2.8; v = 57, 61, 71; P-value = 5 %, 9 %, 1 %), соответственно. Для второго цикла экспериментов с изотопом ^{57}Fe статистически значимые отличия с вероятностью 95 % (t = 2,1; v = 63; P-value = 5 %) достигается при E_i = 7,4 кэВ.

Проведенный статистический анализ экспериментальных данных показывает, что наблюдаемые линии в электронных спектрах, измеренных при воздействии фемтосекундного лазерно-плазменного источника на мишень, содержащую ядра ^{57}Fe, можно с высокой вероятностью интерпретировать как линии, соответствующие процессам внутренней электронной конверсии, которые свидетельствуют о возбуждении изомерного состояния $3/2^-$ (14.41 кэВ, 98 нс) ядра ^{57}Fe.

Список литературы

1. Golovin G. V., Savel'ev-Trofimov A. B., Uryupina D. S., Volkov R. V. 2011 Internal electron conversion of the isomeric ^{57}Fe nucleus state with an energy of 14.4 keV excited by the radiation of the plasma of a high-power femtosecond laser pulse. Quantum Electron, 41(3), p. 222–226.

2. Tkalya E. V., 2004, Mechanisms for the Excitation of Atomic Nuclei in Hot Dense Plasma Laser Physics, 14(3), p. 360–377/

3. Giulietti D., Gizzi L. A. 1998, X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas La Rivista del Nuovo Cimento, 21, 1.

4. Kibedi T., Burrows T. W., Trzhaskovskaya M. B., Davidson P. M., Nestor Jr C. W. 2008. Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc Nucl. Instr. and Meth. A 589(2), p. 202–229.

КОНТРАСТ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА МУЛЬТИ-ТЕРАВАТТНОЙ ПИКОСЕКУНДНОЙ УСТАНОВКИ НА ФОСФАТНОМ НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

Д. С. Гаврилов, А. Г. Какшин, Е. А. Лобода

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ» им. академика Е. И. Забабахина, г. Снежинск, Россия

В докладе представлены детальные характеристики контраста ультракороткого лазерного импульса мульти-тераваттной пикосекундной установки РФЯЦ-ВНИИТФ [1] на фосфатном неодимовом стекле. Измерения проведены во всех интересующих временных интервалах с разрешением до 250 фс с динамическим диапазоном, обеспечивающим уверенную регистрацию излучения, которое способно оказывать воздействие на мишень (10^6…10^{11}).

Введение

Характер взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с веществом определяется его основными параметрами: энергией E, длительностью $\tau_И$, интенсивностью излучения на мишени $I_М$, контрастом K. Контраст характеризует уровень и структуру паразитного излучения, предшествующего рабочему импульсу, и для каждой мощной лазерной системы уникален. Зачастую именно данным обстоятельством обусловлено различие данных, получаемых на однотипных установках в аналогичных условиях эксперимента. Обеспечение высокого значения контраста и его контроль требуют проведения измерений в широком динамическом диапазоне ($> 10^9$) при временном разрешении, сопоставимом с длительностью импульса, что представляет собой сложную техническую задачу. Недостаток информации по данному параметру приводит, как минимум, к неправильной интерпретации полученных экспериментальных данных.

Требуемая величина контраста определяется поставленными задачами. В большинстве случаев необходимо, чтобы состояние мишени до прихода рабочего импульса оставалось невозмущённым. Степень воздействия паразитного излучения определяется как свойствами лазерной мишени, так и конкретным типом предымпульса. Например, при длительности предымпульса $\tau \sim 1$ пс порог ионизации $F_П \sim 6$ Дж/см^2 [3] соответствует пиковой интенсивности на мишени $\sim 6 \cdot 10^{12}$ Вт/см^2. При рабочем значении $I \geq 5 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2, которое достигается на установке [1], контраст по интенсивности

Таблица 1

	Тип предымпульса	Причина	Параметры установки	Воздействие на мишень	Метод измерения
1	«Длинный» пьедестал усиленного спонтанного излучения (УСИ)	Длительность накачки активной среды	$K_E \geq 2 \cdot 10^6$ $E_{УСИ} \leq 10$ мкДж в ∅134 мкм, $\tau_{УСИ} \sim 600$ мкс	*Нагрев поверхности* *Повреждение тонких фольг*	Калориметр [2]
2	«Короткий» пьедестал УСИ (≤ 10 нс)	Быстродействие оптических затворов	$K_{I2} \geq 3 \cdot 10^{13}$	Ионизация вещества (–)	P-i-n ФД (0,5 нс) + 1 ГГц осциллограф + плазменный затвор (ПЗ)
3	Ультракороткий предымпульс, $\Delta t \sim 12$ нс	Контраст оптических затворов	$K_{I3} \geq 2 \cdot 10^{11}$	Ионизация вещества (–)	
4	Пьедестал рабочего ультракороткого импульса: – 100…0 пс	Спектральные и фазовые искажения	$K_{I4} \geq 10^5$ (–20 пс) $K_{I4} \geq 10^8$ (–60 пс)	*Ионизация вещества*	Кросс-коррелятор; 1 пс стрик-камера + ПЗ.
5	Ультракороткие предымпульсы в интервале –1000…0 пс (~длительность чирпа)	Плоскопараллельные элементы в тракте	$K_{I5} \leq 2 \cdot 10^4$ (данный момент)	*Ионизация вещества*	1 пс стрик-камера + ПЗ.

ультракороткого предымпульса должен быть более 10^7.

Основные типы предымпульсов, характерные для любых лазеров с усилением чирпированных импульсов, представлены на рис. 1 и перечислены в табл. 1.

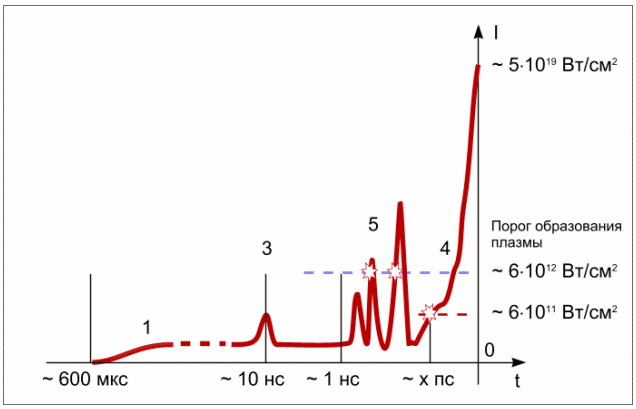


Рис. 1. Временная структура ультракороткого лазерного импульса

1. Протяженный пьедестал усиленного спонтанного излучения (УСИ)

Поверхности мишени достигает усиленное спонтанное излучение не изолированных затворами Поккельса выходных оптических квантовых усилителей (2 ОКУ ∅ 85×300 мм и 1 ОКУ ∅ 60×300 мм), попадающее в угловую апертуру последующих пространственных фильтров (ПФ). Полная энергия $E_{УСИ}$ измерялась за выходным компрессором при помощи калориметра Coherent.

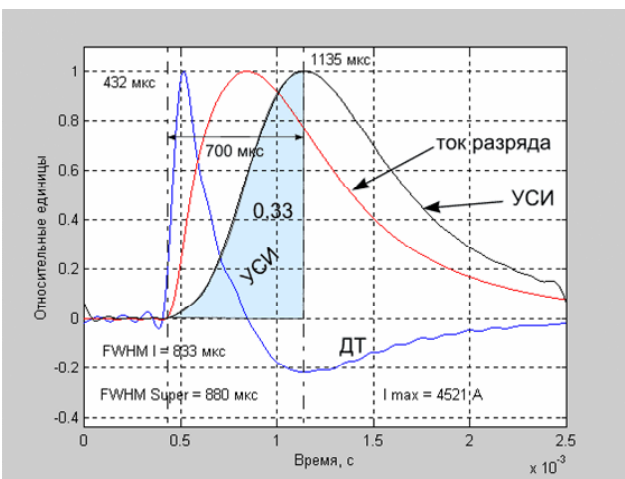
Так как момент прихода рабочего импульса соответствует максимуму люминесценции и усиления активных элементов (АЭ), воздействие на мишень происходит в течение первых 600…700 мкс (рис. 2а). В указанном интервале содержится $0{,}33 \cdot E_{УСИ}$ (≤ 10 мкДж).

Прогреваемая область поверхности мишени соответствует изображению диафрагмы ПФ (рис. 2б). Плотность энергии УСИ $F_{УСИ} \leq 0{,}07$ Дж/см^2, интенсивность $I_{УСИ} << 10^3$ Вт/см^2, что значительно ниже порога ионизации. Данное излучение, однако, способно нагреть и испарить загрязнения, образуя «облако», взаимодействующее с основным импульсом [4], а также разрушить тонкую фольговую мишень (рис. 3).

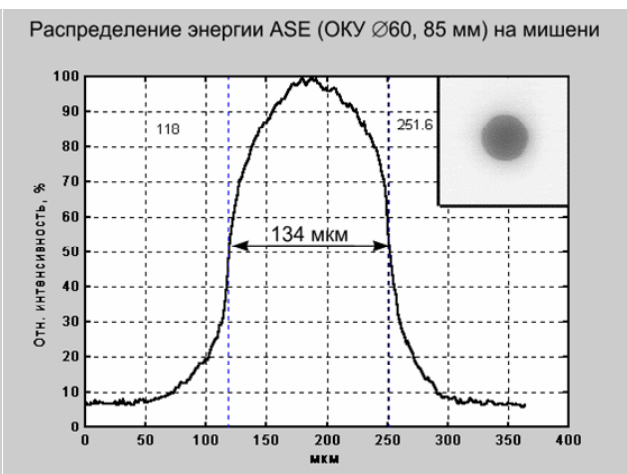
Предельная толщина мишени d зависит от свойств материала, из которого она изготовлена: плотности ρ, теплоёмкости c, коэффициента поглощения η и температуры плавления $T_{ПЛ}$. Для её оценки можно воспользоваться простой формулой:

$$d \geq \frac{1}{T_{ПЛ}} \cdot \frac{\eta \cdot F_{УСИ}}{c \cdot \rho}$$

Наименьшая толщина облучаемой на установке Al фольги составляет ~ 100 нм. Снижение энергии УСИ достигается при помощи использования более короткого импульса накачки (~ в 2 раза) и плазменного зеркала (в $10^3 \ldots 10^4$ раз).

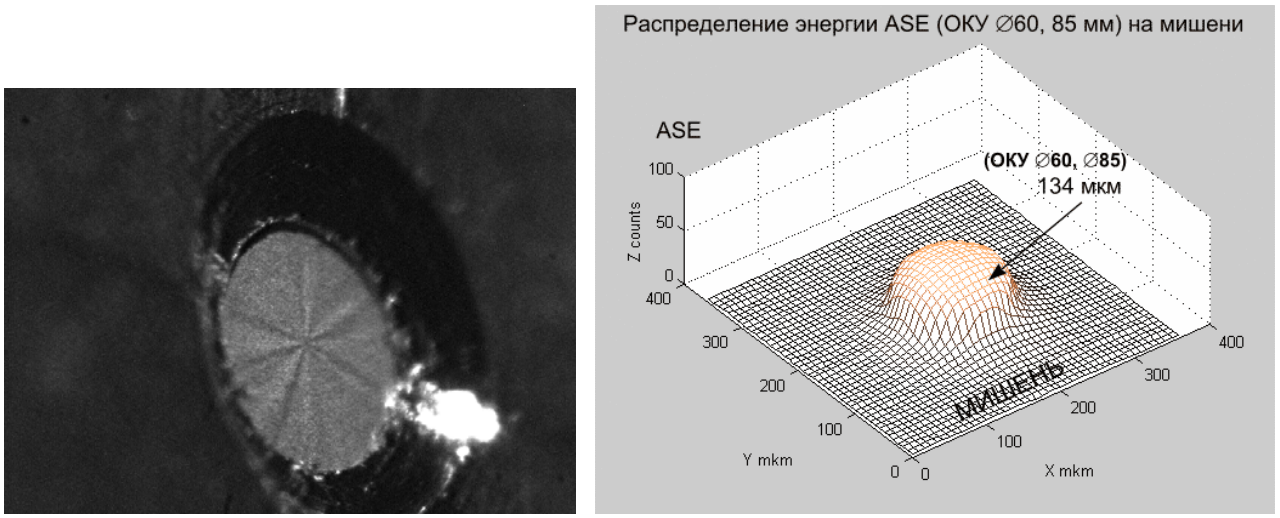


а



б

Рис. 2. Временной профиль импульса УСИ и тока ламп накачки (экспериментальные характеристики) – а; изображение излучения УСИ на мишени и профиль распределения – б



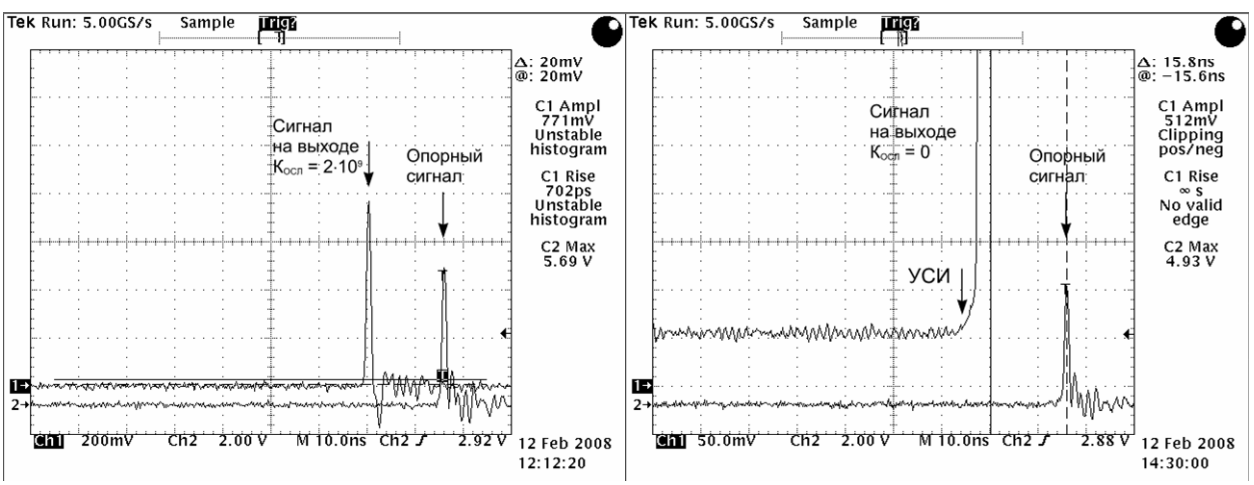
а б

Рис. 3. Результат воздействия УСИ на Al 100 нм, фоновый выстрел – а; распределение энергии УСИ по поверхности мишени, полученное с помощью ПЗС-камеры – б

2. Короткий пьедестал УСИ (2 тип) и ультракороткий предымпульс Δt = 12 нс (3 тип)

Короткий предымпульс УСИ зарождается в регенеративном усилителе (РУ), и ввиду конечной скорости срабатывания электрооптических затворов Поккельса ($t_{ВКЛ}$ ~5 нс) беспрепятственно усиливается с тем же коэффициентом, что и рабочий импульс. Высокое значение контраста по короткому УСИ обеспечивается за счёт относительно большой энергии импульса задающего генератора (10 мкДж) и минимальных потерь в стретчере (~0,6). Измерение уровня излучения данного типа осуществлялось при помощи быстродействующего *p-i-n* фотодиода ($t_{ФР}$ ~0,5 нс) и 1 ГГц осциллографа Tektronix TDS684 ($t_{ФР} \le 0{,}3$ нс). Для защиты фотодиода от повреждения использовался плазменный затвор (ПЗ).

На рис. 4а представлена осциллограмма рабочего чирпированного импульса до выходного компрессора ($\tau_ч \approx 600$ пс) [1], ослабленного в $\ge 2 \cdot 10^9$ раз с помощью поглощающих фильтров (канал № 1). Когда фильтры извлечены (рис. 4б), всё слабое излучение до момента образования плазмы в ПЗ проходит без потерь. На переднем фронте наблюдается нарастающий в течение ~5 нс



а б

Рис. 4. Осциллограмма выходного лазерного импульса установки с поглощающими фильтрами (а) и без фильтров (б)

сигнал, который соответствует УСИ регенеративного усилителя. Учитывая, что длительность переходной характеристики измерительного тракта ~1 нс, а длительность лазерного импульса после компрессора ≤ 1 пс, контраст по интенсивности УСИ РУ: $K_{I2} \geq 3 \cdot 10^{13}$.

«Постоянная» составляющая сигнала (рис. 4б) соответствует «длинному» УСИ выходных усилителей. Данные измерения были проведены в 2008 году, когда контраст по энергии пьедестала УСИ K_E на мишени был хуже более чем в 5 раз (в настоящее время установлен дополнительный затвор Поккельса ∅30 мм). При пиковой на тот момент мощности лазерного импульса $P_{ЛИ} \approx 10$ ТВт мощность УСИ на выходе усилительного тракта $P_{УСИ} \approx P_{ЛИ}/K_{I2} = 0{,}3$ Вт, а энергия $E_{УСИ} = \int_0^{\tau_{УСИ}} P(t)dt \approx 100$ мкДж (рис. 2а), что соответствовало показаниям калориметра. На мишени данное значение уменьшается в 4 раза за счёт спектральных и поляризационных потерь в компрессоре.

Предымпульс длительностью ≤ 1 пс за время, равное периоду резонатора РУ (12 нс), на осциллограмме (рис. 4б) на уровне шумов не просматривается. Следовательно, контраст по интенсивности предымпульса (№ 3) $K_{I3} \geq 10^{11}$.

3. Пьедестал рабочего ультракороткого импульса

Характеристика нарастания интенсивности рабочего импульса в области – 100…0 пс является важным параметром, который определяет свойства и состояние плазмы в момент прихода основной доли энергии.

Для исследования пьедестала в широком динамическом диапазоне обычно используется кросс-коррелятор III порядка. Основным его недостатком является необходимость большого количества измерений для сканирования даже небольших временных отрезков с требуемым разрешением. По этой причине с помощью кросс – коррелятора (COMET 1053-9, Avesta Project) исследован лазерный импульс с энергией ≈ 1 мДж на выходе диагностического компрессора стартового комплекса (СК), который имеет частоту срабатывания ~0,3 Гц (рис. 5).

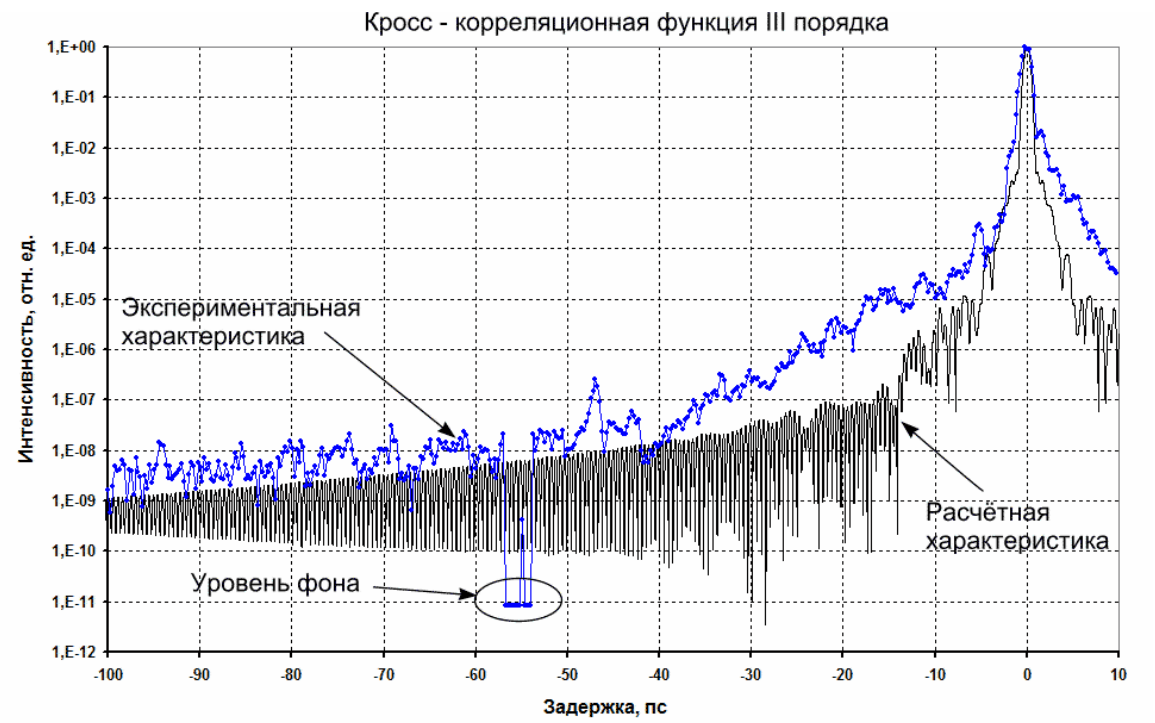
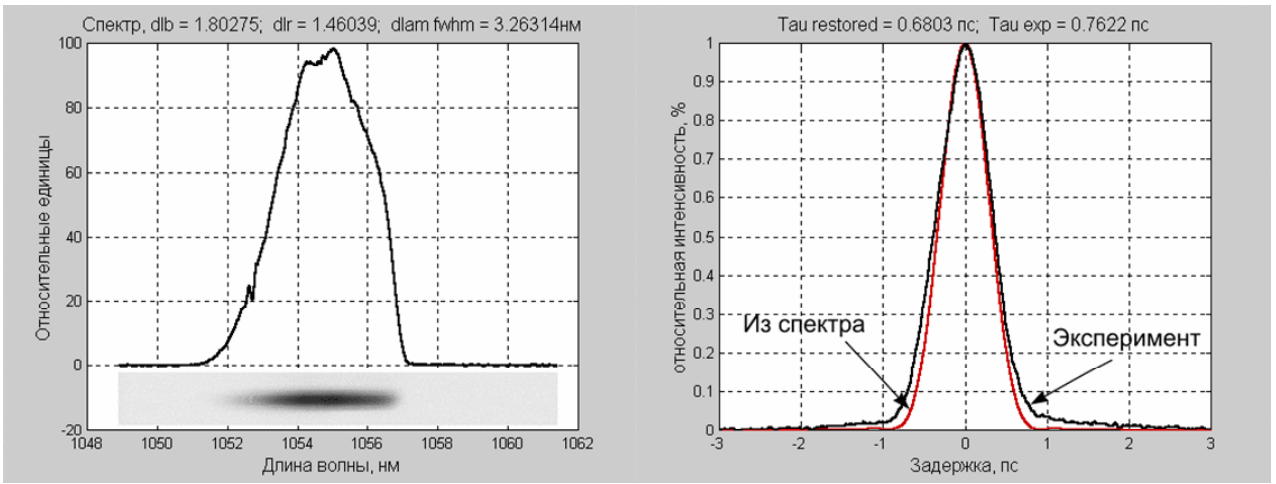


Рис. 5. Кросс-корреляционная функция III порядка ультракороткого импульса на выходе диагностического компрессора (синий цвет)



а б

Рис. 6. Спектр лазерного импульса (а); автокорреляционная функция II порядка (б)

На рис. 5 чёрным цветом также представлен результат обратного Фурье – преобразования спектра лазерного импульса $S(\omega)$, измеренного экспериментально (рис. 6): $I(\tau) = \overline{F}\left(\sqrt{S(\omega)}\right) \cdot \overline{F}^{*}\left(\sqrt{S(\omega)}\right)$. Различие на отрезке –40…-5 пс обусловлено ошибками юстировки, а контраст на уровне ~10^8 – резкими границами на краях спектра, которые возникают на оптических элементах стретчера.

Уровень пьедестала на выходе основного компрессора при энергии ~5 Дж был определён в режиме одиночного выстрела с помощью плазменного затвора и стрик-камеры «ВЗГЛЯД-2А» с временным разрешением ~2 пс (рис. 7). Пиковая интенсивность падающего излучения на поверхности стеклянной пластины ПЗ составляла I_0 ~$6\cdot10^{16}$ Вт/см^2, а изображение фокального пятна ограничивалось диафрагмой $D \approx 1{,}6\cdot w$, w – диаметр пятна по уровню $1/e$.

На рисунке хорошо видно, что сигнал, соответствующий пьедесталу возникает резко, а его уровень в течение $\tau_П$ ~25 пс практически не меняется. Такое поведение для реального импульса объясняется достаточно просто. Так как стрик-камера регистрирует мощность проходящего за ПЗ излучения, то для простого случая гауссова распределения фокального пятна $P(t) = \pi w^2 \cdot I_{ПЛ}(t)$ ($I_{ПЛ}(t)$ – величина интенсивности излучения на границе плазмы). Поскольку $P(t)$ в указанном интервале можно считать постоянной, то $I_{ПЛ}(-25) \approx I_{ПЛ}(0)$. При этом t = –25 пс соответствует моменту ионизации в пике фокального распределения, а $t \approx$ 0 пс – на периферии. Следовательно, для периферийной части $I_{ПЛ} \sim 2\cdot F_{ПЛ}/\tau_П$ = (12 Дж/см^2)/(25 пс) ≈ ≈ $5\cdot10^{11}$ Вт/см^2 и $K_{I4}(-25\text{ пс}) \sim 10^5$.

На рис. 8 представлен результат моделирования $I_{ПЛ}(t)$ (или $P(t)$) для временного профиля импульса $I(t)$, восстановленного с помощью Фурье-преобразования (рис. 5): наблюдается качественное соответствие форме сигнала стрик-камеры, а также подтверждается достоверность приведённых рассуждений при оценке $I_{ПЛ}$ и контраста.

4. Ультракороткие предымпульсы в интервале –1000…0 пс

На рис. 7 кроме пьедестала отчётливо видны предымпульсы, находящиеся за десятки и сотни пикосекунд. Их наличие вызвано присутствием плоскопараллельных оптических элементов в оптическом тракте лазерной системы и связано

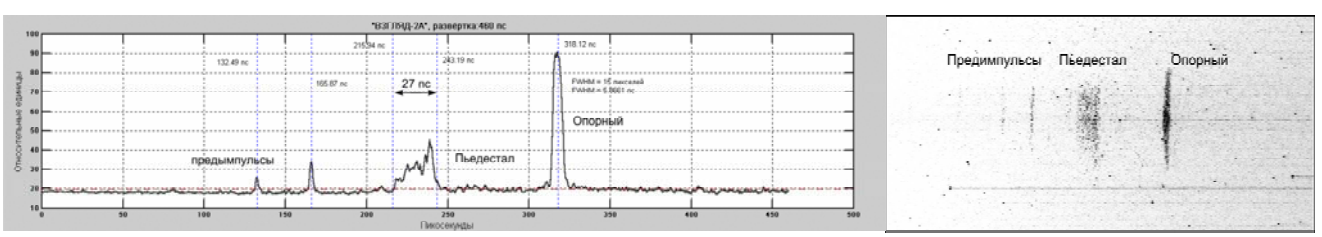


Рис. 7. Эопограмма проходящего за плазменный затвор излучения; опорный сигнал – для контроля входной энергии и временной привязки

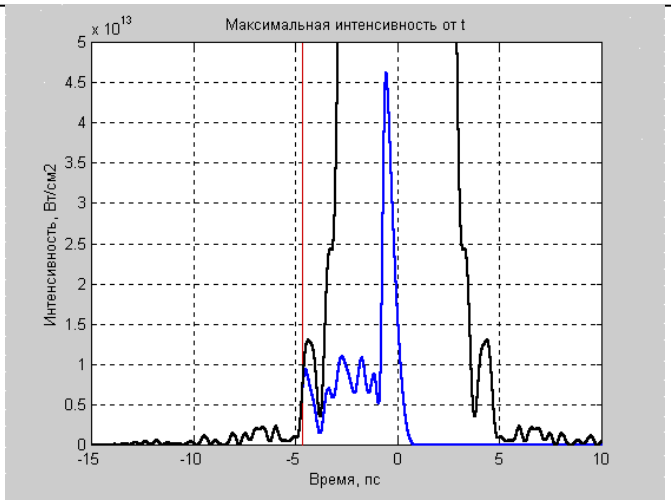


Рис. 8. Временной профиль $I(t)$ (чёрный цвет) и $I_{ПЛ}(t)$ (синий цвет); момент начала ионизации выделен красной линией

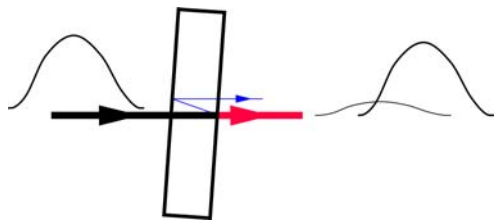


Рис. 9. Образование сонаправленной реплики чирпированного импульса в плоско-параллельном элементе

с особенностью принципа усиления, принятого в лазерах с ультракороткой длительностью импульса [5]. При прохождении чирпированного импульса через такой оптический элемент (поляризатор, зеркало, кристалл, пластина, и т. д.) образуется сонаправленная реплика, время задержки которой определяется толщиной, углом падения излучения и показателем преломления материала (рис. 9).

В результате интерференции перекрывающихся во времени импульсов возникает модуляция интенсивности. Дальнейшее прохождение модулированного импульса в нелинейной среде сопровождается фазовой самомодуляцией излучения и приводит к искажению спектральной фазы. В результате, после компрессии чирпа на выходе образуется серия пост-импульсов и предымпульсов, отстоящих от основного на величину кратную временной задержке. Интенсивности предымпульсов зависят от начального контраста импульса и его реплики и величины B-интеграла, характеризующего степень фазовой самомодуляции. По этой причине предымпульсы 5 типа наиболее ярко проявляются при максимальной выходной энергии лазера, а без усиления не обнаруживаются. На моноимпульсных установках их можно зарегистрировать только при помощи стрик-камеры с пикосекундным временным разрешением и плазменного затвора. Максимальный динамический диапазон измерений $D_{И} = D_{СК} \cdot D_{ПЗ}$ определяется параметрами стрик-камеры ($D_{СК} \sim 10$) и ПЗ ($D_{ПЗ} \rightarrow F_0/F_{П} \sim 10^7$).

В эксперименте с полной выходной энергией (~20 Дж), где в качестве основного элемента плазменного затвора использовалось фокусирующее параболическое зеркало установки и прозрачная мишень, зарегистрирована серия плазмообразующих предымпульсов (рис. 10). В данной постановке эксперимента амплитуды сигналов соответствуют размерам образуемой плазмы, а положения на временной шкале указывают на оптические толщины элементов, которые их вызывают (в настоящее время все идентифицированы: электрооптические кристаллы DKDP, магнитооптические элементы ячеек Фарадея, зеркала, поляризаторы). Пьедестал ультракороткого импульса в приведённой эопограмме не наблюдается, так как данное

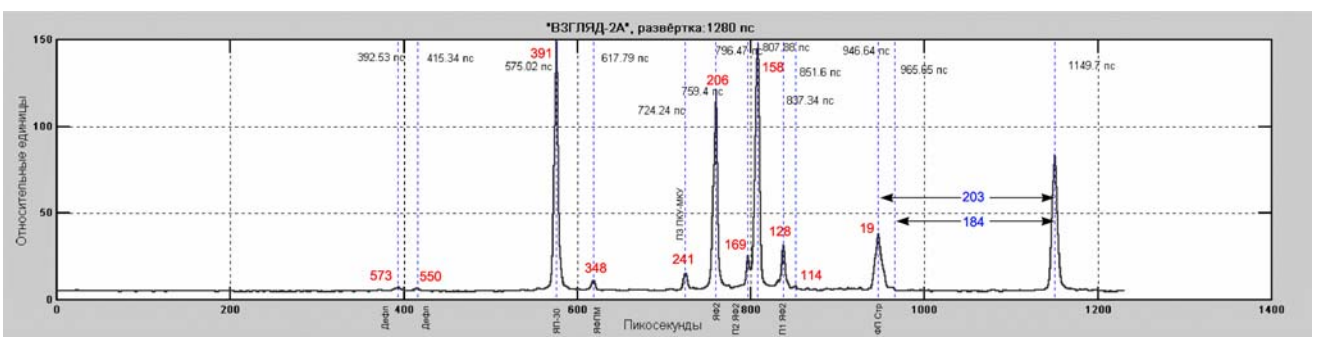


Рис. 10. Эопограмма плазмообразующих предымпульсов в интервале -1000…0 пс

излучение экранируется плазмой, создаваемой предымпульсом (- 19 пс) от фазовой пластинки, расположенной перед стретчером (в настоящее время она ликвидирована).

Наиболее простой способ полного устранения предымпульсов – исключение из состава оптического тракта таких элементов, либо замена на клиновидные аналоги. Снижение *B*-интеграла и улучшение параметров просветляющих покрытий позволяет лишь частично снизить интенсивность ультракоротких предымпульсов, однако не является кардинальным методом.

Список литературы

1. Гаврилов Д. С., Дмитров Д. А., Какшин А. Г., Капустин И. А., Лобода Е. А. «30-ТВт пикосекундная лазерная установка Сокол-П», XI Забабахинские научные чтения, Снежинск, 16–20.04.2012, тезисы стр. 136;

2. Coherent Ultima Labmaster, LM-P2;

3. Du D., Liu X., Korn G., Squier J. and Mourou G. “Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7 ns to 150 fs”, Appl. Phys. Lett. 64 (23), 6 June 1994, p. 3071;

4. Kakshin A. G., Gavrilov D. S., Dmitrov D. A., et al “The aspects of the high-contrast illumination of targets by laser radiation with $I > 10^{19}$ W/cm^2 intensity on the Sokol-P 10 TW Nd:glass laser facility”, XXIX ECLIM 2006;

5. Didenko N. V., Konyashchenko A. V., Lutsenko A. P., Tenyakov S. Yu., "Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses", // OPTICS EXPRESS, Vol. 16, No. 5, 3178-3190 (2008).

ЧЕТЫРЕХКАНАЛЬНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ МИКРОСКОПЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИАПАЗОНЕ *0,3-10,0* КЭВ

Д. А. Вихляев, Д. С. Гаврилов, А. Г. Какшин, А. В. Потапов, К. В. Сафронов, П. А. Толстоухов

РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ), г. Снежинск, Россия

Введение

Важную информацию о процессах, происходящих при нагреве мишеней лазерным излучением, дает исследование рентгеновского излучения плазмы с пространственным разрешением.

На субпикосекундной лазерной установке РФЯЦ-ВНИИТФ двумерные изображения плазмы лазерных мишеней в рентгеновском диапазоне регистрируются с помощью камеры-обскуры. Это простейшее оптическое приспособление, позволяющее получать изображение предметов [1, 2]. Оптимально резкое изображение получается, когда радиус отверстия r составляет 0,95 радиуса первой зоны Френеля [3]:

$$r = 0{,}95 \cdot \sqrt{\lambda d}\,,$$

где λ – длина волны, d – расстояние от отверстия до фотопленки. Камера-обскура дает изображение, свободное от дисторсии, и позволяет фотографировать объекты в рентгеновских лучах. Однако камера-обскура обладает существенными недостатками [4]:

– пространственная разрешающая способность камеры-обскуры лимитируется дифракцией на апертуре отверстия;

– при улучшении разрешающей способности [5] до единиц микрометров светосила камеры-обскуры становится чрезвычайно низкой;

– ширина спектрального окна не может быть меньше нескольких ангстрем.

Кроме того, имеется еще одна принципиальная трудность в использовании камеры-обскуры – высокий фон жесткого рентгеновского излучения, образующегося в мишени, на стенках вакуумной камеры и на конструкционных элементах диагностических методик, в том числе и на самой камере-обскуре, при бомбардировке их быстрыми электронами. Поскольку отверстия, формирующие изображение в камере-обскуре, сделаны в тонкой свинцовой фольге, технически довольно сложно уменьшить фоновую подсветку фотопленки жестким рентгеновским излучением.

Прибором, позволяющим достичь лучшего пространственного разрешения (около 1 мкм), но гораздо более сложным в изготовлении и настройке, чем камера-обскура, является рентгеновский микроскоп [6–8]. Светосила и пространственная разрешающая способность рентгеновского микроскопа значительно выше, чем у камер-обскур.

Целью данной работы являлось создание рентгеновских микроскопов Киркпатрика-Баеза (КБ) [6], работающих в диапазоне энергий квантов 0,3÷10,0 кэВ. Разрешающая способность микроскопов должна быть лучше 2 мкм, что связано с уменьшением диаметра фокального пятна до 6÷7 мкм в результате модернизации лазерной установки [9].

1.2 Рентгеновский микроскоп КБ для диапазона энергий 0,3-1,5 кэВ

Схема рентгеновского микроскопа КБ представлена на рис. 1.

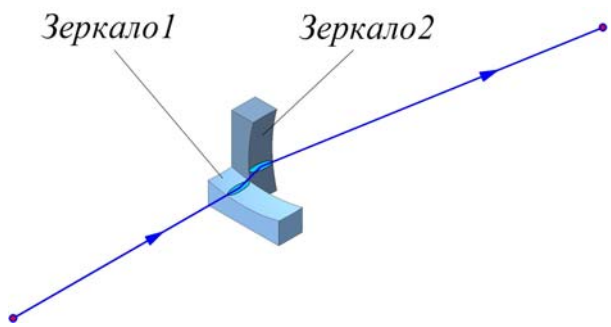


Рис. 1. Схема рентгеновского микроскопа КБ

Микроскоп состоит из двух пересекающихся под прямым углом цилиндрических (или сферических) зеркал, так что лучи, отраженные двумя зеркалами при скользящих углах падения, формируют по законам геометрической оптики двумерное изображение излучающего объекта. При этом наличие двух взаимно ортогональных зеркал необходимо для компенсации астигматизма, возникающего при однократном отражении.

Исходя из требуемого спектрального состава регистрируемого излучения (E = 0,3÷1,5 кэВ), был выбран угол падения излучения на зеркала θ = 2°. При θ > 3° существенно уменьшается отражение квантов с энергией E > 1 кэВ. В то же время при θ < 1° регистрация квантов с энергией E = 0,3÷0,8 кэВ будет затруднена из-за увеличения вклада в изображение квантов с энергией E > 1,5 кэВ, чувствительность фотопленки к которым, в десятки раз больше.

Селекция рентгеновского излучения производится с помощью зеркал микроскопа и рентгеновских фильтров. Обрезание спектра со стороны низкоэнергетических квантов производится рентгеновскими фильтрами. На рис. 2 показаны расчетные спектральные функции каналов микроскопа [10], представляющие собой произведение коэффициентов пропускания фильтров и отражения зеркал.

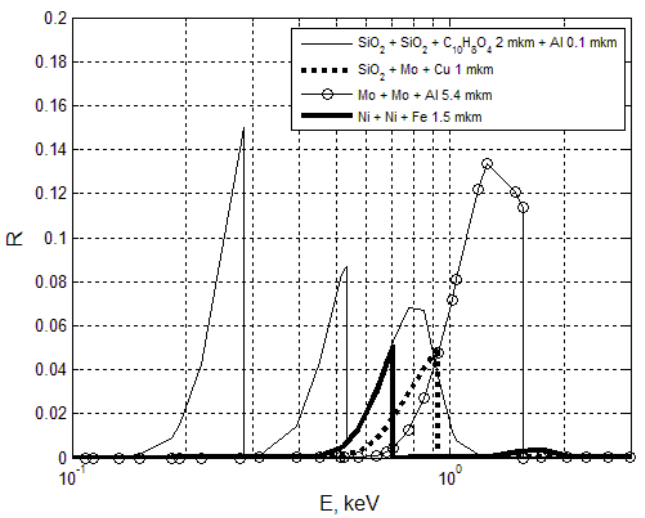


Рис. 2. Расчетные спектральные функции каналов микроскопа

В рентгеновском микроскопе плотность почернения фотопленки при регистрации изображений зависит от нескольких факторов, в том числе и от входной апертуры канала. Минимальная входная апертура системы КБ составляет $A_{min} \approx 4{,}5 \cdot 10^{-6}$ *ср*. Такое значение апертуры соответствует дифракционной (наилучшей возможной) разрешающей способности $\delta_д$ = *2,0–0,4 мкм* (ε = *0,3–1,5 кэВ*). Для сравнения, апертура камеры-обскуры, применяемой в экспериментах на лазерной установке, $A_{к.о.} \approx 10^{-7}$ *ср*. С такой апертурой камера-обскура позволяет получать изображения ЛП с хорошей плотностью почернения фотопленки. Поскольку в рентгеновском микроскопе, по сравнению с камерой-обскурой, присутствуют зеркала, ослабляющие в *3–5* раз поток квантов с энергиями ε > *0,8 кэВ*, входная апертура канала микроскопа должна быть больше $A_{к.о.}$ в ~*5* раз. В данном микроскопе A_{min} превосходит $A_{к.о.}$ в ~*50* раз, что позволяет уверенно регистрировать изображения светящейся области мишени.

В табл. 1 приведены начальные условия для расчета рентгеновского микроскопа.

Таблица 1

Условия для расчета рентгеновского микроскопа

Расстояние от мишени до первого зеркала a, мм	50
Расстояние между зеркалами Δ, мм	6
Угол падения θ, °	2
Коэффициент увеличения Γ	6÷9
Разрешающая способность (в плоскости объекта) δ, мкм	2
Энергия регистрируемых квантов ε, кэВ	0,3–1,5

Начальные условия были выбраны из следующих соображений:

– расстояние a от мишени до первого зеркала было выбрано, исходя из габаритов лазерного пучка и возможности постановки других диагностических методик;

– расстояние между зеркалами Δ (равное или большее ширины зеркала) предварительно оценивалось по A_{min}.

На рис. 3 представлена схема для расчета микроскопа. Зеркало $З_1$ создает астигматическое изображение источника – меридиональное в O′ и сагиттальное в O″. Радиус кривизны и положение зеркала $З_2$ должны быть такими, чтобы изображение O′ было сагиттальным, а O″ — меридиональным для точки O_1, в которой, по закону обратимости, достигается стигматическое изображение источника O [8].

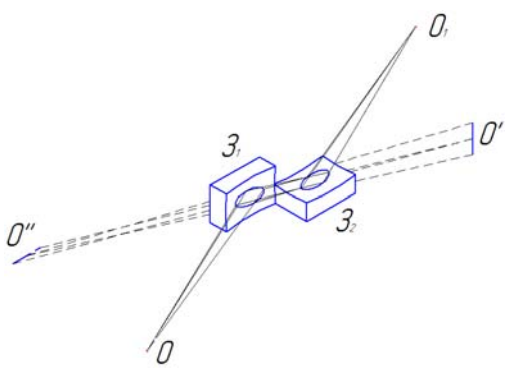


Рис. 3. Схема для расчета микроскопа КБ

Исходя из этого, можно записать систему уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{f_{m1}} = \dfrac{1}{b_{m1}} + \dfrac{1}{a} \\ \dfrac{1}{f_{s2}} = -\dfrac{1}{b_{m1} - \Delta} + \dfrac{1}{\Gamma_1 \cdot a} \\ \dfrac{1}{f_{s1}} = \dfrac{1}{b_{s1}} + \dfrac{1}{a} \\ \dfrac{1}{f_{m2}} = -\dfrac{1}{b_{s1} - \Delta} + \dfrac{1}{\Gamma_2 \cdot a} \end{cases},$$

где $f_s = \dfrac{R}{2 \cdot \sin(\theta)}$, $f_m = R\dfrac{\sin(\theta)}{2}$ – сагиттальное и меридиональное фокусные расстояния, соответственно, R – радиус кривизны зеркала, a – расстояние от мишени до первого зеркала, Δ – расстояние между зеркалами, Γ_1, Γ_2 – коэффициенты увеличения системы в сагиттальной и меридиональной плоскостях, соответственно, b_{m1}, b_{s1} – расстояния от центра первого зеркала до O′ и O″, соответственно.

Решая систему уравнений (1.1) и принимая в первом приближении $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma = 7$, получаем $R_1 \approx 2515$ *мм*, $R_2 \approx 2770$ *мм*. Инструментальная оснастка оптического участка НИО-5 РФЯЦ-ВНИИТФ позволяет изготовить ряд зеркал с радиусами, близкими к расчетным. С помощью габаритно-аберрационного расчета в программном пакете OPAL-PC [11] было определено, что зеркала с радиусами $R_1 = 2582$ *мм*, $R_2 = 2858$ *мм* из этого ряда обеспечивают наилучшую разрешающую способность микроскопа. Результаты расчета параметров рентгеновского микроскопа представлены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты расчета параметров рентгеновского микроскопа

Ширина зеркала, мм	4
Расстояние от центра второго зеркала до регистратора b, мм	450
Входная апертура, ср	$7 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент увеличения в сагиттальной плоскости Γ_1	9,0
Коэффициент увеличения в меридиональной плоскости Γ_2	8,2
Разрешающая способность в центре поля объекта δ, мкм	~1,5

Как видно из таблицы 2, входная апертура системы удовлетворяет поставленным выше ограничениям: она представляет собой прямоугольник *140×125 мкм*^{2} (в центре первого зеркала). Коэффициент анаморфозы, учитывающий разницу в коэффициентах увеличения, составляет $A = 1{,}1$.

Постоянство разрешающей способности δ для всего диапазона энергий квантов обусловлено аберрациями (кома и сферическая аберрация). Для их устранения необходимо применять зеркала асферической формы, сложные в изготовлении. В нашем случае расчетная разрешающая способность не хуже заданной, что позволяет использовать простые зеркала сферической формы. Для точек на краю объекта радиусом около 30 мкм рассчитанная разрешающая способность не хуже $\delta \approx 2$ *мкм*.

С помощью габаритно-аберрационного расчета также был определен допуск неточности установки углов падения при сборке системы, который составил $\pm 3'$ при разном знаке ошибки для каждого зеркала и $7'$ при одинаковом. Если сборка микроскопа выполняется путем склеивания четырех зеркал с образованием четырех каналов, то рассчитанный угловой допуск означает, что допустимая неточность установки расстояния a составляет $\pm 0{,}5$ *мм*, а неточность установки объекта на оси сборки – не более *0,1 мм*. Глубина резкости (допуск на расстояние b) составила ± 30 *мм* при разрешающей способности не хуже $\delta_{зад} = 2$ *мкм*, при этом, соответственно, изменялось и увеличение системы на ± 7 %.

Сборка рентгеновского микроскопа и определение его разрешающей способности описаны в [12].

В результате проведенной работы был создан четырехканальный рентгеновский микроскоп КБ [12] для регистрации двумерных изображений излучающей области лазерных мишеней. На рисунке 4 представлены его внешний вид и схема.

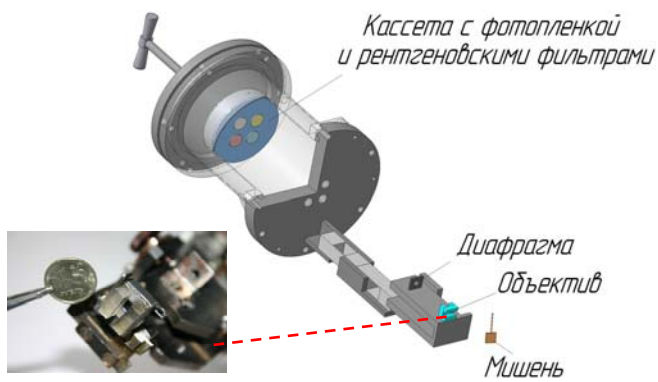
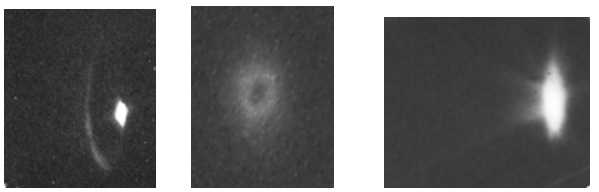
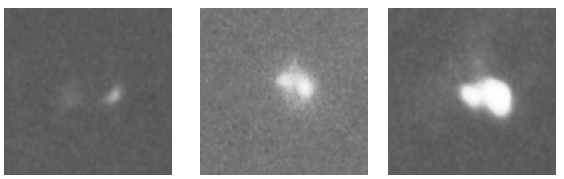


Рис. 4. Четырехканальный рентгеновский микроскоп КБ

Для сравнения, на рисунке 5 приведено изображение излучающей области мишени (рентгеновские кванты с энергией *~1,5 кэВ*), полученное с помощью: 5а – рентгеновского микроскопа, 5б – камеры-обскуры.



а



б

Рис. 5. Изображение излучающей области мишени

Первая пара изображений соответствует случаю, когда лазерное излучение взаимодействует не только с фольгой, но и с оправкой мишени. На второй паре зарегистрировано разрушение тонких мишеней, вызванное воздействием на них предымпульсов. На третей паре видно прохождение лазерного послеимпульса через разлетающуюся плазму.

1.3 Рентгеновский микроскоп КБ для диапазона энергий 1,5÷10,0 кэВ

Расчет, изготовление и юстировка рентгеновского микроскопа, работающего в диапазоне *1,5–10,0 кэВ* такие же, как для микроскопа, предназначенного для мягкого РИ. Однако из-за того, что углы падения излучения на зеркала близки к нулевым, процесс его изготовления и юстировки гораздо более сложный. В табл. 3 приведены начальные данные и результаты расчета рентгеновского микроскопа для диапазона энергий *1,5-10,0 кэВ*.

Таблица 3

Начальные данные и результаты расчета

Начальные данные	Расстояние от мишени до центра первого зеркала a, мм	75
	Расстояние между зеркалами Δ, мм	17
	Угол падения θ, °	0,3

Окончание табл. 3

Начальные данные	Коэффициент увеличения	7
	Разрешающая способность в центре поля объекта δ, мкм	~1,5
	Энергия квантов регистрируемого излучения ε, кэВ	1,5–10,0
Результаты расчета	Радиус первого зеркала R_1, мм	25120
	Радиус второго зеркала R_2, мм	29650
	Ширина зеркала, мм	17
	Расстояние от центра второго зеркала до регистратора b, мм	495
	Входная апертура, ср	$1\cdot10^{-6}$
	Коэффициент увеличения в сагиттальной плоскости Γ_1	7,1
	Коэффициент увеличения в меридиональной плоскости Γ_2	5,4
	Коэффициент анаморфозы A	1,3

На рис. 6 показаны спектральные функции каналов микроскопа, рассчитанные с использованием оптических констант материалов из [10].

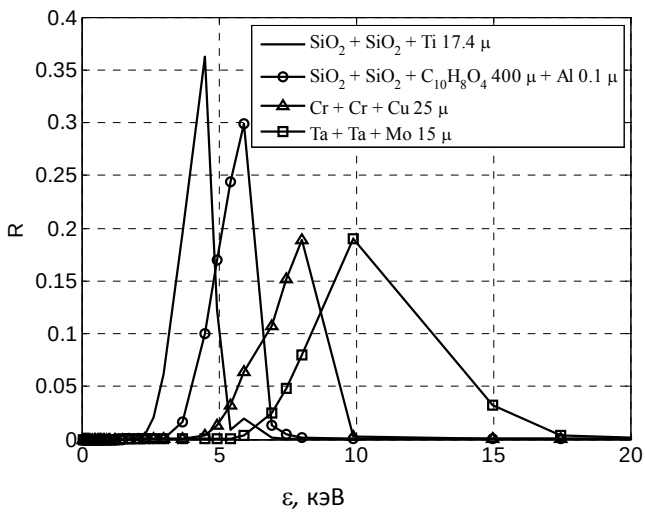
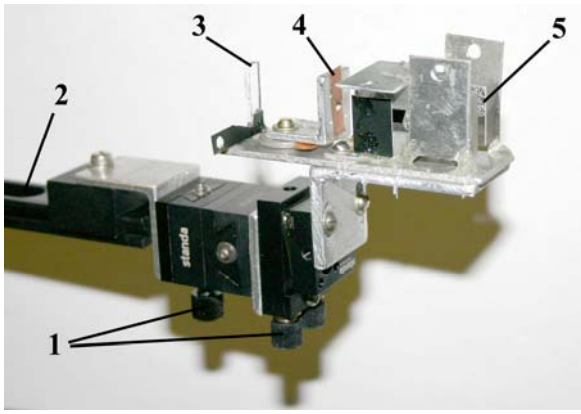


Рис. 6. Спектральные функции каналов микроскопа

На рис. 7 представлен внешний вид четырехканального рентгеновского микроскопа КБ, регистрирующего двумерные изображения излучающей области лазерных мишеней в диапазоне энергий *1,5–10,0 кэВ*. Принципиально этот микроскоп ничем не отличается от описанного ранее микроскопа для диапазона энергий *0,3–1,5 кэВ*.



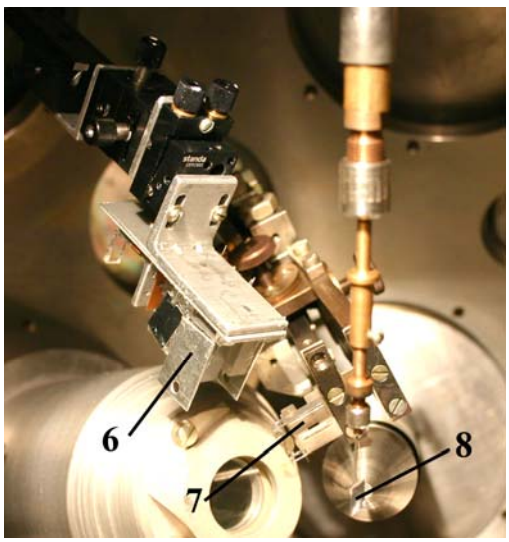


Рис. 7. Внешний вид четырехканального рентгеновского микроскопа КБ: 1 – юстировочные винты; 2 – кронштейн; 3 – зеркало; 4 – диафрагма; 5, 6 – четырехканальный объектив рентгеновского микроскопа для диапазона энергий 1,5–10 кэВ; 7 – четырехканальный объектив рентгеновского микроскопа для диапазона энергий 0,3–1,5 кэВ; 8 – мишень

Заключение

Для исследования пространственных и спектральных характеристик лазерной плазмы были изготовлены два четырехканальных рентгеновских микроскопа, работающие по схеме Киркпатрика-Баеза. Один из них позволяет получать изображения в диапазоне *0,3-1,5 кэВ* с девятикратным увеличением, другой – в диапазоне *1,5-10 кэВ* с семикратным увеличением. Экспериментально определена их разрешающая способность $\delta \approx 1{,}5$ мкм, которая совпала с расчетной.

С помощью рентгеновских микроскопов были получены изображения лазерной плазмы с высоким разрешением. Это позволило выявить такие отрицательные эффекты, как разрушение тонких мишеней, вызванное воздействием на них предымпульсов, и прохождение лазерного послеимпульса через разлетающуюся плазму. Устранение в будущем этих эффектов позволит проводить на лазерной установке эксперименты с мишенями толщиной менее 1 мкм и повысить точность диагностирования лазерной плазмы.

Список литературы

1. Key M. H., Eidman K., Dorn C., Phys. Lett., 1974, 48A, 121.

2. Захаренков Ю. А., Зорев Н. Н., Крохин О. Н. и др. ЖЭТФ, 1976. 70, 574.

3. Физическая энциклопедия / Гл. ред. Прохоров А.М., рек. кол.: Алексеев Т.М., Болдин А.М., Бонч-Бруевич А. М. и др. М.: Большая Российская энциклопедия. Т. II. Добротность-Магнитооптика. 1998. С. 704.

4. Бойко В. А., Пикуз С. А., Фаенов А. Я. ПТЭ, 1980, № 2, 5.

5. Ландсберг Г. С. Оптика. М: ФИЗМАТЛИТ, 2003.

6. Kirkpatrick P., Baez A.V., J. Opt. Soc. Amer. – 1948. Vol. 38. N. 9. P. 766–774.

7. Сьюард Ф., Дент Ж., Бойл М. и др., Приборы для научных исследований, 1976, № 4, 63.

8. Зеркальная рентгеновская оптика / Виноградов А. В., Брытов И. А., Грудский А. Я. и др. Л.: Машиностроение, 1989. С. 463.

9. Andriyash A. V., Vikhlyaev D. A., Gavrilov D. S. et al. The spectral-angular distribution measurements of fast protons from the rear side of a target in experiments on the SOKOL-P facility at laser intensity of 10^{19} W/cm^2. In abstracts of 50th APS-DPP 2008. Bulletin of the American Physical Society, 53, № 14, P. 153.

10. Atomic Data and Nuclear Data Tables / Henke B. L. Gullikson E. M. and Davis J. C. Academic Press, Inc. № 2, July 1993.

11. Автоматизация проектирования оптических систем / Родионов С. А. Л.: Машиностроение, 1982.

12. Вихляев Д. А., Гаврилов Д. С., Какшин А. Г. и др., Квантовая электроника, 2011, Т. 41 (3), С. 234–238.

Секция 3
МАГНИТНАЯ КУМУЛЯЦИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ

ДИСКОВЫЙ ВЗРЫВОМАГНИТНЫЙ ГЕНЕРАТОР С ВЗРЫВНЫМ РАЗМЫКАТЕЛЕМ ТОКА

В. А. Демидов, А. С. Борискин, С. А. Казаков, О. М. Таценко, Ю. В. Власов, Е. В. Шаповалов, А. П. Романов, А. В. Филиппов, С. Н. Голосов, А. Н. Моисеенко, Е. И. Щетников, В. А. Яненко, С. В. Кутумов, Н. Р. Казакова, С. И. Володченков, В. В. Грушко, Н. И. Николаев, Р. Р. Юсупов, С. В. Галанова, А. С. Севастьянов, В. В. Костин, А. С. Пикарь, П. В. Королев, В. А. Кручинин, А. Д. Парфенов, Т. А. Торопова

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Представлены результаты испытания устройства на основе десятиэлементного дискового взрывомагнитного генератора ДВМГ240 и взрывного размыкателя тока. При разрыве контура с током 18 МА в нагрузке 16 нГн, эквивалентной многопроволочной лайнерной сборке, получен ток 10 МА с характерным временем нарастания ~0,5 мкс.

Введение

Для получения высоких плотностей энергии в лайнерных экспериментах по генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения необходимо [1] формировать в Z-пинче токи в десятки мегаампер с временем нарастания менее 0,5 мкс.

В [2] приведены результаты первого эксперимента по исследованию возможности генерации коротких токовых импульсов с помощью 5-элементного дискового взрывомагнитного генератора с зарядами взрывчатого вещества (ВВ) диаметром 240 мм (ДВМГ240-5) и взрывного размыкателя тока (ВРТ). В нагрузке 6,8 нГн был получен импульс тока ~9 МА с характерным временем фронта ~0,6 мкс.

В докладе представлены результаты второго испытания подобного устройства. В отличие от [2] здесь количество элементов ДВМГ было увеличено в два раза, длина разрушаемой фольги в ВРТ – в 1,5 раза, и индуктивность нагрузки – в 2,3 раза. Обсуждаются пути дальнейшего совершенствования взрывной системы импульсной мощности.

Описание взрывной системы импульсной мощности

Объектом исследований являлось устройство на базе десятиэлементного дискового ВМГ с зарядами ВВ диаметром 240 мм и взрывного размыкателя тока диаметром 290 мм. Общий вид источника энергии с эквивалентной нагрузкой представлен на рис. 1.

Устройство включает в себя предусилитель – высокоиндуктивный спиральный ВМГ-240 (I) [3],

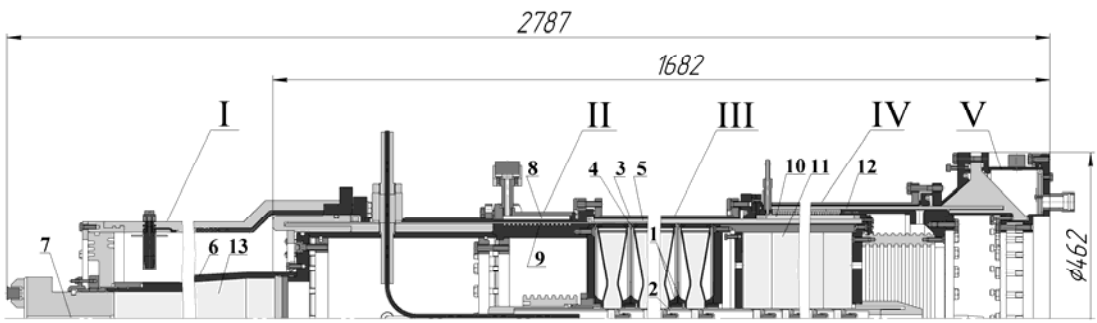


Рис. 1. Взрывной источник импульсной мощности. I – спиральный ВМГ; II – узел отключения предусилителя; III – дисковый ВМГ; IV – взрывной размыкатель тока; V – индуктивная нагрузка. 1 – конус; 2 – устройство инициирования; 3 – наружный корпус; 4, 5, 9, 12 – изоляторы; 6 – центральная труба; 7 – взрывная линия задержки; 8, 10, 11, 13 – заряды ВВ

узел отключения предусилителя (II), ДВМГ (III) с десятью профилированными дисковыми элементами и взрывной размыкатель тока (IV). Нагрузка устройства (V) эквивалентна по индуктивности многопроволочному лайнеру.

В ДВМГ дисковые элементы соединены между собой медными конусами 1. Инициирование дисковых зарядов ВВ на основе октогена производится устройством инициирования 2 с разновременностью ~0,1 мкс. Оно содержит 10 торцевых электродетонаторов, соединенных электрически последовательно и расположенных вдоль оси устройства. При срабатывании ДВМГ сжимаемый магнитный поток вытесняется в нагрузку через зазор между дисковыми элементами и наружным корпусом 3 генератора, разделенными изолятором 4.

Начальная индуктивность 10 полостей сжатия дискового генератора равна 76,1 нГн. Изолятор 5 от ДВМГ к ВРТ выполнен из полиэтилена. Индуктивность контура ДВМГ к концу срабатывания определяется индуктивностью оставшихся полостей между дисками в момент начала работы ВРТ, индуктивностью передающей линии между ДВМГ и ВРТ и собственной индуктивностью ВРТ.

Внутренний диаметр спирали предусилителя составляет 240 мм с расширением на выходе до диаметра 290 мм. Длина спирали равна 800 мм, вся длина ВМГ ~1200 мм. Центральная цилиндрически-коническая труба предусилителя 6 изготовлена из алюминия. Внутри трубы установлен цилиндрически-конический заряд ВВ 13. Инициирование заряда ВВ производится с торца ВМГ от взрывной линии задержки (ВЛЗ) 7. Интервал времени от подрыва ВЛЗ до замыкания электрического контура предусилителя составляет 44 мкс. Начальная индуктивность ВМГ равна 254 мкГн, активное сопротивление ~0,1 Ом.

Расчетный интервал времени от замыкания электрического контура предусилителя до окончания вывода витков спирали составляет 116,3 мкс. Максимальное напряжение в компрессионной полости предусилителя при начальном магнитном потоке 1,7 Вб составляет ~35 кВ. Электрическая прочность предусилителя обеспечивается пленочной изоляцией витков спирали и заполнением внутреннего объема газом SF_6.

Дисковый ВМГ и предусилитель имеют общий токовый контур. Отключение предусилителя производится в момент начала движения оболочек дисковых элементов. Для отключения предусилителя используется полый цилиндрический заряд ВВ 8, который разрушает изолятор 9 передающей линии. Инициирование заряда ВВ узла отключения производится с помощью восьми электродетонаторов.

Разрушаемый проводник ВРТ выполнен из медной фольги толщиной 0,3 мм и длиной 360 мм, расположенной на диаметре 290 мм. Ребристая преграда ВРТ изготовлена из органического стекла с облицовкой ребер стальными кольцами. Разрывной заряда ВВ 10, изготовлен из пластического ВВ. Инициирование разрывного заряда производится под воздействием ударной волны от промежуточного заряда ВВ 11, проходящей через стальной корпус, медный токопровод и полиэтиленовый изолятор.

В качестве промежуточного заряда ВВ применяются диски из ВВ на основе октогена. Инициирование промежуточного заряда обеспечивается устройством осевого инициирования, содержащим электродетонаторы, соединенные электрически последовательно и расположенные вдоль оси устройства.

Изолятор 12 в передающей линии от ВРТ к нагрузке выполнен из полиэтилена высокой плотности. Электрическая прочность изолятора составляет не менее 150 кВ.

Собственная индуктивность ВРТ со стороны ДВМГ равна 8,5 нГн. Индуктивность контура нагрузки ВРТ определяется индуктивностью передающей линии с конусным изолятором (6,9 нГн), отделяющим в реальной конструкции вакуумную полость лайнерной камеры (8,8 нГн) от коаксиальной проводящей линии с твердотельным изолятором, идущим от ВРТ, и составляет 15,7 нГн.

Взрывной эксперимент

Размещение сборки на испытательной площадке показано на рис. 2.

В эксперименте измерения производной тока в диапазоне 10^9–10^{13} А/с обеспечивались индукционными датчиками с различной чувствительностью. В предусилителе энергии устанавливались датчики Д1, в дисковом ВМГ – датчики Д2 и Д3, в нагрузке ВРТ – датчики Д4 и Д5. Для измерений тока в дисковом ВМГ и тока в нагрузке применялись также магнитооптические датчики (МО1 и МО2), работающие на основе эффекта Фарадея. Схема размещения датчиков в устройстве показана на рис. 3.

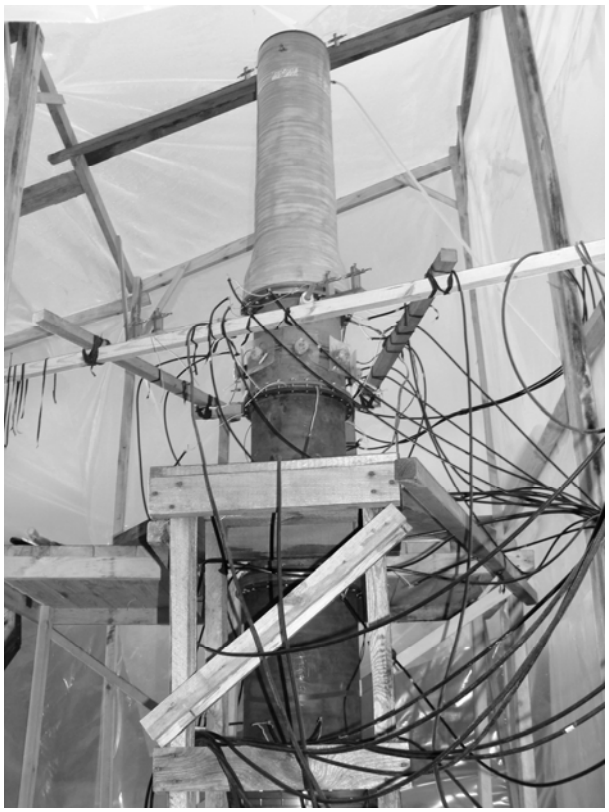


Рис. 2. Взрывное устройство на испытательной площадке

Регистрация сигналов производилась с помощью аналоговых осциллографов типа СУР и цифровых регистраторов типа *TDS*. Оптические датчики изготавливались из оптоволокна типа *LB* 600. В качестве источника света использовался полупроводниковый лазер типа ЛПМ 655 СТ с длиной волны 0,655 мкм.

Осциллограммы производной тока и тока предусилителя, измеренные датчиками Д1 представлены на рис. 4 и рис. 5. Предусилитель энергии запитан током 6,8 кА, что соответствует магнитному потоку ~1,7 Вб. К началу сжатия магнитного потока в ДВМГ по контуру протекал ток амплитудой 4,7 МА. Индуктивность контура составляла ~110 нГн, в том числе – индуктивность невыведенной полости предусилителя 6,3 нГн, индуктивность передающей линии от предусилителя к ДВМГ 13,4 нГн, начальная индуктивность ДВМГ 76,1 нГн, индуктивность передающей линии от ДВМГ к ВРТ 6,8 нГн, а начальная индуктивность ВРТ 8,5 нГн. Характерное время нарастания тока в предусилителе равно ~15 мкс. Энергия, запасенная предусилителем, составила ~1,2 МДж. Коэффициент усиления энергии составляет ~210, коэффициент сохранения магнитного потока ~30 %. Максимальное значение производной тока в предусилителе составило ~$2{,}7 \cdot 10^{11}$ А/с.

Сжатие магнитного потока в дисковом ВМГ началось в расчетный момент времени – через 5,6 мкс после поступления импульса тока на подрыв электродетонаторов. К началу срабатывания ВРТ в момент t = 437,7 мкс (через 11,6 мкс после начала деформации полостей сжатия) индуктивность электрического контура ДВМГ составляла ~23 нГн, а ток в контуре ~18 МА.

Характерное время нарастания тока в ДВМГ равно ~3 мкс, максимальное значение производной тока – $4{,}4 \cdot 10^{12}$ А/с. Осциллограммы производной тока и тока в дисковом генераторе, измеренные датчиками Д2 и Д3, представлены на рис. 6 и рис. 7.

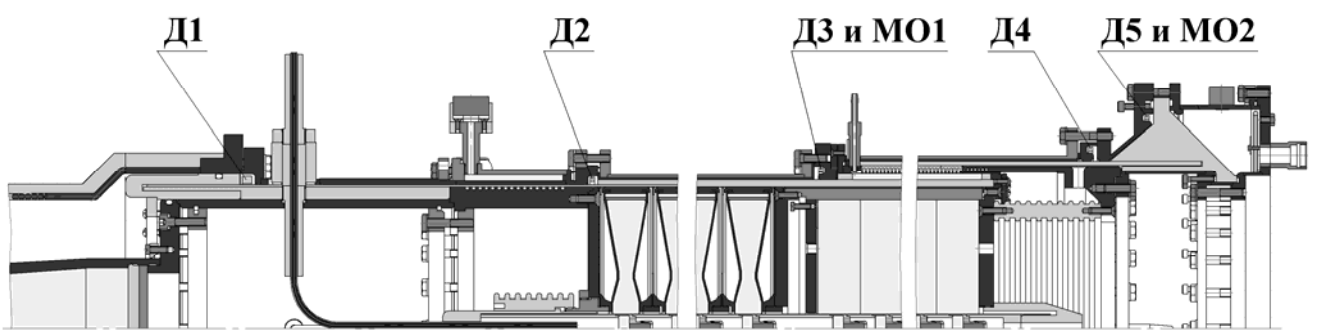


Рис. 3. Схема размещения измерительных датчиков. Д1–Д5 – индукционные датчики; МО1, МО2 – магнитооптические датчики

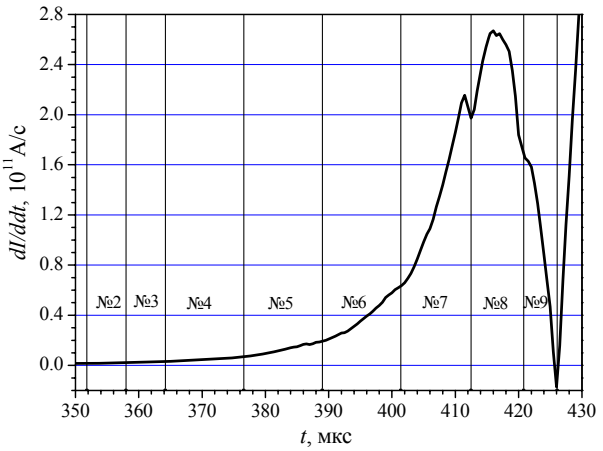


Рис. 4. Производная тока в предусилителе при выводе витков 2–9 секций спирали. Вертикальные линии – границы секций

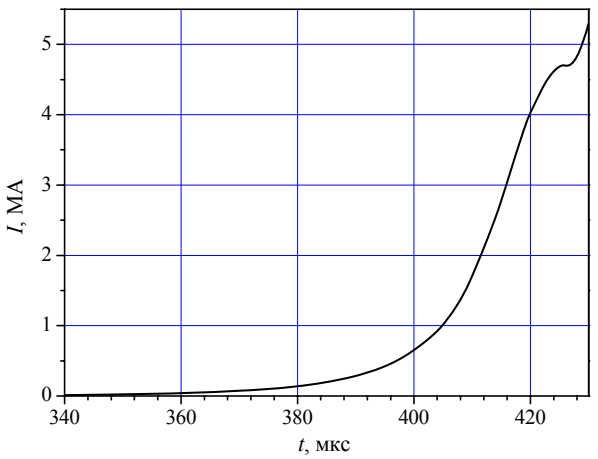


Рис. 5. Ток в контуре предусилителя энергии

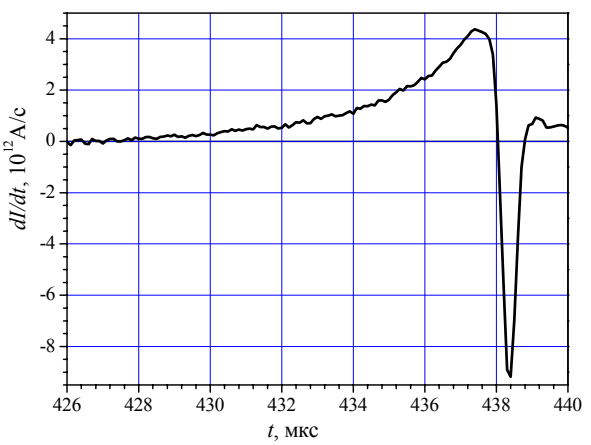


Рис. 6. Производная тока в ДВМГ

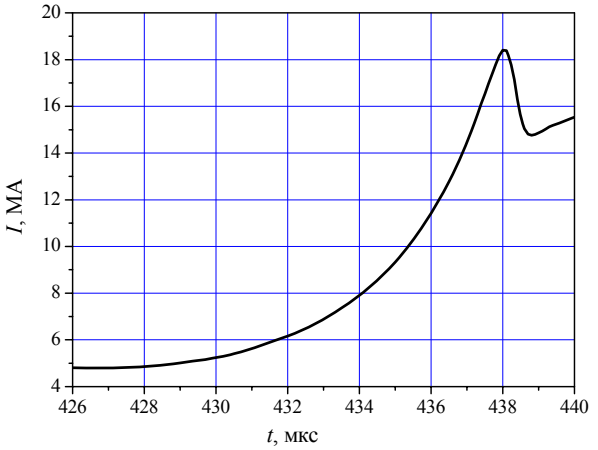


Рис. 7. Ток в контуре ДВМГ

На рис. 8 и рис. 9 приведены осциллограммы производной тока и тока в нагрузке, измеренные датчиками Д4, Д5 и МО. В нагрузке (15,7 нГн) сформирован импульс тока амплитудой ~10 МА с полным временем нарастания 1,4 мкс. Характерное время нарастания тока между уровнями 0,1 и 0,9 от максимального значения составляет ~0,55 мкс. Максимальная производная тока в нагрузке равна $2 \cdot 10^{13}$ А/с, максимальное напряжение на разрушаемом проводнике ВРТ ~315 кВ.

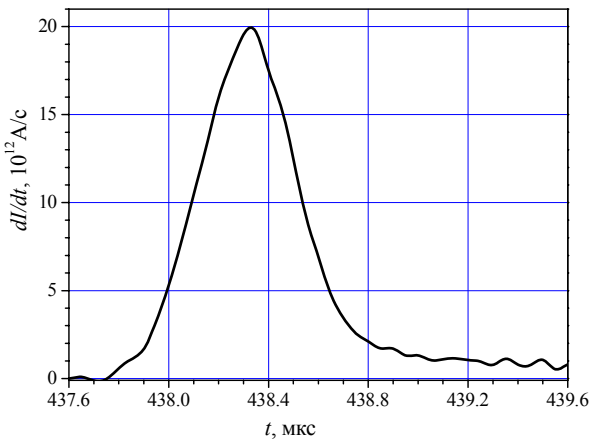


Рис. 8. Производная тока в нагрузке

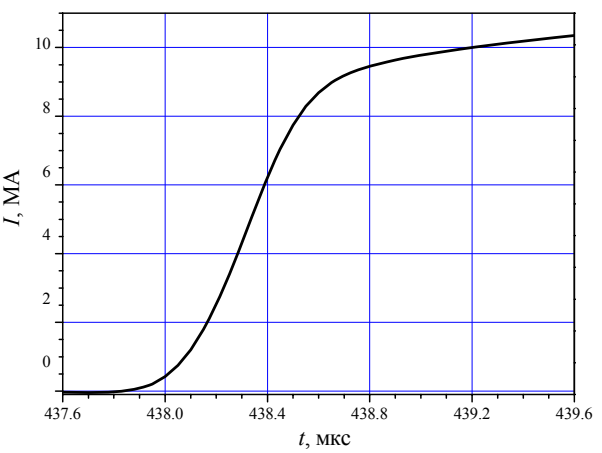


Рис. 9. Ток в нагрузке

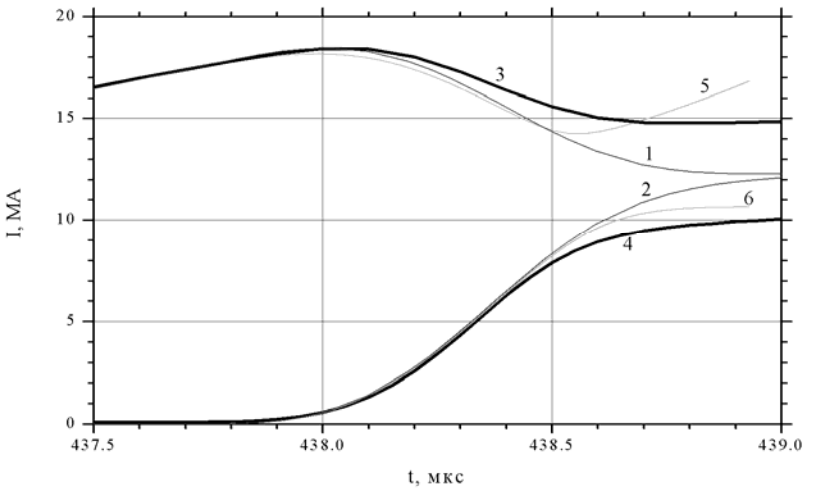


Рис. 10. Расчетные и экспериментальные значения тока ДВМГ и тока в нагрузке. 1, 2 – расчет соответственно для тока ДВМГ и тока в нагрузке без пробоя изолятора, 3, 4 – эксперимент, 5, 6 – расчет с учетом пробоя изолятора

На рис. 10 показаны расчетные для штатного режима работы и экспериментальные токи в контуре ДВМГ и в нагрузке ~16 нГн. Отличие экспериментального тока от расчетного можно объяснить тем, что в процессе генерирования тока в нагрузке воздействие ударных волн от заряда внутри ВРТ на цилиндрический полиэтиленовый изолятор от ДВМГ приводит к его деформированию и частичному передавливанию тонкой стенки и, как следствие, к появлению проводимости и последующему пробою по толщине при напряжении ~200 кВ в области входа ВРТ со стороны ДВМГ. Для данного случая на рис. 10 также приведены расчетные кривые (5, 6). Предполагалось, что сопротивление пробоя зависит от времени следующим образом: при $t \le t_p + \Delta t_b R_b(t) = R_{\max}$; при $t > t_p + \Delta t_b R_b(t) = R_{\max} e^{-\left(t-\left(t_p+\Delta t_b\right)\right)/\tau_b}$, где $R_{\max}$ = = 100 кОм, t_p = 437,7 мкс, Δt_b = 0,4 мкс, τ_b = = 0,03 мкс.

На рис. 11 приведена зависимость сопротивления ВРТ от времени, полученная по экспериментальным данным (кривая 1). В расчете с учетом пробоя изолятора в ВРТ использовалась следующая зависимость сопротивления размыкателя от времени: при $t \le t_р$ $R_р(t) = 0$; при $t > t_р$ $R_р(t) = A((t - t_р)/t_0)^2$, где A = 75 мОм, $t_р$ = 437,7 мкс, t_0 = = 1 мкс (кривая 2 на рис. 11).

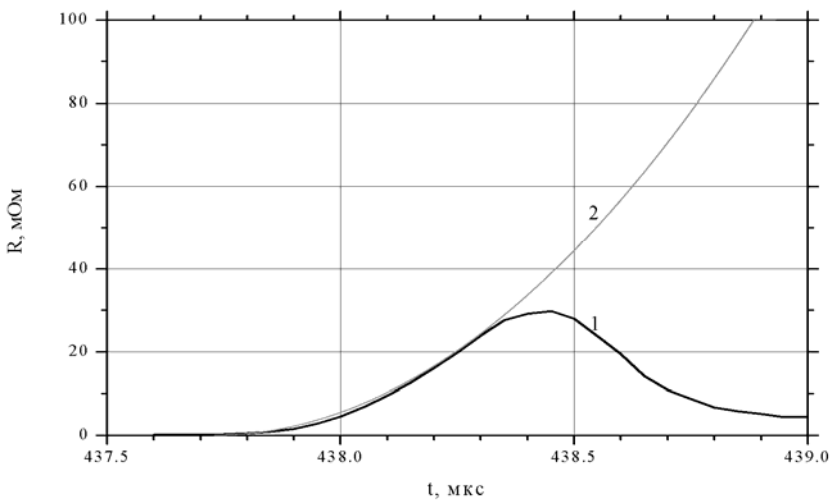
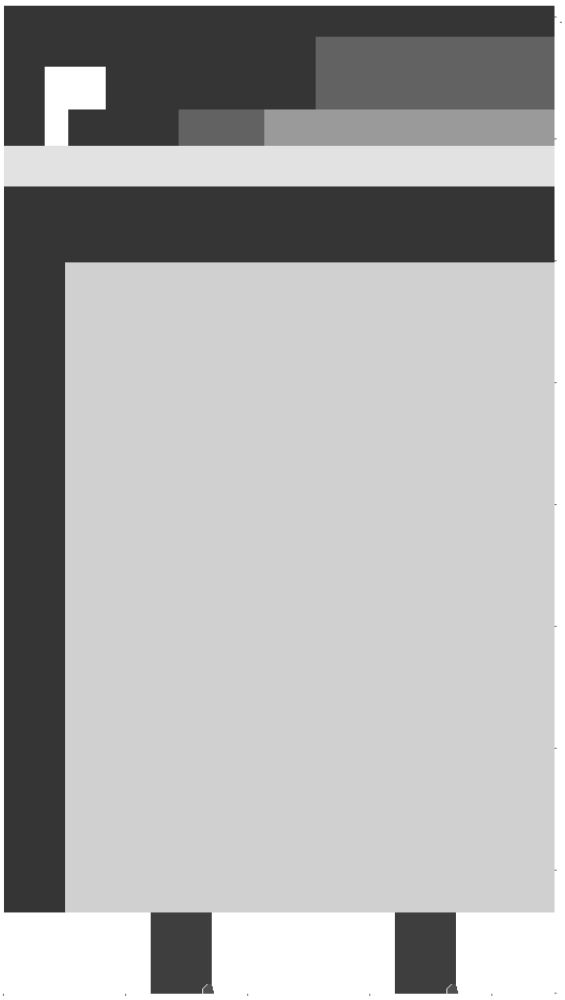


Рис. 11. Зависимость сопротивления ВРТ от времени. 1 – по экспериментальным данным, 2 – в расчете с учетом пробоя изолятора в ВРТ

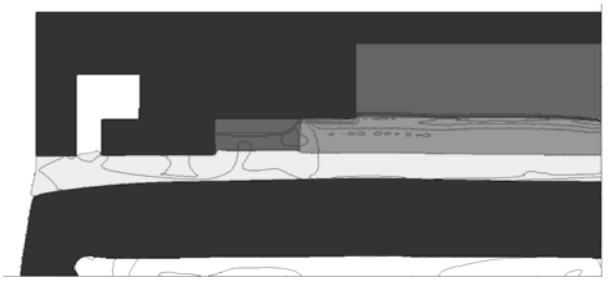




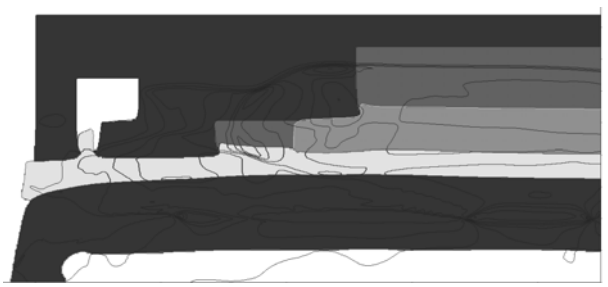
15,6 мкс. Выход ударной волны на внутреннюю поверхность изолятора



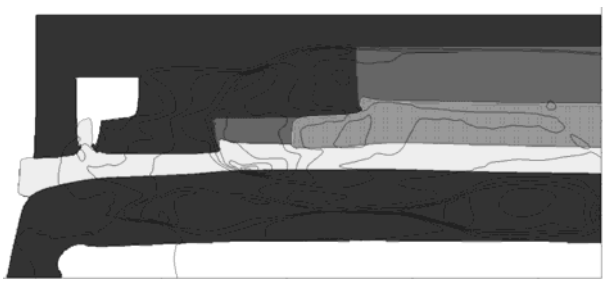
16,9 мкс. Выход ударной волны на наружную поверхность изолятора



17,8 мкс. Начало воздействия ПД на фольгу ВРТ

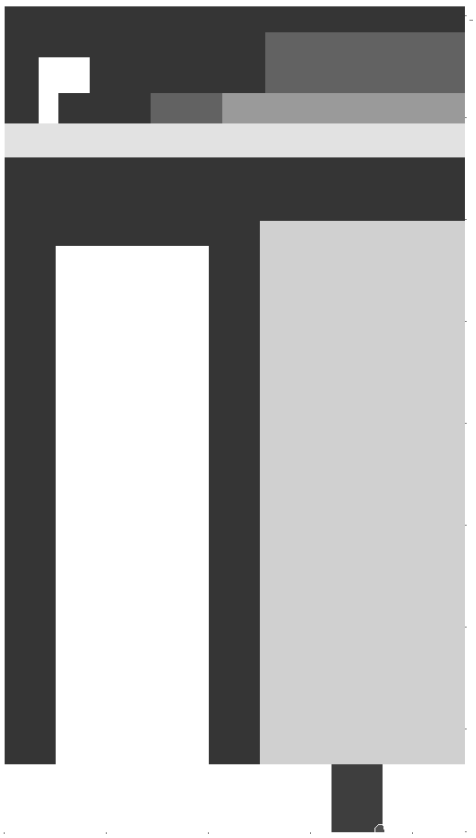


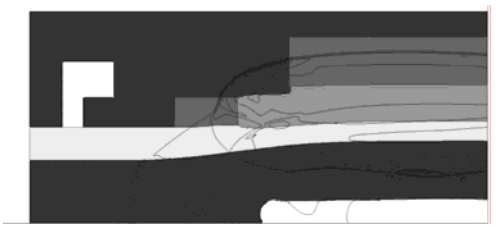
19,3 мкс. Через 1,5 мкс после начала воздействия ПД на фольгу. Появление тока в нагрузке



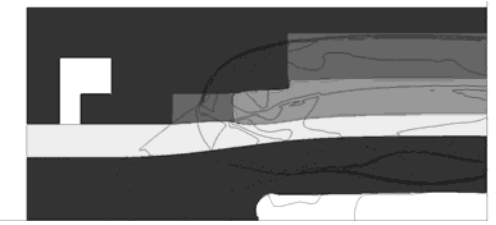
19,8 мкс. Через 2 мкс после начала воздействия ПД на фольгу. Максимум напряжения на ВРТ

Рис. 12. Результаты газодинамического расчета деформации цилиндрического изолятора продуктами детонации (ПД) в реальной конструкции





19,3 мкс. Через 1,5 мкс после начала воздействия ПД на фольгу. Появление тока в нагрузке



19,8 мкс. Через 2 мкс после начала воздействия ПД на фольгу. Максимум напряжения на ВРТ.

- воздух
- железо
- ПД заряда 10
- ПД заряда 11
- изолятор
- точки инициирования
- оргстекло
- заряд ВВ 10
- заряд ВВ 11
- заряд ВВ устройства инициирования
- изолинии давления

Рис. 13. Результаты газодинамического расчета деформации цилиндрического изолятора продуктами детонации при смещении промежуточного заряда ВВ вправо на 40 мм

В работе [4] показано, что при воздействии давлением 300 кбар на полиэтилен плотностью 0,92 г/см^3 удельное сопротивление его уменьшается до $2\cdot10^3$ Ω·cm, а для плотности 0,96 г/см^3 удельное сопротивление его уменьшается до $4{,}5\cdot10^4$ Ω·cm. Тем самым их значения уменьшаются соответственно на 14–12 порядков. Как воздействует давление и происходит передавливание изолятора, расположенного на входе ВРТ, хорошо видно из приведенных на рис. 12 результатов газодинамического расчета по программе [5]. В расчете на момент максимума напряжения на ВРТ давление, воздействующее на изолятор в рассматриваемой зоне, составляет ~300 кбар.

Время начала воздействия ударной волны на изолятор можно задержать и, тем самым, повысить его электропрочность, если сдвинуть вспомогательный заряд в сторону нагрузки на 40 мм. Результаты расчетов приведены на рис. 13.

Заключение

Проведено испытание взрывного размыкателя тока с ребристой преградой при запитке его от десятиэлементного ДВМГ-240. Результаты измерений электрических характеристик устройства, проведенных с применением индукционных и магнитооптических датчиков, хорошо согласуются между собой.

К началу срабатывания взрывного размыкателя в электрическом контуре дискового генератора индуктивностью ~23 нГн зарегистрирован ток ~18 МА. Характерное время нарастания тока в дисковом ВМГ составило ~3 мкс, максимальная производная тока равна $4{,}4\cdot10^{12}$ А/с. Параметры импульса тока соответствуют уровню начальной запитки ДВМГ (I_0 = 4,7 МА).

Обеспечена работа взрывного размыкателя при линейной плотности тока через фольгу ~200 кА/см. В контуре индуктивностью ~16 нГн, включающем в себя эквивалент камеры с много-

проволочным лайнером индуктивностью 8,8 нГн, взрывным размыкателем сформирован импульс тока амплитудой ~10 МА с характерным временем нарастания тока между уровнями 0,1 и 0,9 от максимального значения ~0,55 мкс. Максимальная производная тока в нагрузке равна $2 \cdot 10^{13}$ А/с, максимальное напряжение – 315 кВ.

Некоторое отличие экспериментального тока в нагрузке от расчетного возможно связано с электрическим пробоем изолятора от ДВМГ к ВРТ в процессе коммутации энергии. Для повышения эффективности работы ВРТ необходимо ограничить воздействие ударных волн от промежуточного заряда ВВ на ту часть изолятора, которая расположена непосредственно перед ВРТ. Для этого требуется сдвинуть промежуточный заряд ВВ в сторону нагрузки на ~40 мм.

Список литературы

1. Spielman R. B., Deeney C., Chandler G. A., Douglas M. R., Fehl D. L., Matzen M. K., McDaniel D. H., Nash T. J., Porter J. L., Sanford T. W. L., Seamen J. F., Stygar W. A., Struve K. W., Breeze S. P., McGurn J. S., Torres J. A., Zagar D. M., Gilliland T. L., Jobe D. O., McKenney J. L., Mock R. C., Vargas M., Wagoner T., and Peterson D. L. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ // Phys. Plasmas. 1998. Vol.5, No 5. P. 2105–2111.

2. Demidov V. A., Boriskin A. S, Kazakov S. A., Shapovalov E. V., Romanov A. P., Yanenko V. A., Lashmanov Y. N., Vlasov Y. V., Golosov S. N., Kutumov S. V., Schetnikov E. I., Kazakova N. R., Pavlov S.E., Agapov A. A., Sevastyanov A. S. Disk Magneto-Cumulative generator with explosive current opening switch // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE. 2010. V. 38, No 8. P.1768-1772.

3. Selemir V. D., Demidov V. A., Plyashkevich L. N. et al. High-current (30 MA and more) energy pulses for powering inductive and active loads // In: Megagauss and megampere pulsed technology and applications / Ed. by V. K. Chernyshev, V. D. Selemir, and L. N. Plyashkevich. Sarov: VNIIEF. 1997. P. 241–247.

4. Champion A. R. Effect of shock compression on electrical resistivity of three polymers // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. No 5. P. 2216-2219.

5. Янилкин Ю. В., Шанин А. А., Ковалев Н. П. и др. Комплекс программ ЭГАК для расчетов двумерных течений многокомпонентной среды // ВАНТ. Серия: Математическое моделирование физических процессов. 1993. Вып. 4, С. 69–75.

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКОГО РЕЖИМА РАБОТЫ СПИРАЛЬНОГО ГЕНЕРАТОРА

С. В. Пак, Л. П. Бабич, П. В. Дудай, А. Н. Скобелев, Г. В. Карпов, А. В. Ивановский, В. А. Иванов, Е. И. Иванов, А. А. Зименков

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В докладе определен критический режим работы спирального генератора, при котором ток в спирали достигает критического значения вызывающего перемыкание витков. Рассмотрен также критический режим работы спирального генератора, в котором труба сильно тормозится и не сталкивается с разлетающимися витками. Рассмотрен также критический режим нелинейной диффузии, при котором из-за больших потерь магнитного потока энергия в контуре не усиливается.

В докладе рассмотрен еще вопрос, который появился при изучении электродинамической модели с двумерной диффузией. В этой модели магнитный поток не сохраняется. Магнитный поток уменьшается при мгновенном сжатии контура. Такой факт мы описываем впервые и он будет подробно рассмотрен в докладе.

Введение

При проектировании СВМГ необходимо учитывать следующие ограничивающие факторы, приводящие к резкому увеличению потерь магнитного потока: нелинейную диффузию магнитного поля в витки спирали и трубу, перемыкание витков, торможение трубы магнитным полем катушки.

Технология спирального генератора имеет длительную историю развития. Первые испытания генератора проведены в 50-х годах Р. З. Людаевым, Ю. М. Плющевым, Е. Н. Смирновым. В первом, ставшем традиционным, методе расчета принято представлять генератор в виде цепи с сосредоточенными параметрами, которая описывается электротехническим уравнением. Расчеты спирального генератора в такой постановке выполнены Людаевым, Ширером, Миронычевым, Пикарем, Новаком, Чейзом и др.

В 60-е годы В. Б. Якубовым с сотрудниками была разработана электродинамическая методика расчета коаксиальных генераторов, учитывающая потери магнитного потока в проводнике, которые находились решением диффузионного уравнения для напряженности магнитного поля H [1].

В электротехнической методике потери потока определяются с помощью моделирования скин-слоя, хотя методика моделирования скин-слоя не вполне адекватна для случая неустановившегося импульсного процесса. Описание работы спирального генератора необходимо вести в рамках последовательного электродинамического подхода, который долгое время не удавалось реализовать.

Применение для расчета СВМГ электродинамической методики, разработанной для коаксиального генератора, оказывается невозможным. В этой постановке задача формулируется следующим образом. На поверхности проводника задается напряженность поля H, однозначно связанная с полным током. Требуется описать диффузию поля вглубь проводника.

В двумерных электродинамических диффузионных задачах H на поверхности невозможно вычислить по полному току.

В 1997 г. В. Б. Якубов ввел понятия вакуумного магнитного потока и вакуумной индуктивности, для решения проблемы расчета СВМГ. Кроме того, он обратил внимание на то, что в то время, как в коаксиальном ВМГ одна часть силовых линий магнитного поля находится полностью в проводнике, другая – полностью в вакууме, в спиральном ВМГ присутствуют также силовые линии лежащие частью в сечении витка и частью в вакууме [9].

Таким образом, неясно, куда отнести такие силовые линии: к вакуумному потоку или к потоку в скин-слое витка и как, в этом случае, оценить потери. Витки спирали приближенно можно представить в виде замкнутых колец, что позволяет сформулировать задачу в двумерной постановке. В 2000 г. Паком С. В. данная задача была решена с помощью использования векторного потенциала магнитного поля **A**, а не напряженности магнитного поля **H**. Соответствующее неоднородное урав-

нение для векторного потенциала впервые опубликовано в 2000 г. в отчете ВНИИЭФ и доложено на Международных конференциях Pulse Power (2001 г.) [3] и MG-9 (2002 г.) [2].

Вычисление потерь магнитного потока моделируется с помощью «мгновенного» разрыва витка с током.

В 2003 г. неоднородное уравнение для векторного потенциала включено в Программный пакет COMSOL [9].

1. Моделирование разрыва витка с током Свободный магнитный поток и вакуумная индуктивность

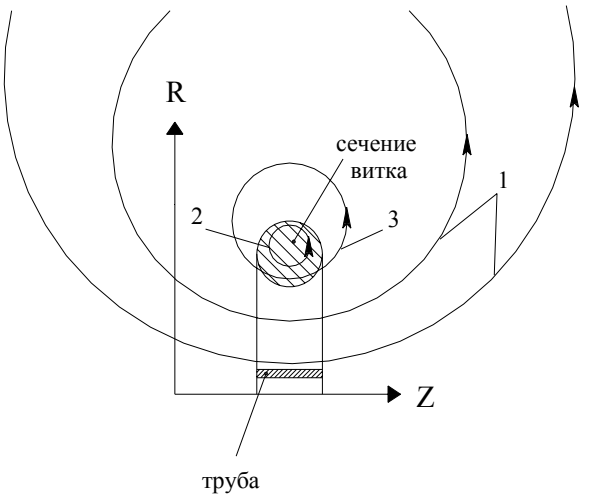


Рис. 1 Виток с током (эскиз)

На рис. 1 показано сечение витка, симметричного относительно оси Z. При протекании тока по витку, вокруг его сечения возникают силовые линии магнитного поля, которые можно разделить на три типа.

Силовые линии первого типа (1) полностью лежат в вакууме. Силовые линии второго типа (2) полностью лежат в сечении проводника. Силовые линии третьего типа (3) – лежат частью в вакууме, частью в сечении проводника.

Магнитный поток, переходящий при разрыве контура в нагрузку, назовем свободным магнитным потоком (Фсвб).

Моделирование «мгновенного» разрыва витка проводится в два этапа. На первом этапе с помощью неоднородного уравнения для векторного потенциала (1) в виток вводится начальный магнитный поток с помощью правой части уравнения, например, вида (2), который диффундируя в виток, обуславливает конфигурацию магнитных силовых линий, распределение и величину тока в его сечении (см. рис. 2).

На втором этапе в контур вводится обратный магнитный поток, например, по тому же закону, до тех пор, пока суммарный ток в сечении витка не станет равным нулю. При этом магнитный поток следует вводить так быстро (с малым τ), что бы он не успевал диффундировать в сечение витка, создавая лишь поверхностный ток и не меняя, таким образом, конфигурацию силовых линий в сечении. Расчетная конфигурация магнитных силовых линий после разрыва контура приведена на рис. 3.

$$\Delta\vec{A} - \frac{1}{\chi_0}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = -\frac{1}{\chi_0}\frac{\partial\vec{A}_m}{\partial t}, \quad \text{где} \tag{1}$$

$$Am = \begin{cases} \dfrac{\Phi_0 e^{\frac{t}{\tau}}}{2\pi r}, & \text{в области витка} \\ 0, & \text{в вакууме} \end{cases} \tag{2}$$

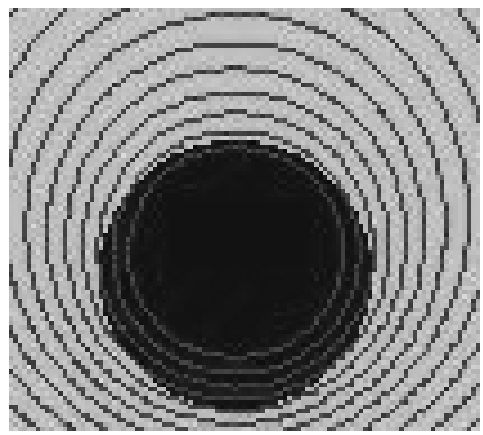


Рис. 2. Расчетная конфигурация магнитных силовых линий до разрыва витка

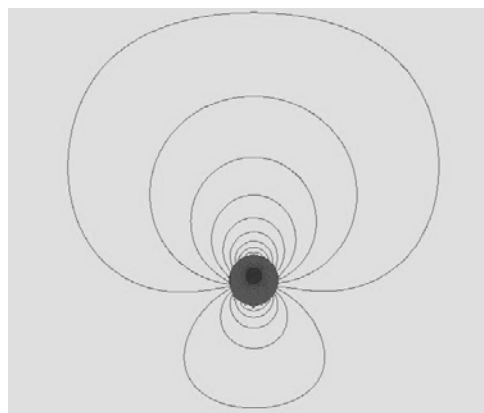


Рис. 3. Расчетная конфигурация магнитных силовых линий после разрыва витка

Свободный магнитный поток, перешедший в нагрузку равен введенному магнитному потоку в виток для зануления тока. Дополнительный магнитный поток является частью магнитного потока связанного с силовыми линиями 3-го типа.

2. Изменение свободного магнитного потока при мгновенном сжатии контура

При расчете потерь магнитного потока необходимо учитывать механизм приращения свободного магнитного потока, который проявляет себя в задаче «Виток над трубой» при мгновенном сжатии контура.

На рис. 4 представлена постановка задачи «Виток над трубой», для которой решается квазистационарное неоднородное уравнение (3) для векторного потенциала. из решения которого находится распределение величины векторного потенциала в сечении витка. Далее, для нового положения трубы и для неизменного распределения векторного потенциала в сечении витка, решается задача «разрыв витка» из которой находится величина свободного магнитного потока. Магнитный поток скин-слоя определяется как разность полного и свободного магнитных потоков.

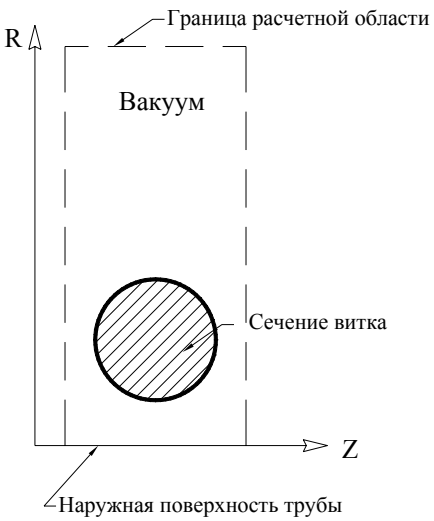


Рис. 4. Постановка задачи «Виток над трубой»

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial r^2}+\frac{\partial}{\partial r}\cdot\frac{A}{r}=0,\ \text{в вакууме} \qquad (3а)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial r^2}+\frac{\partial}{\partial r}\cdot\frac{A}{r}-\frac{1}{\chi_0\cdot\tau}\cdot A=-\frac{1}{\chi_0\cdot\tau}\cdot A_m,\ \text{области витка} \qquad (3б)$$

Проведены численные расчеты для 4-х положений трубы относительно сечения витка с одним и тем же распределением векторного потенциала в сечении витка. Расстояния между наружной поверхностью трубы и поверхностью витка задавались равными 50, 10, 0.2 и 0.05 мм.

Из решений следует, что отношение магнитного потока в скин-слое к полному магнитному потоку в проводнике увеличивается по мере приближения трубы к проводнику. Расчеты показывают (см. таблицу), что вакуумный поток и поток в скин-слое не сохраняются при мгновенном сжатии контура. Они изменяются, когда труба приближается к витку на расстояние, сравнимое с толщиной скин-слоя. Меняется так же отношение магнитного потока в скин-слое (Фск) к полному магнитному потоку в проводнике (Фпр).

Таблица

Расстояние между витком и трубой, мм	Свободный магнитный поток, $\times 10^{-2}$ Вб	Фск/ Фпр
50	2,8025	0,8
10	2,8025	0,8
0,2	2,7878	0,88
0,05	2,7798	0,93

3. Ток в спирали, при котором перемыкаются витки

При протекании тока в спирали на ее витки действует радиальная и осевая силы Лоренца. Радиальная сила $F_r = I \cdot B_z$ определяется взаимодействием тока витка с аксиальной составляющей магнитного поля. Осевая сила $F_z = I \cdot B_r$ определяется взаимодействием тока витка с радиальной составляющей магнитного поля. О. Д. Михайлов в 60-х годах показал, что в результате осевого смещения витки могут перемыкаться, эффективность работы генератора резко снижается. Для расчета осевого смещения витков предварительно измерялась в лабораторных условиях радиальная компонента поля.

В докладе радиальная составляющая поля определяется из решения 2D задачи для векторного потенциала (уравнение Пуассона)[4].

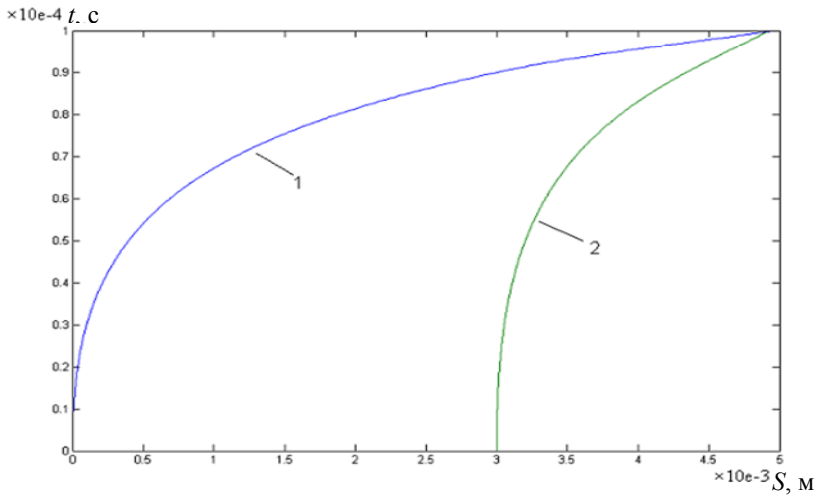


Рис. 6. Движение последнего (1) и предпоследнего (2) витков спирали

В основном, силы действуют на последние витки. Критический ток, при котором перемыкаются витки в спирали $D = 200$ мм, $I_{кр} = 0{,}4$ МА в заходе.

4. Расчет критического тока в спирали, при котором из-за сильного торможения труба не сталкивается с витками

Труба, разгоняемая продуктами взрыва, тормозится давлением магнитного поля катушки, а катушка под действием давления поля разлетается в радиальном направлении.

Разгон трубы продуктами взрыва описывается с помощью уравнения сохранения массы и уравнения Эйлера:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u\frac{\partial c}{\partial r} + c\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{uc}{r} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} + c\frac{\partial c}{\partial r} = 0.$$

Процесс расширения газа в трубе описывается с помощью одномерного движения газа по радиусу и движением газа вдоль оси трубы.

Одномерное радиальное движение продуктов взрыва описывается с помощью α и β характеристик и инвариантов Римана, описанных в [10].

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \alpha\frac{\partial \alpha}{\partial r} = -\frac{uc}{r},$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} + \beta\frac{\partial \beta}{\partial r} = -\frac{uc}{r}. \quad \alpha = u + c,\ \beta = u - c$$

Уравнение состояния газа кубическое $P = A\rho^3$.

При движении детонационной волны в трубе происходит расширение продуктов взрыва по радиусу из-за движения трубы, а также происходит расширение газа вдоль оси трубы.

Расширение газа вдоль трубы описывается уравнением Бернулли.

$$\frac{u_0^2}{2} + \int \frac{d\rho}{\rho} = const.$$

Результаты численного расчета скорости разлета медных труб для разного отношения толщины стенки трубы к диаметру заряда представлены на рис. 7.

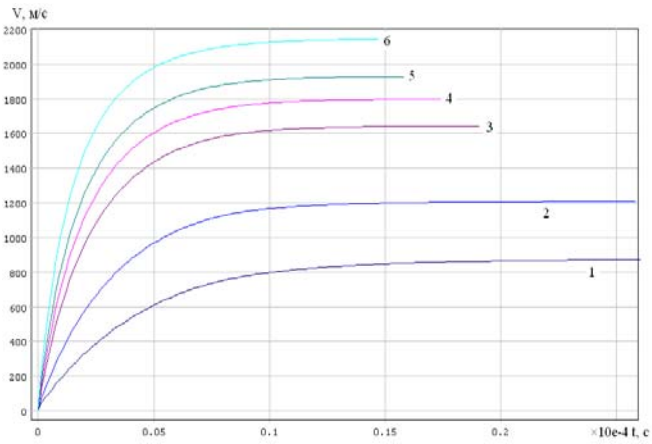


Рис. 7. Зависимость скорости трубы от времени

Отношение толщины стенки медной трубы к диаметру заряда:

1 – 0,3; 2 – 0,2; 3 – 0,1; 4 – 0,08;
5 – 0,05; 6 – 0,03.

Конечная скорость и полное время разгона трубы (для кривой 3) совпадают с экспериментальными данными.

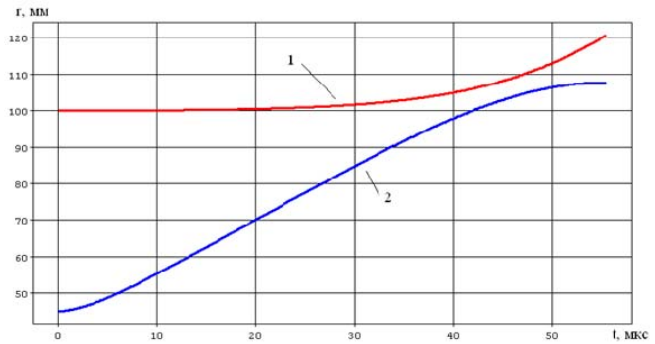


Рис. 8. Радиальное движение витка (1) и трубы (2) для спирали ∅200 мм намотанной медным проводом ∅6 мм

Ток 0,5 МА является критическим из-за торможения трубы.

5. Нелинейная диффузия магнитного поля в витке и трубе. Критический ток

Задача нелинейной диффузии магнитного поля в витке и трубе решается для единичного элемента спирального генератора – задача «Виток над трубой» (см. рисунок 1). В решении используется система из двух уравнений:

$$\begin{cases} \sigma \dfrac{\partial A_\phi}{\partial t} + \nabla \times \left(\mu_0^{-1} \nabla \times A_\phi \right) = \dfrac{\sigma V}{2\pi r}, \\ \rho C_p \dfrac{\partial T}{\partial t} + \nabla \left(\kappa \nabla T \right) = Q. \end{cases}$$

Здесь A_ϕ – азимутальная компонента векторного потенциала, σ – проводимость, V – напряжение (скорость изменения задаваемого магнитного потока), ρ – плотность, C_p – теплоемкость при постоянном давлении, T – температура, κ – коэффициент теплопроводности, Q – объемная тепловая мощность:

$$Q = \frac{\left(\Delta A_\phi \right)^2}{\sigma}.$$

В витке задается магнитный поток, изменение которого определяется напряжением $V = 10^4 \cdot \exp\left(t / 40 \cdot 10^{-6} \right)$. Результаты вычисления тока в витке приведены на рис. 9.

Вначале ток растет и достигает максимума (~на 80 мкс), а далее, несмотря на продолжающийся рост напряжения, уменьшается из-за нагрева витка и трубы. Это значение тока $I_{\max} \cong 1,2$ МА в витке назовем критическим. Расчеты проведены для спирального генератора ∅200 мм с медной трубой намотанной медным проводом ∅6 мм.

На рис. 10 и 11 приведены результаты расчета распределения температуры вдоль сечения витка и трубы при токах в витке 440 кА и 790 кА соответственно.

При температуре 1350°K медь плавится. Это рабочий режим. Ток в витке равен 440 кА. Диффузионные потери из-за нагрева увеличились, $\Phi_{ск} / \Phi_{ск_0} = 1,3$. В этом режиме работают СВМГ с диаметром спирали 200 мм и более.

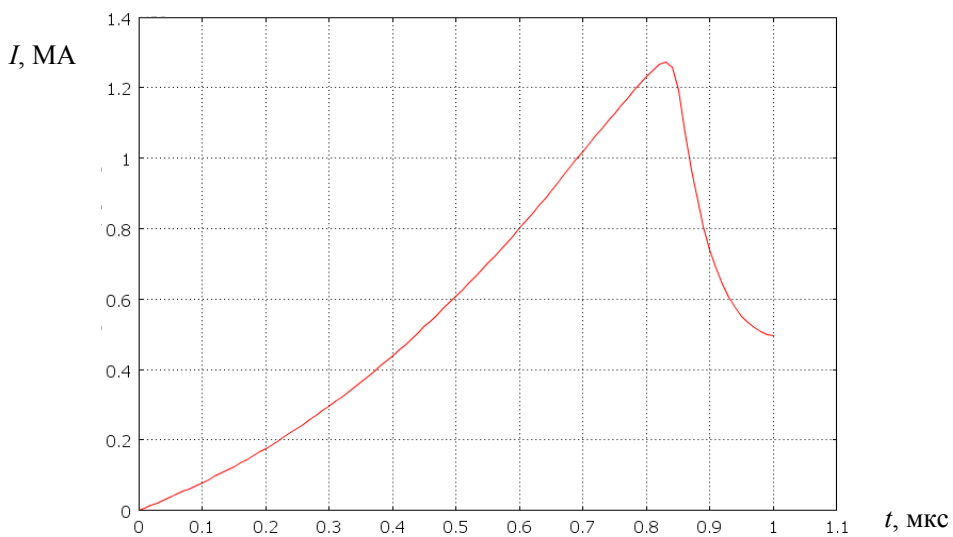


Рис. 9. Ток в витке

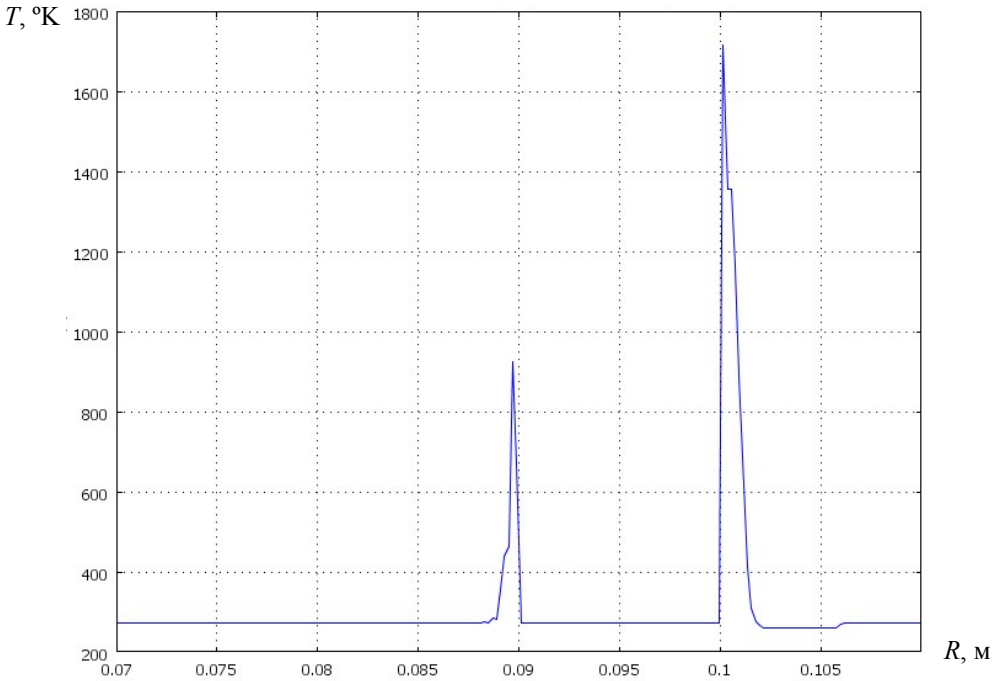


Рис. 10. Температура в сечениях витка и трубы

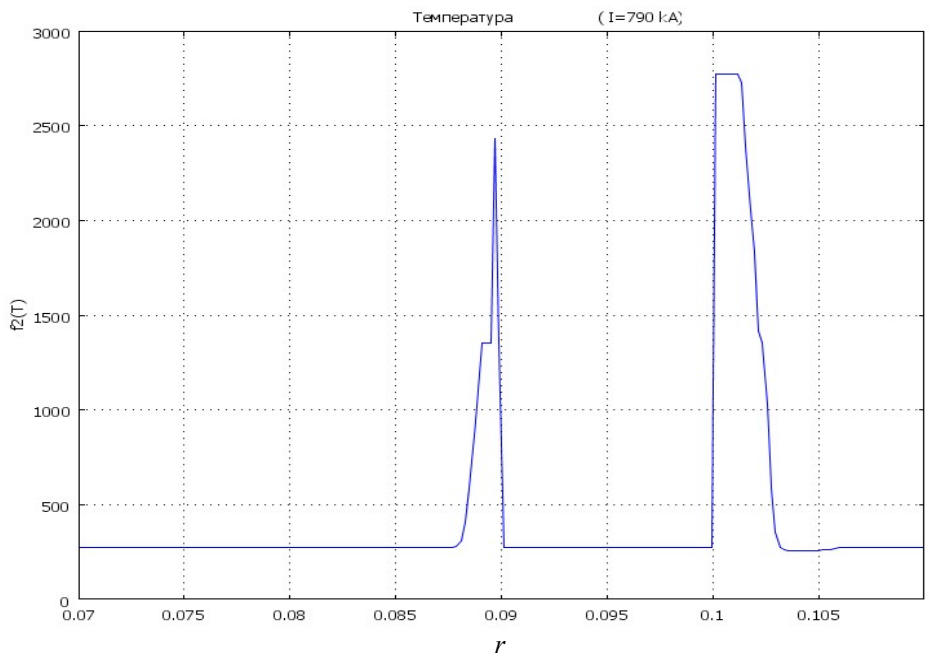


Рис. 11. Температура в сечениях витка и трубы

Ступенька при $T = 2770$ ºK соответствует испарению меди. Ток равен 790 кА. Такой ток не достижим для наших спиралей, но не из-за диффузии. Увеличение диффузионных потерь магнитного потока из-за нагрева составляет $\Phi_{ск}/\Phi_{ск_0} = 1{,}8$.

Потери потока велики, но не катастрофические. Спираль работоспособна.

Заключение

В докладе дан расчет критических режимов работы спирального генератора. Критический режим это режим работы генератора с резким увеличением потерь из-за перемыкания витков, сильного торможения трубы и из-за нелинейной диффузии.

Представлено осевое движение двух последних витков спирали и перемыкание этих витков, когда ток в спирали достигает критического значения.

Представлены радиальные движения трубы и спирали. При достижении критического тока труба из-за сильного торможения не сталкивается с разлетающимся витком.

Расчеты показывают, что из-за нелинейной диффузии значительно ухудшается работа генератора. Например, в спирали ∅200 мм нелинейные диффузионные потери увеличиваются ~ на 30 %, когда ток достигает максимума. Критический режим, вызванный нелинейной диффузией (при котором ток не усиливается из-за больших потерь магнитного потока) реализуется при токах в 3…4 раза больших, имеющих место быть. Но такой большой ток в спирали нельзя получить из-за торможения трубы и перемыкания витков.

При мгновенном сжатии контура «Виток над трубой» вакуумный магнитный поток в нем изменяется. Причем, чем ближе расположена труба к витку, тем сильнее уменьшается вакуумный магнитный поток. А магнитный поток в скин-слое, наоборот, чем ближе расположена труба к витку, тем сильнее увеличивается магнитный поток.

Все 2D расчеты в докладе проведены с помощью программного пакета COMSOL [8].

Список литературы

1. Буйко А. М., Данов В. М., Мамышев В. И., Якубов В. Б. Методика численного расчета дисковых взрывомагнитных генераторов. // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения. Труды Седьмой международной конференции по генерации мегагауссных полей и родственным экспериментам. Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. Т. 1. Саров, 1996. С. 414–418.

2. Pak S. V., Volkov G. I., Chernyshev V. K., et al. 2-D calculations of magnetic field diffusion in the task “Loop above the armature” // Megagauss-9. Proceedings of Ninth International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Eds. V.D.Selemir, L.N.Plyashkevich. Sarov: VNIIEF, 2004. P. 594–597.

3.Chernyshev V. K., Volkov G. I., Pak S. V. et al. Simulations of current density distribution in the cross-section of the loop and the load in the helical explosive magnetic generator. // The 13-th IEEE International Pulsed Power Conference. Las Vegas, Nevada, 2001. P. 1611–1613.

4. Пак С. В., Карпов Г. В., Ивановский А. В. и др. Двумерный расчет спирального генератора с помощью неоднородного уравнения для векторного потенциала // 12-я Международная конференция по генерации мегагауссных магнитных полей. Новосибирск, 2008.

5. Жаринов Е. И., Михайлов О. Д., Чернышев В. К. Влияние осевого смещения витков на возникновение пробоев в спиральном ВМГ // ПМТФ, 1985. С. 3–7.

6. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля, изд-во «МИР», 1972.

7. Программный пакет Femlab 3.0 by COMSOL AB, ноябрь 2003.

8. Якубов В. Б. О развитие идеи магнитной кумуляции во ВНИИЭФ. / /В кн. Высокие плотности энергии. Саров, 1997.

9. Забабахин Е. И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск, 1997.

ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫЕ РАЗМЫКАТЕЛИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

А. М. Буйко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Представлен обзор публикаций по применению электровзрывных размыкателей тока для формирования в нагрузках взрывомагнитных генераторов импульсов тока до 100 МА (в экспериментах – до 45 МА), нарастающих за 0,1–10 мкс. Рассмотрены физические схемы, моделирование и эффективность таких размыкателей в экспериментальных и близких к ним перспективных устройствах.

Введение

В одной из первых работ о взрывомагнитных генераторах тока (ВМГ) – магнитокумулятивных генераторах типа МК-2 [1] – указывалось, что сокращение фронта импульса тока в их нагрузках, необходимое для многих применений ВМГ, могут обеспечить электровзрывные открывающие ключи – проволочные или фольговые размыкатели тока (ФРТ), – как на стационарных установках [2]. Вскоре это было реализовано [3]: спиральный ВМГ (СВМГ) с размыкателем из Cu-проволочек и замыкателем с диэлектриком (рисунок 1a) обеспечили в нагрузке с тэта-пинчем максимальные величины тока и его производной $I_m = 5$ МА и $\left(dI/dt\right)_m = 4$ МА/мкс (характерные времена нарастания тока оценивают как $\tau_I = I_m/\left(dI/dt\right)_m$ или как $\tau_{0,1} = t\left(0,9I_m\right) - t\left(0,1I_m\right)$ – время роста тока от 0,1 до 0,9 максимальной его величины).

В качестве мультимегаамперных размыкателей применялись, как правило, ФРТ [4–24]. Эксперименты проводились с наиболее сильноточными СВМГ (для электрических схем таких высокоиндуктивных систем характерны постоянные параметры, см. рис. 1a, b) и с дисковыми ВМГ (ДВМГ) и коаксиальными ВМГ (для схем таких низкоиндуктивных систем характерны переменные параметры, см. рис. 1c). Использовалась, как правило, цилиндрическая Cu-фольга, а в последние годы – также гофрированная Cu-фольга [20, 22, 23]. Фольга размещалась между прилегающими к ней твердотельными изоляторами, что при ее взрыве обеспечивало сдерживание ее разлета и дугогасящую среду и приводило к резкому росту сопротивления фольги и напряжения на ней; при этом часть магнитного потока из ВМГ

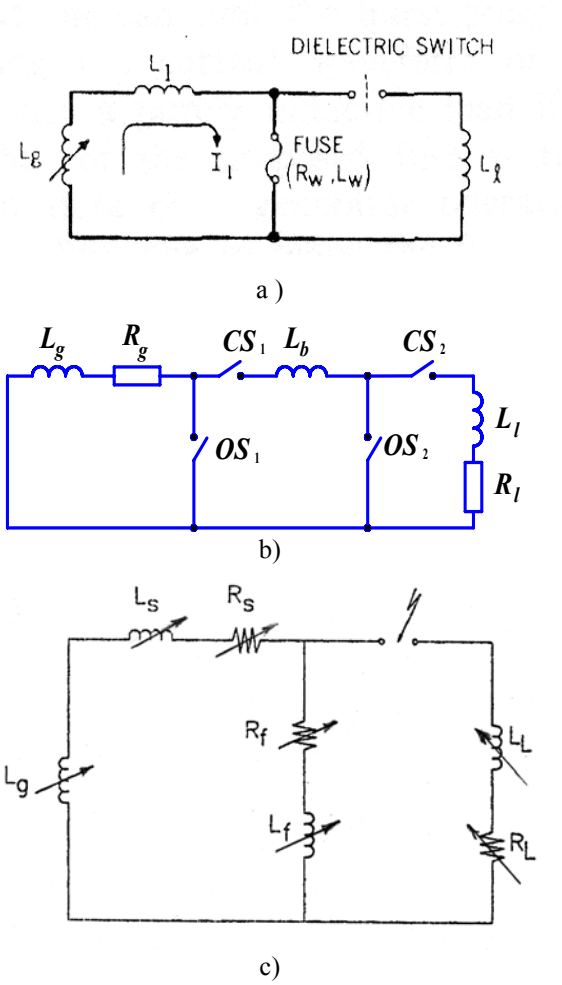


Рис. 1. Электрические схемы размыкателей ВМГ: простейшие – одноступенчатая (a) и двухступенчатая (b) и более сложная – для низкоиндуктивных систем (c).

быстро «перебрасывалась» в нагрузку. В индуктивных нагрузках были получены: наибольший ток 45 МА – за время τ_I~1,9 мкс – от ДВМГ ∅0,4 м при его токе 90 МА [5]; наименьшее время нарас-

тания тока более 1 МА – за время τ_I~0,1 мкс [13], – от СВМГ ∅0,1 м при его токах до 6 МА, с двухступенчатым размыкателем, см. рис. 1b (OS_1 – взрывной размыкатель тока, OS_2 – ФРТ).

При разработке электровзрывных размыкателей тока сильноточных ВМГ использовался опыт применения размыкателей на стационарных установках [25–35], – включая одномерное магнитогидродинамическое (1D МГД) моделирование и комплекс «уравнение состояния – проводимость» для взрываемых медных проводников, тщательно подобранный Бакулиным и др. [35] по экспериментам с существенно различными размыкателями из Cu-проволочек (вероятно впервые, они также применили двухступенчатый размыкатель, см. рис. 1b). 1D МГД моделирование позволяет исследовать процессы взрыва проводников и проводить «численные эксперименты» вместо натурных, чтобы выбирать согласованные с нагрузкой оптимальные параметры размыкателей для конкретных устройств. Это особенно важно для дорогостоящих наиболее сильноточных стационарных установок [30–32] и для компактных по сравнению с ними устройств с сильноточными ВМГ [5–24, 36–44]. В последние годы такие устройства с ДВМГ и ФРТ разрабатывались для исследований по лайнерной физике, физике высоких плотностей энергии и свойств веществ в экстремальных условиях [21–23, 37, 38].

В книгах Г. Кнопфеля [25] и В. Бурцева и др. [28] приведены результаты исследований физики электровзрывных размыкателей тока, полученные на стационарных установках. В книге под редакцией А. Нойбера [45] рассмотрены проволочные размыкатели СВМГ при токах, существенно меньших 1МА. В указанных книгах и в книге под редакцией В. Демидова, Л. Пляшкевича, В. Селемира [46] рассматривались также общие вопросы коммутации токов ВМГ. В частности, размыкатели тока, как правило, размещались параллельно ВМГ и нагрузке, подключаемой замыкателем взрывного типа (рис. 1a-c). В работе [37] дан краткий обзор наиболее сильноточных устройств с электровзрывными размыкателями тока различных ВМГ.

В настоящей работе, расширенной по сравнению с [37], кратко изложены некоторые результаты исследований электровзрывных размыкателей тока на стационарных установках (раздел 1) и представлен обзор сильноточных экспериментов с ВМГ, проведенных, как правило, с ФРТ (раздел 2). Разделы 3–4 посвящены 1D МГД моделированию экспериментальных и близких к ним перспективных устройств с ФРТ. Наиболее эффективные устройства с ДВМГ ∅0,4 м [6, 16, 17], разработанные группой А. А. Петрухина при участии автора, и близкие к ним перспективные и разрабатываемые устройства [37, 38] рассмотрены детально.

1. Результаты исследований на стационарных установках

Индуктивный накопитель энергии – ближайший аналог ВМГ (ср. рис. 1a и 2a). Его первичный источник энергии – батарея конденсаторов емкостью C_0 – заряжается до напряжения U_0 ко времени $t = 0$ (запас электрической энергии E_0). Разряд батареи на индуктивность L_1 (рис. 2a) – при замкнутом ключе S_1, разомкнутом ключе S_2 и в предположении отсутствия потерь в контуре – обеспечивает синусоидальный ток $I_1(t)$ с максимумом I_{1m} при $t = t_1 = T_{1/4}$. Упомянутые величины определяются по следующим формулам (здесь и далее используется система единиц СИ, если не указано иное):

$$I_{1m} = \sqrt{2E_0 / L_1}, \qquad E_0 = 0.5 C_0 U_0^2,$$

$$t_1 = T_{1/4} = 0{,}5\pi\sqrt{L_1 C_0} \tag{1}$$

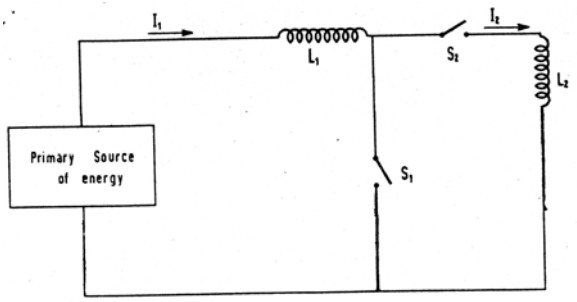
Предположим также, что ко времени $t_2 = t_1 + \tau_{ef}$ ключ S_1 размыкается, а ключ S_2 замыкается. Параметры системы в это время – по законам сохранения магнитного потока и энергии – можно выразить через параметры (1):

$$\frac{I_{2m}}{I_{1m}} = \frac{L_1}{L_1 + L_2}, \quad \frac{E_{1m}}{E_0} = \frac{L_1^2}{\left(L_1 + L_2\right)^2},$$

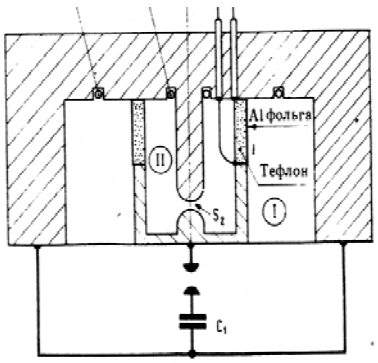
$$\frac{E_{2m}}{E_0} = \frac{L_1 L_2}{(L_1 + L_2)^2},$$

$$\frac{E_{fm}}{E_0} = \frac{L_2}{L_1 + L_2}, \quad t_2 = t_1 + \tau_{ef}, \tag{2}$$

где I_{2m} – ток через индуктивности L_1 и L_2, E_{1m} и E_{2m} – магнитные энергии в них; E_{fm} – энергия, выделившаяся в размыкателе. Максимум энергии, 0,25 E_0, передается в нагрузку при $L_2 = L_1$. Эффективное и пиковое напряжения на размыкателе: $U_{ef} = L_2 \bullet I_{2m}/\tau_{ef}$ и $U_{fm} = L_2 \bullet (dI_2/dt)_m$.



a)



b)

Рис. 2 [2]. Электрическая (a) и физическая (b) схемы индуктивного накопителя с открывающим ключом S_1 (цилиндрической Al-фольгой) и закрывающим ключом S_2 (разрядником)

Элементарная теория размыкателей тока [2], ставшая стандартной, основана на двух основных положениях: взрыв проводника в ключе S_1 (рис. 2a) должен начинаться при максимуме тока в индуктивности L_1 – во время t_1 (1); энергия E_{fm} (2), выделяемая в размыкателе ко времени t_2, должна быть достаточной для полного испарения проводника.

Начальная стадия взрыва: $0 < t < = t_1$. Предположим, что на этой стадии удельная электрическая мощность $w_f = dq/dt$, выделяемая в проводнике при протекании по нему тока $I_f(t)$, идет только на увеличение его удельной внутренней энергии e $(q = e)$:

$$R_f I_f^2 = M_f \left(dq/dt\right) = M_f \left(de/dt\right)$$

или

$$I_f^2 / S_f^2 = j_f^2 = \sigma\rho\left(de/dt\right) \qquad (3)$$

где j, q – плотность тока и удельный джоулев нагрев проводника, ρ, σ – его плотность и проводимость, S_f, H_f, M_f, R_f – его поперечное сечение, высота (длина), масса и сопротивление. Учитывая, что $\sigma = \sigma(e)$ и $\rho = \rho(e)$, из (3) имеем соотношение (4), интегрируя которое – в пределах от 0 до t_1 и от e_0 до e_{0v} – получим условия (5) начала взрыва проводника в момент t_1:

$$\left(I_f^2 / S_f^2\right) dt = \rho(e)\sigma(e)\,de \qquad (4)$$

$$\frac{1}{S_f^2}\int_0^{t_1} I_f^2(t)\,dt = \int_{e_0}^{e_{0v}} \rho(e)\sigma(e)\,de = a_{0v} \qquad (5)$$

Правая часть уравнения (5) – a_{0v} – характеристика металла в жидком состоянии при температуре кипения (начало кипения); она вычисляется по табличным константам, что соответствует *модели квазистатического нагревания* – однородного адиабатического нагревания металла при атмосферном давлении. Левая часть уравнения (5) – интеграл действия тока J_{0v} – зависит от параметров цепи. В экспериментах энергия q, вводимая в размыкатель, может существенно превышать внутреннюю энергию проводника e, – из-за неоднородности нагревания, тепловых и других потерь. В работе [2] это превышение учитывалось введением коэффициента $k_1 > 1$, который должен находиться из экспериментов. При этом левая часть уравнения (5) определялась по начальным параметрам (1), что привело к следующей формуле для S_f

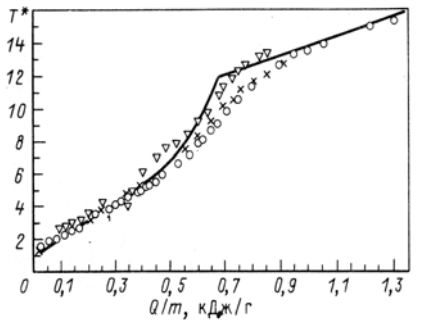
(Al, $k_1 = 2{,}2$, $a_{0v} = 4{,}9 \cdot 10^{16}$; e_{0v}=2,9 кДж/г, $\sigma_0/\sigma_{0v} = 16$):

$$S_f^2 = E_0^{1.5} / U_0 \sqrt{L_1}\,\kappa_1 a_{0v}, \quad 1 < \kappa_1 < 3, \; t = t_1 \qquad (6)$$

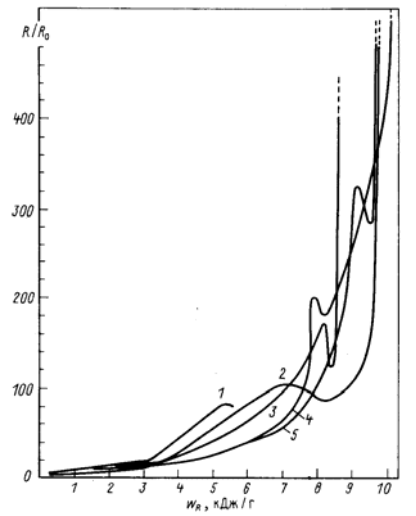
Стадия собственно взрыва ($t_1 < t < t_2$), на которой сопротивление размыкателя резко растет, должна завершиться полным испарением проводника. Для этого требуется энергия $M_f \cdot k_2 \cdot e_{v*}$, где e_{v*} – скрытая теплота испарения при нормальных условиях, а коэффициент $k_2 >= 1$ учитывает различные возможные механизмы и условия взрыва. Приравнивая эту энергию выделенной в проводнике энергии E_{2m} (2), получим соотношение для требуемого объема проводника $S_f \cdot H_f$, а с учетом (6) – для его высоты (длины) H_f (Al, $k_2 = 1$, $b = \sigma/e_{v*} = 3{,}5 \cdot 10^{-11}$ [2]):

$$S_f H_f = bE_0 L_2 / \kappa_2 \left(L_1 + L_2\right), \quad 1 < \kappa_2 < 3, \;\; t_2 = t_1 + \tau_{ef} \qquad (7)$$

При других верхних пределах интегрирования правой части уравнения (5) модель квазистатического нагревания проводника дает характеристики металла при других температурах (табл. 1). По этой модели в начальной стадии взрыва проводимость σ и электрическое сопротивление R проводника в принципе однозначно зависят от удельной



a



b

Рис. 3. Зависимости относительного сопротивления проводников от их удельного джоулева нагрева. a) медь, расчет в квазистатическом режиме нагрева (сплошная линия) и эксперименты; b) плоские Al-фольги, взрываемые в разных средах; 1 – воздух, 2 – полиэтилен, 3 – парафин, 4 – пылевидный кварц, 5 – вода

внутренней энергии e (рис. 3a) или от интеграла действия тока J: $\sigma_0/\sigma = R/R_0 = f(e) = F(J)$.

В действительности модель квазистатического нагревания, как правило, нарушается. Так, в начальной стадии взрыва наибольшие отклонения от этой модели наблюдаются в переходном состоянии: чем больше вводимая удельная мощность w_f, тем большие отклонения, и зависимость $R/R_0 = f(q)$ приближается к линейной (рис. 3a) [25]. Для стадии собственно взрыва экспериментальные зависимости $R^*/R_0 = f^*(q) = F^*(J)$ неоднозначны. В частности, они зависят от среды, в которой происходит взрыв [28] (рис. 3b): в средней части кривых $f^*(q)$ наблюдаются провалы, связанные с ионизационными явлениями, но дугогасящие среды препятствуют возникновению сильноточных разрядов. Из рис. 3b видно, что собственно взрыв Al-фольги происходит наиболее быстро в среде пылевидного кварца (размер зерен ~1 мкм). С увеличением w_{fm} и j_{fm} начало собственно взрыва сдвигается в сторону больших значений q, а сам взрыв происходит быстрее [28]; путем обработки большого числа таких экспериментов при плотностях тока до 40 МА/см^2 была получена следующая эмпирическая формула ($[(j_m)^2]$ = МА^2/мм^4 $[q]$ = кДж/г, $[v]$ = г/кДж):

$$R_f / R' = \exp\left(v\left(q - q'\right)\right),\ R'/R_0 = 7{,}2 + 5{,}06\left(q' - 1{,}02\right);$$

$$q' = 2{,}5 + 230\, j_m^4, \qquad v = 0{,}42 + 1{,}2\, j_m{}^2 \qquad (8)$$

В одной из первых классификаций электрических взрывов [27], основанной на скорости ввода энергии в проводник w_f, выделяется 3 основных режима (наряду с *плавлением*): *медленный взрыв* – когда $\tau_v >> \tau_i$, где $\tau_v = e_v/w$ – время, необходимое для полного испарения проводника, τ_i – время развития неустойчивости в расплавленном проводнике; *быстрый взрыв* – когда $\tau_v << \tau_i$, и изменения формы не успевают проявиться; *сверхбыстрый взрыв* – взрывная абляция – когда развитие взрыва определяется испарением проводника лишь в поверхностном скин-слое[*)].

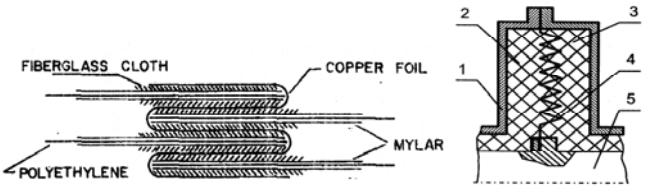
[*)] Имеются различные уточнения и изменения этой классификации взрывов, учитывающие возможные механизмы быстрых и особенно сверхбыстрых взрывов проволочек («волны испарения»), см. напр. [28]. Было установлено [29], что при нагреве расплава до точки кипения возможно развитие МГД-неустойчивостей: в допороговом режиме – винтовая и в запороговом режиме – перетяжечная (существует энергетический порог, больший энергии плавления и меньший энергии, необходимой для начала испарения); оценка временной постоянной нарастания этих неустойчивостей: $\tau_i = \sqrt{2\pi\rho}\ r_0 / B_0$, где ρ – плотность, r_0 и B_0 – радиус проволочки и индукция магнитного поля на ее поверхности. При медленном взрыве развиваются локальные неустойчивости, приводящие к локальным разогревам и к испарению относительно небольшой доли массы проводника, а большая его часть разбрызгивается в виде капель (между которыми возникают дуги, и возможно дальнейшее их испарение); сопротивление проводника растет относительно медленно и слабо. Если за время τ_i вводимая в проводник энергия близка к величине e_v, то неустойчивости не успевают проявиться, поскольку происходит интенсивное парообразование и испаряется вся масса проводника, – что и приводит к быстрому многократному увеличению его сопротивления.

Таблица 1

Характеристики металлов при температурах плавления и кипения – в начале ($_{0m}$) и в конце ($_m$) плавления, в начале ($_{0v}$) и в конце ($_v$) кипения, – при их квазистатическом нагревании по данным [25] (курсив) и по расчетам [26]. $[e_i] = k$Дж/г, $[J_i] = $ МА^2•мкс /см^4

	σ_0/σ_{0m}	e_{0m}	J_{0m}	σ_0/σ_m	e_m	J_m	σ_0/σ_{0v}	e_{0v}	J_{0v}	σ_0/σ_v	e_v	J_v
Cu	*5.96*	*0.47*	*890*	*11.9*	*0.68*	*1050*	*15.7*	*1.34*	*1240*		*5.8*	*1950*
Cu	5.59	0.46	805	10.7	0.66	942	14.9	1.41	1240	350	5.91	1730
Al	*4.32*	*0.64*	*320*	*6.7*	*1.02*	*400*	*10.8*	*2.96*	*590*			*1090*
Al	3.97	0.62	252	8.19	1.02	320	14.7	2.98	486	139	9.78	658

На сильноточных стационарных установках использовались, как правило, фольговые размыкатели: плоские Al-фольги [28,30] и цилиндрические Cu-фольги [31–32][*], а также Cu-фольги, сложенные «фалдами» [33] или «гофрированные», соединенных параллельно [34] (рис. 4a,b). Для выбора требуемых параметров взрываемых проводников в инженерных расчетах использовались эмпирические формулы типа (8) или формулы (6)–(7) с подгоночными коэффициентами k_1 и k_2, взятыми из экспериментов. Использовались также модификации вышеизложенной элементарной теории и различные модели взрыва. Но наиболее адекватным было 1D МГД моделирование взрыва проводников [28, 30, 32, 35], что особенно важно для дорогостоящих наиболее сильноточных стационарных установок [30–32].

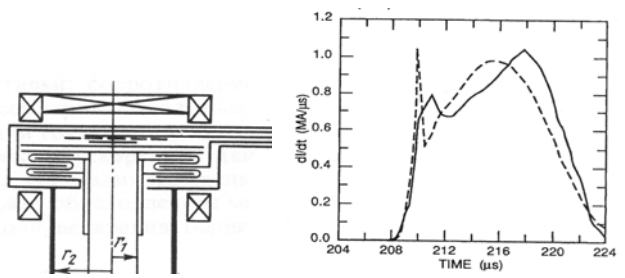


a) b)

Рис. 4. Схемы размыкателей с плоскими фольгами, сложенными «фалдами» (a) и «гофрами» (b). 1 – разъемный корпус, 2 и 3 – изоляторы из полиэтилена, 4 – фольга (радиальное расстояние между ее контактами 10 см), 5 – электрод

2. Эксперименты с сильноточными ВМГ

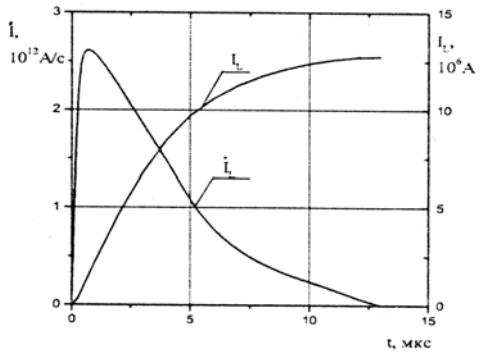
Эксперименты со спиральными ВМГ проводились с различными схемами ФРТ. В экспериментах [4] использовались две плоские фольги (толщиной 0,1 мм, шириной 120–200 мм и длиной 100–160 мм – в среде стекловолокна), сложенные «фалдами» и включенные параллельно (рис. 5a). При токе СВМГ 3МА они обеспечивали в индуктивной нагрузке 60 нГн рост тока до 2 МА за время $\tau_{0.1} = 7$ мкс, что в экспериментах с плазменным фокусом приводило к выходу DD нейтронов $5•10^{10}$. В работе [8] использовался СВМГ MARK-IX с цилиндрической Cu-фольгой шириной 1 м и высотой 75 см (три слоя по 25 мкм – между слоями полиэфира толщиной 50 мкм); в индуктивной нагрузке 24 нГн был получен ток 10МА за время τ_I=10 мкс (рисунок 5b). В эксперименте ВНИИЭФ [20] при токе СВМГ Ø0,2 м 13,8 МА гофрированные Cu-фольги обеспечили в индуктивной нагрузке 5,2 нГн рост тока до 12,8 МА за время τ_I= 4,8 мкс (рис. 6).



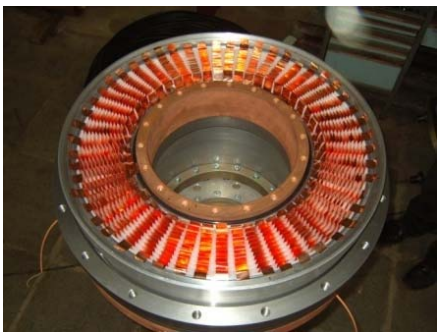
a) b)

Рис. 5. Схема ФРТ в одном из первых экспериментов с СВМГ (a) и производная тока в нагрузке СВМГ MARK-IX (пунктир) в сравнении с расчетом (сплошная линия)

[*] Эффективность размыкателей наиболее сильноточных установок: плоская Al-фольга (0,025 мм•212 см•30 см – в среде стеклянных 50 мкм-шариков) обеспечила в тестовой нагрузке (5,8 нГн, 12 мОм) ток 7,5 МА при $\tau_{0.1}$~0,175 мкс (Shiva II: C_0 = 266 мкф, U_0 = 120 кВ, I_{1m}= 16 МА, $T_{1/4}$~ 2 мкс) [30]; взрыв цилиндрической Al-фольги (S_f = 1,36 см^2, H_f = 50 см, M_f = 183 г – в среде аргона или полиэтилена) приводил к росту ее сопротивления в ~300 раз (Shiva Star: C_0 = 1313 мкф, U_0 = 100 кВ, I_{1m}= 36 МА, $T_{1/4}$~5,7 мкс) [31]; цилиндрическая Cu-фольга (R_f = 20 см, H_f = 50 см, M_f = 335 г – в лавсан-глицириновой среде) может обеспечить в индуктивной нагрузке 4–5 нГн установки Atlas (C_0 = 816 мкф, U_0 = 240 кВ, I_{1m} = 32 МА, $T_{1/4}$~5 мкс) ток 27 МА за время $\tau_{0,1}$~0,5 мкс [32] (расчеты по коду 1D(MHD)$_n$ [36]).



a)



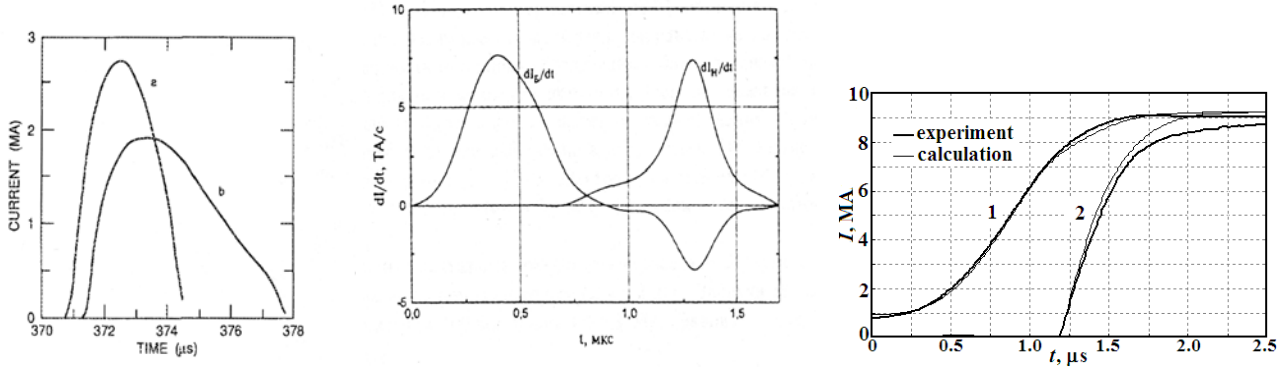
b)

Рис. 6. Ток и его производная (a) в эксперименте с СВМГ и ФРТ с большим числом гофрированных Cu-фольг на различных азимутах, соединенных параллельно (b)

Двухступенчатые размыкатели СВМГ (рис. 1b) применялись для получения более коротких времен нарастания тока. Сначала срабатывали взрывной размыкатель OS_1 и замыкатель CS_1 (OS_2 – замкнут), а после достижения максимального тока в буферной индуктивности L_b срабатывали электровзрывной размыкатель OS_2 и замыкатель CS_2. В экспериментах ЛАНЛ с СВМГ MARK-IX [9] использовалась Cu-фольга (толщиной 10мкм, шириной 100 см и высотой 75 см), токи в нагрузке нарастали до 2–3 МА за времена τ_I~1 мкс (рис. 7*a*). В экспериментах ВНИИЭФ [13] при токах СВМГ Ø100мм 5,8–5,6 МА через цилиндрическую Cu-фольгу (толщиной 17–20 мкм, диаметром 13 см и высотой 19 см – в среде кварцевого песка с размером зерен до 0,5 мм) протекал ток 2 МА; взрыв фольги давал пиковые напряжения на фольге до 180 кВ, нараставшие за 0,1 мкс; при этом в нагрузку 10 нГн передавались токи более 1 МА за времена τ_I~0,1 мкс (рис. 7*b*). В эксперименте [23] с СВМГ ∅0,24 м взрывной размыкатель обеспечил ток 9 МА за время τ_I = 1 мкс, а ФРТ с гофрированными Cu-фольгами в среде лавсана (рис. 6b) – ток 8,5 МА за время τ_I = 0,4 мкс. Но этот ток был измерен только датчиками, размещенными в изоляторе нагрузки вблизи фольги; в вакуумной части нагрузки ток не протекал (вероятно, из-за пробоя по поверхности изолятора, что учитывалось в расчете, см. рис. 7*c*).

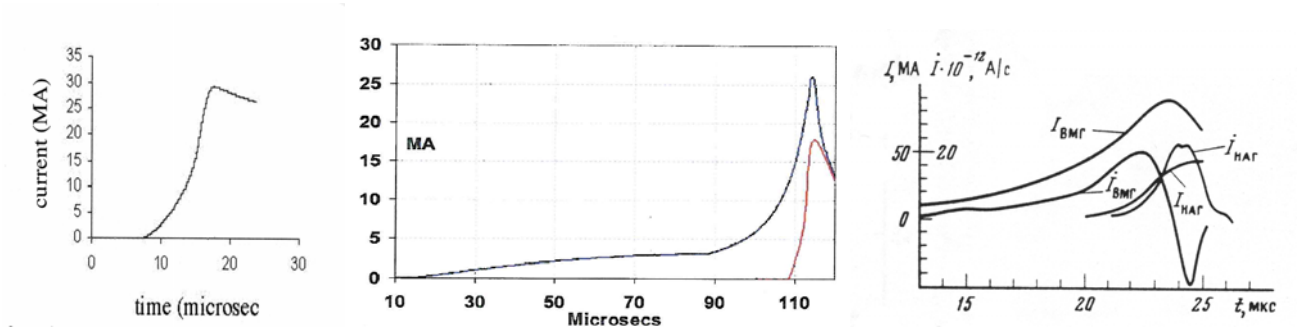
Эксперименты с коаксиальными ВМГ – наиболее сильноточные эксперименты в ЛАНЛ. В тестовом эксперименте ROS1 с модулем ВМГ *RANCHERO* высотой 43 см и цилиндрической Cu-фольгой (2 слоя толщиной по 50 мкм, высотой 30 см и радиусом 22,8 см) при токе ВМГ 30 МА ток в индуктивной нагрузке 5 нГн достигал 29 МА за время $\tau_{0.1}$= 6 мкс (см. рис. 8a) [14]. В аналогичных экспериментах RL2 и RL3 [15,24] – при высоте ВМГ 43 и 140 см, высоте Cu-фольги 30 и 45 см и токе ВМГ 26МА – в лайнерных нагрузках 5 и 8,4 нГн были получены токи 15 и 18 МА за времена $\tau_{0.1}$ = 7 и 8 мкс (рис. 8b); при этом цилиндрические Al-лайнеры с внутренним радиусом 3,5 см и толщиной 1,6 и 2 мм (массой 39 и 49 г) были разогнаны до скоростей 6 и 6.8 км/с, соответственно.

Эксперименты с ДВМГ проводились только во ВНИИЭФ, в основном, с цилиндрическими Cu-фольгами. В тестовых экспериментах [5] – с 5-модульным ДВМГ Ø0,4 м – Cu-фольга имела высоту 33 см, толщину 0,139 и 0,185 мм; токи в ДВМГ достигали 85 и 90 МА, токи в индуктивных нагрузках 1,1 и 2,5 нГн нарастали до 40 и 45 МА за времена τ_I = 2,6 и 1,9 мкс (рис. 8c). Пиковые напряжения на фольге 30 и 55 кВ и соответствующий им рост омического сопротивления фольги в 19 и 30 раз были существенно ниже расчетных значений – что связывалось с неоднородностью взрыва фольги, возникавшей из-за угловой асимметрии тока (в этих экспериментах отрабатывалась технология ФРТ). Серия экспериментов [6, 7] с 5-, 10- и 15-модульными ДВМГ Ø0,4 м и ФРТ проводилась, как и последующие эксперименты (рис. 9), с подключением лайнерной нагрузки взрывным замыкателем тока (ВЗТ). Результаты трех экспериментов приведены в таблице 2 – № 2, № 3 и № 4 (№ 1 – один из тестовых экспериментов). В этих и других аналогичных экспериментах цилиндрический взрывающийся Al-лайнер массой 1 г (радиус 30 мм, толщина 0,2 мм, высота 10 мм) под действием токов 23–35 МА разгонялся до скоростей 25–50 км/с (на приемном радиусе ~8 мм). В экспериментах № 3 и № 4 удалось измерить напряжение $U_f(t)$ на фольге при $t < t_{0l}$ и напряжение $U_k(t)$ на ВЗТ при $t > t_{0l}$. Это позволило из сравнения экспериментальных и расчетных данных выявить составляющие баланса магнитного потока в



a) b) c)

Рис. 7. Результаты экспериментов с двухступенчатыми размыкателями: *a)* – токи в нагрузке в экспериментах SS-3 и SS-4; *b)* – производные токов в ВМГ и в нагрузке в одном из экспериментов; *c)* – токи после 1-ой и 2-ой ступеней размыкателя в системе СВМГ+ВРТ+ФРТ, эксперимент и расчет (толстые и тонкие линии)



a) b) c)

Рис. 8. Первые эксперименты с коаксиальным ВМГ и ФРТ (a, b) и с ДВМГ и ФРТ (c): токи в индуктивной (a) и лайнерной (b) нагрузках; токи и их производные в индуктивной нагрузке (c)

лайнерной нагрузке индуктивностью $L_l(t)$ с током $I_l(t)$:

$$U_f(t) = d\left(L_l I_l\right)/dt + U_l + U_{tl} + U_k,$$

$$t \geq t_{0l}; \quad I_l\left(t_{0l}\right) = 0, \tag{9}$$

где U_l и U_{tl} – расчетные напряжения на наружной поверхности лайнера и на стенках передающих линий (см. раздел 3). Результаты измерения напряжений $U_k(t)$ и результаты расчетов $U_{tl}(t)$ были представлены в [12] интерполяционными формулами для зависимостей соответствующих эффективных омических сопротивлений Ω_k и Ω_{tl} от времени (рис. 10a).

Для эксперимента № 4 (1988 г.) было получено ([Ω] = мОм, [t, τ] = мкс):

$$\Omega_k(\tau) \approx \Omega_c + a_1 \exp\left(-a_2 \tau\right), \quad \Omega_c = 1;$$
$$\Omega_{tl} \approx 0,6; \quad \tau_k \leq \left(\tau = t - t_{0l}\right) \leq \tau_m. \tag{10}$$

Здесь коэффициенты a_1= 35 мОм и a_2= 3/мкс, Ω_c – постоянная составляющая (превышающая величину Ω_{tl}), $\tau_k \approx 0,2$ мкс – длительность срабатывания ВЗТ до полного замыкания, $\tau_m \approx 1,8$ мкс – полное время нарастания тока в нагрузке. В этом эксперименте были также измерены: угловая асимметрия тока в нагрузке ~12 % (рис. 10a); угловая разновременность 20,0–20,3 мкс начала взрыва фольги по ее свечению, что по оценкамсоответствует угловой асимметрии тока в фольге ~10 %; электровзрывной пик давления в изоляторе нагрузки ~44 кбар, что близко к расчету (см. рисунок 10c). Результаты эксперимента № 4 и расчетные данные хорошо согласуются [6,12], включая согласие производных токов и напряжения на ФРТ, – что увеличивает доверие к другим расчетным характеристикам ФРТ и нагрузки, приведенным в таблицах 2–3 и на рис. 10a-d. Как видно из рисунка 10c, начало тока в нагрузке 19.9 мкс попадает в интервал времен 19,1–20,3 мкс, границам которого (пунктирные линии) соответствуют на-

чало и конец кипения меди при ее квазистатическом нагреве (интегралы действия тока 1240 и 1950•МА^2•мкс•см$^{-4}$, см. таблицу 1). Ко времени 21,0 мкс достигаются максимумы производной тока в нагрузке -– 38 МА/мкс, электрического поля на фольге – 3,9 кВ/см, давления на ее наружной поверхности – 34кбар; при этом фольга нагревается до 8 кДж/г, а ее сопротивление растет до 12 мОм – в 130 раз (с неоднородным распределением по толщине фольги ее МГД характеристик, см. рисунок 10b). В эксперименте № 4 была получена наибольшая эффективность ФРТ (см. табл. 2, 3). В нагрузку с индуктивностью 10нГн была передана энергия 10 МДж с пиковой мощностью 10 ТВ. При пиковом напряжении на фольге 425 кВ скорости потерь магнитного потока в (9) составили: $U_k \approx 52$ кВ, $U_{tl} \approx 13$ кВ, $U_l \approx 4$ кВ. Указанное напряжение – наиболее высокое, выдержанное изолятором нагрузки в подобных экспериментах (в одном из которых случился пробой этого изолятора [11, 12]).

Эксперименты ALT-1,2 [16,17] проводились с 10-модульным ДВМГ ∅0,4 м, ФРТ и Al-лайнером (радиус и высота 40 мм, толщина 2 мм). Для выбора параметров устройства (см. рис. 9) было проведено порядка 100 «численных экспериментов» по коду 1D(MHD)$_n$ [36]. Индуктивные датчики размещались через 60^o по азимуту, что позволяло оценивать азимутальную асимметрию токов и получать усредненные по азимуту токи в ДВМГ $I_g(t)$ и в нагрузке $I_l(t)$, которые были на 3–5 % ниже чем токи, измеренные по фарадеевским датчикам. С учетом погрешностей измерений, в экспериментах ALT-1 и 2 максимальные токи в нагрузке таковы: $I_{lm.}$ = 31,5+–1,5 МА и 30,0+–1,3 МА. Эксперименты показали стабильность работы таких устройств и согласие с расчетами 5 и 6 (табл. 2) полученных токов и их производных (рисунок 11) [17,37]. Детальные характеристики ФРТ и других узлов устройства в эксперименте ALT-2 приведены и обсуждаются в разделе 4.

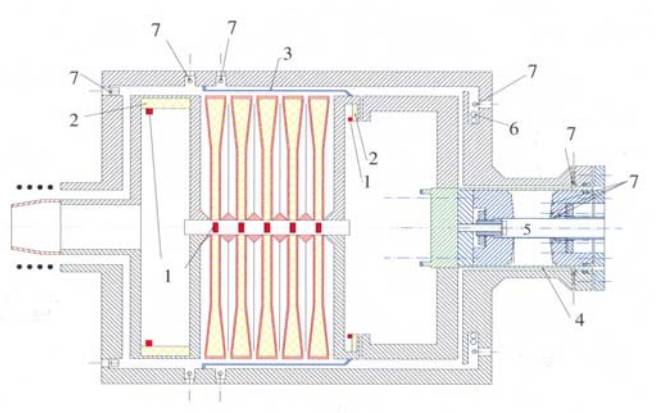


Рис. 9. Схема устройства в экспериментах ALT-1, 2. 1 – детонаторы; 2 – взрывные замыкатели тока (ВЗТ) – для отключения СВМГ от ДВМГ (во время t_0 начала сжатия полостей ДВМГ) и для подключения нагрузки (в заданное время t_{0l}); 3 – цилиндрическая Cu-фольга ФРТ; 4 – лайнерный пондеромоторный узел (ПУ); 5 – центральный измерительный блок; 6–7 – датчики для измерения токов и их производных

Таблица 2

Характеристики устройств с ДВМГ и ФРТ Ø0,4 м в экспериментах с индуктивной нагрузкой (№ 1) [5], с взрывающимся лайнером массой 1 г (№№ 2–4) [6] и с конденсированным лайнером массой 53 г (№№ 5–6) [16,17]. №№ 7–10 [37] и № 11 [38] – возможные и разрабатываемые устройства для экспериментов с конденсированным лайнером массой 53 г (№№ 7–8) и массой 78 г (№№ 9–11)

№	N	I_0 ***МА***	D_f мкм	H_f см	t_{0l} (U_{0l}) мкс (кВ)	L_{ol} нГн	H_{pu}(Z) см	I_{gm} ***МА***	τ_I мкс	I_{lm} ***МА***	v_l км/с
1	5	7.1	185	33	без ВЗТ	2.45	-	90	1.9	44.5	-
2	5	7.4	185	50	19.7 (-)	2.3	2(Cu)	65	1.0	32	38
3	10	7.3	155	90	18.7 (-)	7.7	2(Cu)	50	1.2	27.5	37
4	15	5.9	155	108	19.9 (100)	10.1	2(Cu)	59	1.0	35.5	51
5	10	5.9	120	72	18.4 (50)	7.5	15(Al)	34	1.6	32.5	12
6	10	6.0	120	72	18.3 (50)	8.0	15(Al)	35	1.4	31.3	12
7	7	7	180	50	19.2 (20)	3.5	6(Cu)	64	1.5	46	16
8	7	6	180	72	без ВЗТ	3.9	15(Al)	73	1.8	40	13
9	15	7	180	108	без ВЗТ	4	6(Cu)	99	1.2	73	21
10	15	7	180	108	18.7 (30)	4	6(Cu)	91	1.3	75	23
11	15	7	150	90	17.0 (7)	6	12(Cu)	79	1.3	69	22

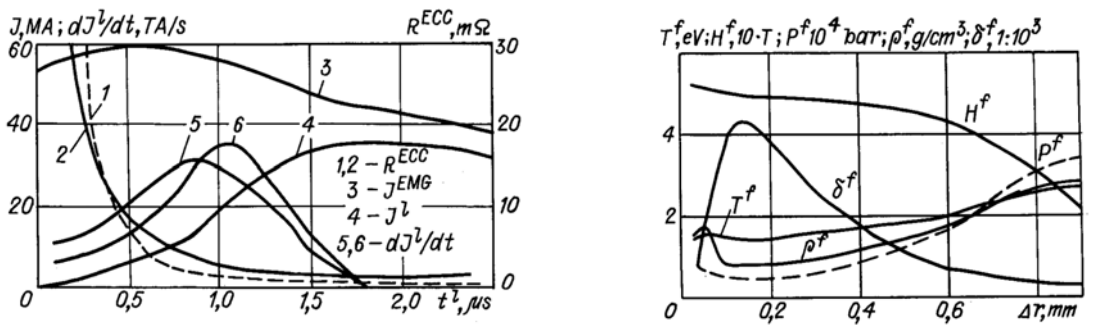
Обозначения в таблице 2: N и I_0 – число модулей и начальный ток ДВМГ, D_f и H_f – толщина и высота Cu-фольги, t_{0l} (U_{0l}) – время срабатывания ВЗТ (напряжение на ФРТ при этом), L_{0l} – начальная индуктивность нагрузки, H_{pu}(Z) – высота ПУ (материал его стенок), I_{gm} и I_{lm} – максимальные токи в ДВМГ и в нагрузке, τ_I – характерное время нарастания тока I_{lm}, $v_{l,}$ – максимальная скорость лайнера.

Таблица 3

Расчетные характеристики эффективности ФРТ в устройствах с *N*-модульными ДВМГ Ø0,4 м с ВЗТ и без ВЗТ (жирный шрифт) [37]

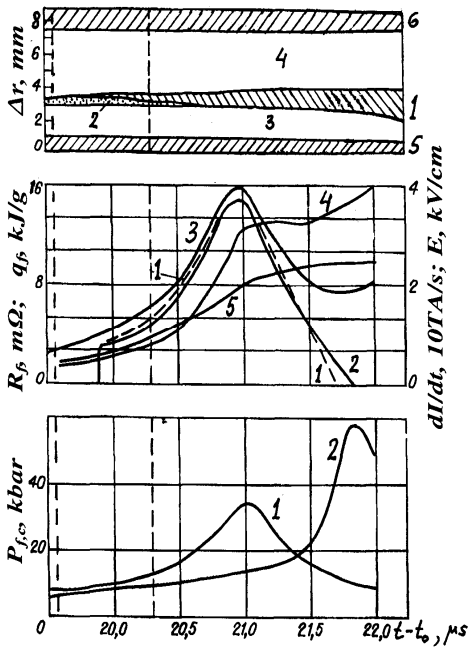
N (№ в таб. 2)	10 (6) exp ALT-2	7(-)	**7(8)**	15(4) exp 1988 г	15(10)	**15(9)**
E_{gm}, МДж	10	12	**15**	24	33	**41**
U_{fm}, кВ	200	140	**170**	425	250	**330**
W_{fm}, ТВт	3	5	**7**	10	17	**21**
S_{fm}, МДж	10	13	**14**	10	39	**37**
E_{lm}, МДж	5	5	**7**	6	13	**17**
q_{fm}, кДж/г Ω_{fm}/Ω_{f0}	5.8 120	7.0 115	**6.4** **100**	8 130	6.5 140	**7.8** **140**
w_{fm}, ГВт/г	4.4	5.2	**4.2**	7	4.7	**7.9**
j^2_{fm}, МА^2/см^4	425	530	**620**	830	630	**960**
q_m, кДж/г	8.3	10.9	**7.9**	12	10	**12**

Обозначения в таблице 3: U_{fm} – пиковое напряжение на ФРТ; W_{fm} и S_{fm} – пиковая мощность и максимальная электромагнитная энергия, передаваемые через ФРТ в нагрузку; E_{gm} и E_{lm}– пиковые величины магнитной энергии в ДВМГ и в нагрузке; q_{fm} и Ω_{fm}/Ω_{f0} – джоулев нагрев и относительное сопротивление фольги при пиковом напряжении на фольге; w_{fm} и j_{fm} – пиковые значения удельной мощности джоулева нагрева и плотности тока в фольге, q_m – максимальный джоулев нагрев фольги

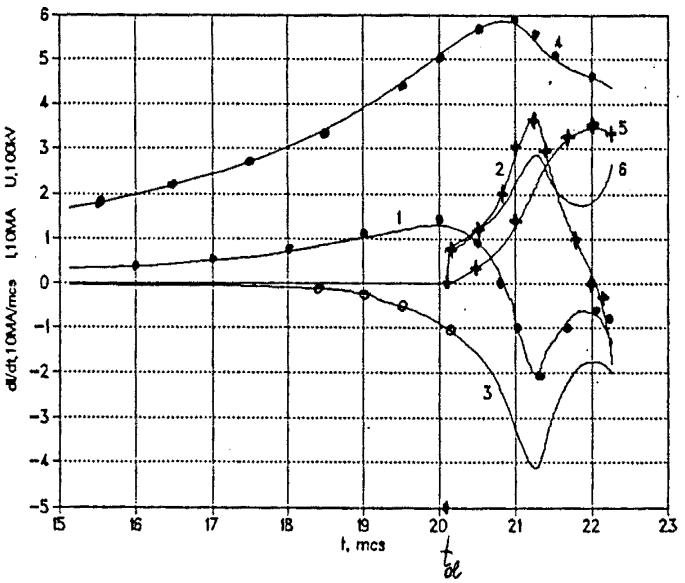


a b

Рис. 10. Результаты эксперимента № 4 и расчетные данные: a) [6] эффективное сопротивление ВЗТ 2 (1 – в эксперименте № 3), ток в ДВМГ 3 и ток в нагрузке 4, производные тока в нагрузке 5 и 6 (φ = 90º и 270º); b) [6] расчетные профили магнитного поля H^f, удельного сопротивления δ^f, плотности ρ^f, температуры T^f и давления P^f в фольге при максимуме напряжения на ФРТ (время $t^l = t–t_{0l}$); c) [6] *вверху* – положения границ слоев ФРТ – фольги и вакуума под ней (1 и 2), изоляторов ДВМГ (3) и нагрузки (4); внутреннего и наружного токопроводов (6 и 7); *середина* – производные тока в нагрузке (dI/dt, эксперимент – 1, расчет – 2); электрическое поле на фольге E (3), ее эффективное сопротивление Ω (4) и джоулев нагрев q (5); *внизу* – давления в изоляторе нагрузки (4 – на рисунке *вверху*): P_f (1) – вблизи фольги, P_c (2) – вблизи наружного токопровода; d) [12] уточненные результаты эксперимента и расчета (маркеры и линии, отсчет времени от t_0). 1 и 2 – производные токов 4 и 5 в ДВМГ и в нагрузке; 3 и 6 – напряжения на фольге и на прилегающем изоляторе нагрузки на «выходе» из ФРТ (у края фольги, до ВЗТ, см. рис. 9).

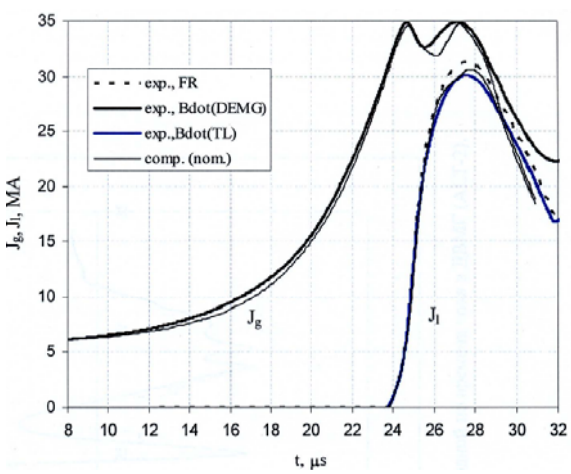


c)

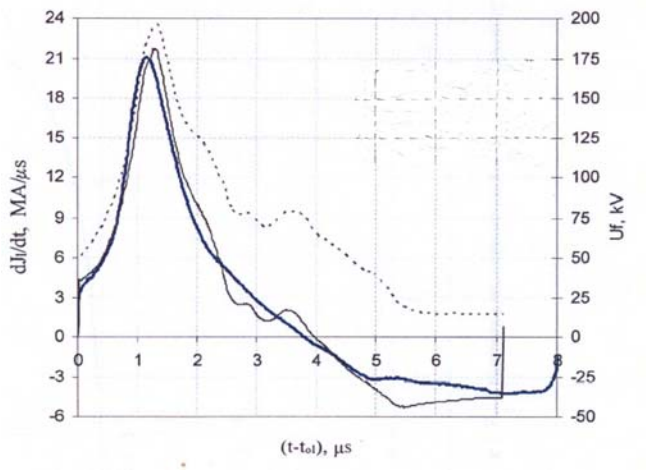


d)

Окончание рис. 10.



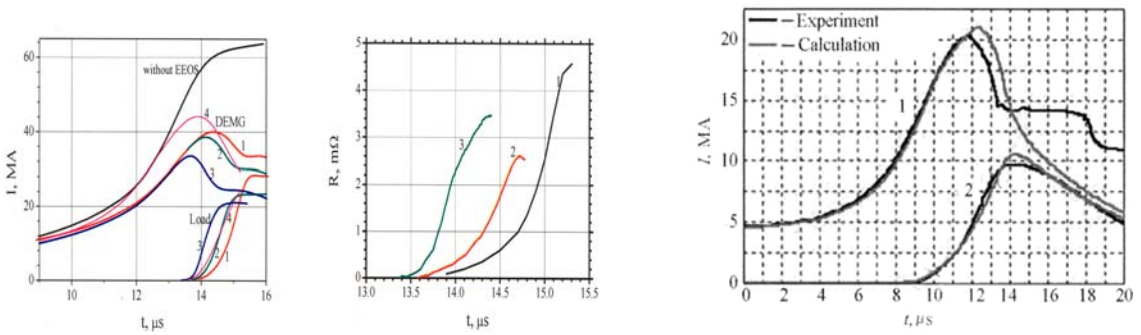
a)



b)

Рис. 11. [37]. Результаты эксперимента ALT-2. a) Токи в ДВМГ и в нагрузке (отсчет времени от t_0), b) производная тока в нагрузке в сравнении с расчетом 6 (толстые и тонкие линии), пунктир – расчетное напряжение на ФРТ

В экспериментах [18,19] с 3-модульным ДВМГ ∅240 мм и цилиндрической Cu-фольгой (высота 15 см, общая толщина 0,2 мм, 1-4-9 слоев) – при токах ДВМГ 40-39-33МА (L_g =1,6 нГн) – были получены токи в нагрузке 28-23-21МА (L_l =1,5 нГн) за времена $\tau_{0.1}$ = 1.0-0.8-0.7 мкс, – в экспериментах 1-2-3 соответственно (рис. 12a). При пиковых напряжениях на фольге рост омического сопротивления фольги достигал 170–90 раз (рис. 12b). В аналогичном эксперименте [19] с 10-модульным ДВМГ ∅240 мм фольга имела толщину 0,18 мм (9 слоев) и высоту 50 см; при токе ДВМГ 40 МА в индуктивной нагрузке 6,5 нГн был получен ток 14 МА за время $\tau_{0.1}$=1,1 мкс. В эксперименте с таким же устройством имплозия многопроволочного лайнера под действием тока 14 МА привела к выходу 0,8 МДж мягкого рентгеновского излучения [21].



a) b) c)

Рис. 12. Токи в ДВМГ-240М и в нагрузке (a) и сопротивления ФРТ (b) в экспериментах 1, 2 и 3 (4 – расчетные токи для эксперимента 2). Экспериментальные и расчетные токи в ДВМГ Ø0,25 м и в нагрузке (c)

Эксперименты с ДВМГ и другими размыкателями тока. Размыкатель из 300 Cu-проволочек ∅0,4 мм и длиной 40 см (размещенных в платах из оргстекла вдоль образующих цилиндра ∅1 м) – при токе 44МА в ДВМГ ∅0,4 м – обеспечил рост тока в нагрузке до 21 МА за время τ_I = 1,6 мкс; при этом цилиндрический Al-лайнер массой 1 г (см. выше) был разогнан до 28 км/с [10]. В эксперименте [22] с размыкателем из гофрированных Cu-фольг (толщина 0,15 мм, высота 20 см и суммарная ширина 66см, см. рис. 6b) – при токе 20 МА в 10-модульном ДВМГ ∅0,25 м – ток в индуктивной нагрузке нарастал до 10 МА за время $\tau_{0.1}$ = 3 мкс (рис. 12c).

3. Моделирование сильноточных устройств с ВМГ и ФРТ

Устройства на основе ДВМГ (рис. 9) – их геометрия и используемые материалы – наиболее успешно моделировались по кодам DISK-FL [39] и 1D(MHD)$_n$ [36–38]. Как показала практика [6, 12, 17, 37], они позволяют рассчитывать токи, их производные и напряжения в устройствах с точностью порядка точности измерения этих характеристик в экспериментах. Высокую эффективность этих кодов обеспечивают:

– 2D моделирование действия взрывчатки по сжатию магнитного потока в полостях ДВМГ;

– 1D МГД моделирование Cu-фольги с использованием комплекса «уравнение состояния – проводимость» (УРС-σ) Cu-фольги, предложенного в работе [35];

– моделирование гидродинамики прилегающих к фольге слоев изоляторов;

– 1D МГД моделирование лайнера и других токонесущих элементов устройства.

Код 1D (MHD)$_n$ [36] разрабатывается и используется с 1996 г. (А. Буйко, В. Софронов и Г. Иванова). По сравнению с кодом DISK-FL он имеет более широкие возможности для моделирования устройств на основе сильноточных ВМГ и стационарных установок: с ФРТ и другими размыкателями тока; с различными передающими линиями и лайнерными ПУ*); в 1 D МГД приближении могут учитываться также упругопластика, теплопроводность и перенос излучения (в приближении «вперед-назад»). В отличие от кода DISK-FL, он предусматривает совместное решение произвольного количества (n) 1D МГД задач, связанных между собой и моделирующих все основные токонесущие элементы устройств, – что позволяет реализовать адекватную электрическую схему устройств с переменными параметрами (рисунок 1c) $L_g(t)$, $R_g(t)$, $L_f(t)$, $R_f(t)$, $L_l(t)$, $R_l(t)$, $R_k(t)$. Например, для устройств типа ALT (рис. 9) n = 13: 3 расчета с током $I_g(t)$ моделируют стенки полостей

*) Уточняется моделирование ФРТ и лайнера с обратным токопроводом – как многослойных систем с азимутальными магнитными полями во внутренних слоях. Такие системы разбиваются на несколько подсистем и для каждой из них ставятся взаимосвязанные граничные условия, обеспечивающие 1D МГД моделирование всей многослойной системы. Могут моделироваться ПУ с несколькими лайнерами, магнитокаскадные ПУ (лайнеры с магнитной «подушкой») [47], вогнутые лайнеры переменной массы [48] (для получения мягкого рентгеновского излучения) и др. При моделировании ПУ с высокоскоростными лайнерами может учитываться Н-отжатый разряд с током $I_{ins}(t)$ на границе «изолятор-вакуум». Для этого цепь «ФРТ-лайнер» с током $I_l(t)$ – с некоторого времени t_{ins} – заменяется двумя взаимосвязанными цепями: «ФРТ-разряд» с током $I_l(t)$ и «разряд-лайнер» с током $I_l(t)$–$I_{ins}(t)$.

ДВМГ и токопроводы от этих полостей до фольги ФРТ; 3 расчета с токами $I_g(t)$ и $I_l(t)$ каждый моделируют ФРТ с прилегающими коаксиальными линиями; 7 расчетов с током $I_l(t)$ моделируют коаксиальную и обе радиальные линии между ФРТ и ПУ, коаксиальную линию ПУ и лайнер с обратным токопроводом.

Граничные условия для каждого из этих 1D МГД расчетов определяются магнитной индукцией B_k (R_i, t) по следующей формуле [Гс, А, см]:

$$B_{\kappa}(R_i,t) = I_{\kappa}(t)/5R_i(t), \quad i = 1,2,.....n, \quad \kappa = g,l, \quad (11)$$

где R_i – опорный цилиндрический радиус, выбираемый для каждого i-го из n моделируемых элементов устройства – от стенок полости ДВМГ до лайнера ПУ. Токи $I_g(t)$ и $I_l(t)$, входящие в (11), находятся из уравнений баланса магнитного потока для цепи ФРТ–лайнер (9) и цепи ДВМГ–ФРТ:

$$d\left[\left(NL_g + L_{gf}\right)I_g\right]\Big/dt + NU_g + U_{gf} + U_f = 0,$$

$$t \geq t_0, \; I_g\left(t_0\right) = I_0, \quad (12)$$

где $NL_g(t)$ и $NU_g(t)$ – индуктивность полостей N-модульного ДВМГ и напряжение на их стенках, $L_{gf}(t)$ и $U_{gf}(t)$ – индуктивность передающей линии от полостей ДВМГ до фольги ФРТ и напряжение на ее стенках, $U_f(t)$ – напряжение на фольге ФРТ. Индуктивности и напряжения для (9) и (12) вычисляются по следующим результатам соответствующих 1D МГД расчетов:

$$\delta_{\kappa}(R_i,t), \;\; E_{\kappa}(R_i,t), \;\; i = 1,2,....n \quad \kappa = g,l \quad (13)$$

Здесь $\delta_k(R_{i,},t)$ – смещения стенок устройства, $E_k(R_{i,},t)$ – электрические поля на этих стенках, возникающие из-за магнитной диффузии. Для моделирования в (12) ДВМГ – существенно двумерного узла – используются [36] полученные заранее два результата 2D расчета модуля ДВМГ: $L_g(t)$ – индуктивность полости модуля и $R_{min}(t)$ – минимальный радиус этой полости (в методике [39] эти результаты дает прямой 2D расчет модуля). Величина $R_{min}(t)$ используется для вычисления напряжения $U_g(t)$ на стенках полости по величинам (13) электрического поля на двух опорных цилиндрических радиусах R_i – по интерполяционной формуле В. Б. Якубова [39] (аналогично вычисляются напряжения на стенках радиальных передающих линий, входящие в напряжение $U_{tl}(t)$ в (1)).

Применяются также упрощенные модели устройств с ДВМГ и ФРТ. Так, в работе [40] рассмотрено устройство на основе 5-модульного ДВМГ ∅1 м с ФРТ (Cu) и индуктивной нагрузкой, подключаемой взрывным замыкателем. Моделирование узлов устройства, включая ФРТ, производилось по формулам, выбиравшимся по экспериментальным и расчетным данным. ФРТ моделировался также в 1D МГД приближении с описанием Cu-фольги по [41]. Согласно [40], через ФРТ в нагрузку с индуктивностью 4 нГн может быть передан ток 116 МА с пиковой производной 85 МА/мкс – при напряжении на фольге 318 кВ.

В работах [18, 19] индуктивность модуля ДВМГ $L_g(t)$ находится по следующей модели сжатия магнитного потока в полости ДВМГ: стенки полости движутся в осевом направлении на каждом радиусе независимо – под действием давления продуктов взрыва (после мгновенной детонации). Сопротивление ДВМГ $R_g(t)$ находится из предположения, что ток течет равномерно по скин-слою, проводимость которого определяется его удельным джоулевым нагревом. Индуктивности передающих линий и нагрузки считаются постоянными. Используется цилиндрическая Cu-фольга. В работах [22, 23] ДВМГ моделируется заданными функциями $L_g(t)$ и $R_g(t)$, лайнер – как сосредоточенная масса, ФРТ – гофрированные Cu-фольги (рис. 5b). В упомянутых работах Cu-фольга ФРТ достаточно успешно (рис. 12 a, c) моделировалась в 1D МГД приближении – с ее описанием по [35]. Согласно таким расчетам [42], 30-модульный ДВМГ Ø0,25 м с гофрированными Cu-фольгами (толщина фольг 0,2 мм, их суммарная ширина 66 см и высота 40 см) – при токе ДВМГ 60 МА – может обеспечить в лайнерных нагрузках ток 30 МА за время τ_I = 2 мкс, при пиковом напряжении на ФРТ 140 кВ. В работе [43] для моделирования ФРТ в устройствах с дисковым или коаксиальным ВМГ использовалась уточненная (1D МГД) версия кода CONFUSE (см. ниже), что оказалось малоуспешным[*)].

[*)] Расчеты экспериментальных устройств RL-3 и ALT-1 с ФРТ (см. раздел 2) здесь отличались только описанием Cu-фольги (УРС-σ) – стандартный вариант ЛАНЛ (А), один из вариантов ВНИИЭФ [41] (В) и др. – из которых не удалось выбрать «лучший». Например, пиковый ток в нагрузке RL3 завышается на ~30% (А) или на ~8 % (В), пиковая производная тока в нагрузке ALT-1 завышается в ~1,7 раза (А) или занижается в ~1,5 раза (В) – по сравнению с экспериментами (18 МА и 21 МА/мкс). Это указывает не только на важность описания (УРС-σ) Cu-фольги (получения функции $R_f(t)$), но и на важность для низкоиндуктивных устройств с ФРТ и ВМГ адекватного моделирования не только ФРТ, но и других основных узлов (получения функций $R_g(t)$, $L_g(t)$ и др., см. рис. 1c).

Системы с ФРТ на основе СВМГ успешно рассчитывались по 0D МГД коду CONFUSE [8, 44] (рис. 6a). При этом СВМГ моделировался заданными функциями $L_g(t)$ и $R_g(t)$, а фольга (заключенная между несжимаемыми изоляторами с заданными параметрами – плотностью и прочностью) моделировалась одной счетной зоной и для ее описания использовалась база SESAME. Нойбер и др. [45] использовали экспоненциальную зависимость тока СВМГ от времени и эмпирическую формулу для сопротивления размыкателей:

$$\sigma_0/\sigma = A + \exp\left[C\left(h-1\right)\right],\ h = J/J^{'}$$

$$J^{'} = 1,6E17,\ A = 24,\ C = 118\left(\mathrm{Cu}\right);$$

$$J^{'} = 0,59E17,\ A = 19,\ C = 85\left(\mathrm{Al}\right),$$

где h'=1 и ($б_0$/б') = A+1 – начальная точка взрыва (которая отличается от эмпирической формулы (10) для алюминия: $R'/R0$ = 20, q' = 3,55 кДж/г – при $(j_m)^2$ = 680 МА^2/см^4).

В системах с СВМГ и двухступенчатым размыкателем (OS_1 – взрывной размыкатель, OS_2 – ФРТ, см. рис. 1b) Cu-фольга в ФРТ рассчитывалась в 0D МГД [13, 49] и 1D МГД [23] приближениях. Так, в работе [49] использовались экспериментальные зависимости сопротивления взрывных размыкателей от времени и расчетные зависимости сопротивления ФРТ от интеграла действия тока; параметры расчетов выбирались по близким экспериментам, включая лайнерный эксперимент [50] с батареей из 10 СВМГ со взрывными размыкателями. Согласно таким расчетам, при токах батареи СВМГ 20–40 МА токи в нагрузке с индуктивностью 5 нГн могут достигать 13–17 МА за 0,1 мкс и разгонять цилиндрический лайнер массой 16мг, радиусом и высотой 5 см до скоростей 360–470 км/с, – при напряжениях на ФРТ 0,9–1,9 МВ, соответственно. Столь высокие напряжения в передающей линии от ФРТ (изолятор) до лайнера (вакуум) являются основной проблемой разработки устройств такого типа.

4. Эффективность и характеристики ФРТ в экспериментальных и близких к ним устройствах с ДВМГ

Хорошее согласие токов и их производных из экспериментов № 4 и № 6 с расчетами 4 и 6 (табл. 2 и рис. 10c, d, 11) позволило экспериментально-расчетным путем выявить детальные характеристики этих экспериментальных устройств, подтвердить достоверность расчетной модели ФРТ и устройств в целом и надежно прогнозировать характеристики близких к ним устройств, включая разрабатываемые перспективные устройства (таблицы 2–3) [12, 37, 38].

Характеристики ФРТ и других узлов устройства ALT-2 дает расчет 6. Работу ДВМГ, ФРТ как открывающего ключа, характеристики взрыва Cu-фольги и работу нагрузки иллюстрируют рис. 11b, 13a-f. Ко времени $t–t_0$ = 20,7 мкс индуктивности ДВМГ и нагрузки сравниваются (8 нГн), а ток в нагрузке нарастает до 28 МА (магнитный поток 0,23 Вб); при этом потери потока достигают 0,27 Вб (1/3 из них – при $t < t_{0l,}$ а 2/3 – при $t > t_{0l,}$ в основном, через ВЗТ) – при скорости этих потерь 35 кВ (рис. 13a-c). Расчетные параметры ВЗТ в эксперименте ALT-2 близки к эксперименту № 4 (в формуле (10) величина Ω_c = 0,5 мОм). При пиковом токе в нагрузке ($t–t_{0l}$ = 22,3 мкс) ее индуктивность составляет 10 нГн – рост на 2 нГн – по 1 нГн из-за смещений лайнера и токонесущих стенок под действием давления магнитного поля (рис. 13a,d). Пиковые значения напряжения на Cu-фольге и производной тока в нагрузке, 200 кВ и 22 МА/мкс, достигаются одновременно ($t–t_0$ = 19,7 мкс, рис. 11b, 13c) – после пиков мощности джоулева нагрева Cu-фольги 4,4 GW/g и квадрата плотности тока в ней 425 МА^2/см^4 (рис. 13e-f); при этом нагрев фольги растет до 6 кДж/г, ее плотность падает до 2 г/см^3, а сопротивление фольги растет в 120 раз. Далее, в отличие от эксперимента № 4 (рис. 10c, середина, кривая 4), относительное сопротивление фольги монотонно растет в течение одной микросекунды до пика 280, – где плотность фольги и ток в ней имеют местные минимумы 1 г/см^3 и 4 МА, обусловленные гидродинамикой других слоев ФРТ (изоляторов и токопроводов).

Влияние модельных параметров на эффективность ФРТ в устройстве ALT-2 показывают расчеты 6a,b,c (таблица 4, рис. 14a,b), которые имеют следующие отличия от расчета 6: описание Cu-фольги по [41] (6a); пренебрежение МГД-процессами в Cu-фольге (6b, n_f = 1 – одна счетная зона в фольге); кроме того, пренебрежение ГД-процессами в прилегающих к фольге слоях изоляторов (расчет 6c, n_f = 1, n_{ins} = 1 – как в работах [8, 44]). Расчет 6a дает замедление процесса взрыва фольги, противоречащее расчету 6 и эксперименту (рисунок 11b) – что подтверждает важность уравнения состояния и проводимости фольги для моделирования ФРТ и адекватность используемого комплекса (УРС-σ) меди по [35]. Замедление взрыва фольги в расчете 6c еще боль-

Таблица 4

Результаты расчета 6 устройства ALT-2 и расчетов, отличающихся от него модельными параметрами (6a,b,c) или одним из параметров устройства (12–16) [37]

№	Отличие от расчета 6	I_{gm} МА	I_{lm} МА	τ_I мкс	U_{fm} кВ	q_{fm} кДж/г	Ω_{fm}/Ω_{f0}	j^2_{fm} МА^2/см^4	w_{fm} ГВт/г	q_{fm} кДж/г
6	-	35.4	31.3	1.4	197	5.8	120	425	4.4	8.3
6a	(УРС-σ) [41]	34.2	30.9	1.8	157	6.4	130	340	2.7	7.9
6b	$n_f = 1$	37.0	31.9	1.5	186	6.8	120	430	4.0	8.8
6c	$n_f = n_{ins} = 1$	38.6	32.9	2.2	144	7.6	110	425	2.9	9.2
12	$U_{0l} = 0$	44.0	35.4	1.6	215	5.9	130	425	4.9	8.6
13	$U_{0l} \to \infty$	34.0	-	-	357	8.2	140	510	11.3	15.7
14	$I_0 = 7$ МА	36.6	32.8	1.6	176	5.3	120	340	3.5	8.1
15	$L_{0l} = 4$ нГн	42.1	35.7	1.4	133	5.0	110	420	2.8	7.3
16	$D_f = 0{,}18$ мм	65.6	35.3	1.0	289	8.5	130	710	8.7	12.4

Примечания к таблице 4. Обозначения – как в таблицах 2 и 3 (см. также текст). Параметры расчета 6: $I_0 = 6$ МА, $L_{0l} = 8$ *n*H, $D_f = 120$ μ*m*; комплекс (УРС-σ) Cu-фольги из работы [35]; число лагранжевых счетных зон в фольге $n_f = 24$, в прилегающих к фольге слоях изоляторов $n_{ins} = 100$; параметры ВЗТ – $\Omega_c = 0{,}5$ *m*Ω, $U_{0l} = 50$ *kV*

шее, чем в расчете 6b – т. е. учет ГД-процессов в слоях изоляторов ФРТ очень важен.

Влияние конструктивных параметров устройства ALT-2 на эффективность ФРТ показывают расчеты 12–16 (табл. 4, рис. 14c-d). Изъятие ВЗТ привело бы к отсутствию потерь через него и, соответственно, к увеличению тока в ПУ – до 35,4 МА (расчет 12), – при взрыве фольги, близком к расчету 6 (4,9 ГВт/г и 215кВ). Но если цепь ФРТ-ПУ осталась бы разомкнутой (расчет 13), то из-за роста тока через фольгу скорость ее нагрева резко увеличилась бы – до 11,3 ГВт/г, – что привело бы к росту пика напряжения на фольге до 357 кВ, при котором относительное сопротивление фольги увеличилось бы в 180 раз и не росло бы в дальнейшем (в отличие от расчета 6, см. рисунки 15e,f). Увеличение начального тока ДВМГ с 6 до 7 МА или уменьшение индуктивности нагрузки с 8 до 4 нГн (расчеты 14 и 15) привело бы к росту тока в нагрузке – до 32,8 или 35,7 МА соответственно – при незначительном замедлении взрыва фольги. При увеличении толщины фольги с 0,12 до 0,18 мм (расчет 16) ее взрыв происходит на 2мкс позднее (рис. 14c-d), что лучше согласуется со временем окончания работы ДВМГ. Интенсивность нагрева фольги резко растет ($j_{fm}^2 \sim 700$ МА^2/см^4 и $w_f \sim 9$ ГВт/г), что приводит к резкому росту пика напряжения на ней (290 кВ), при котором относительное сопротивление фольги достигает пика 130 и резко не растет в дальнейшем – как в эксперименте № 4 (ср. рис. 14e, кривая 16 и рис. 10c, середина, кривая 4).

Расчетные характеристики близких к экспериментам устройств с ДВМГ и цилиндрической Cu-фольгой – возможных и разрабатываемых – приведены в табл. 2–3. Согласно расчетам 7 и 10, возможные устройства с 7– и 15– модульными ДВМГ более эффективны, чем экспериментальные устройства № 6 и № 4 с 10- и 15-модульными ДВМГ. В устройстве 10 величины I_{lm} и W_{fm} могут достигать ~70 МА и ~20 ТВт, что в ~2 раза больше, чем в эксперименте № 4 – при меньшем пиковом напряжении на ФРТ (250 кВ вместо 425 кВ). В расчетах 6–10 при пиковых напряжениях на фольге ее нагрев и рост омических сопротивлений достаточно близки: 6–8 кДж/г и 100–130. Но в расчетах 9–10 мощность нагрева фольги достигает 7–8 ГВт, что близко к эксперименту № 4 и существенно больше, чем в эксперименте № 6. К настоящему времени отработаны все новые узлы и уточнены характеристики разрабатываемого устройства № 10 (№ 11 в табл. 2) [38]. В частности, удалось уменьшить сопротивление ВЗТ до пренебрежимо малой величины 0,01 мОм и ожидать токи в лайнерной нагрузке до 69 МА и скорости лайнера до 22 км/с – при увеличенной индуктивности нагрузки (с 4 до 6 нГн) и при увеличенных потерях в ПУ (из-за увеличения его высоты с 6 до 12 см).

Режимы взрыва Cu-фольги в расчетах 6 и 4, соответствующих экспериментам № 6 и № 4, существенно отличаются, см. таблицы 2–3. В этих режимах почти вдвое отличаются интенсивности нагрева фольги – $j_{fm}^2 = 425$ и 830 МА^2/см^4, $w_f = 4{,}4$ и 7 ГВТ/г (менее и более «быстрые» взрывы) – с качественно различными зависимостями от времени напряжений на фольге и ее эффективных сопротивлений, ср. рисунки 10c (середина, кривые 3 и 4) и 15c,d (кривые 6). Аналогично отличаются

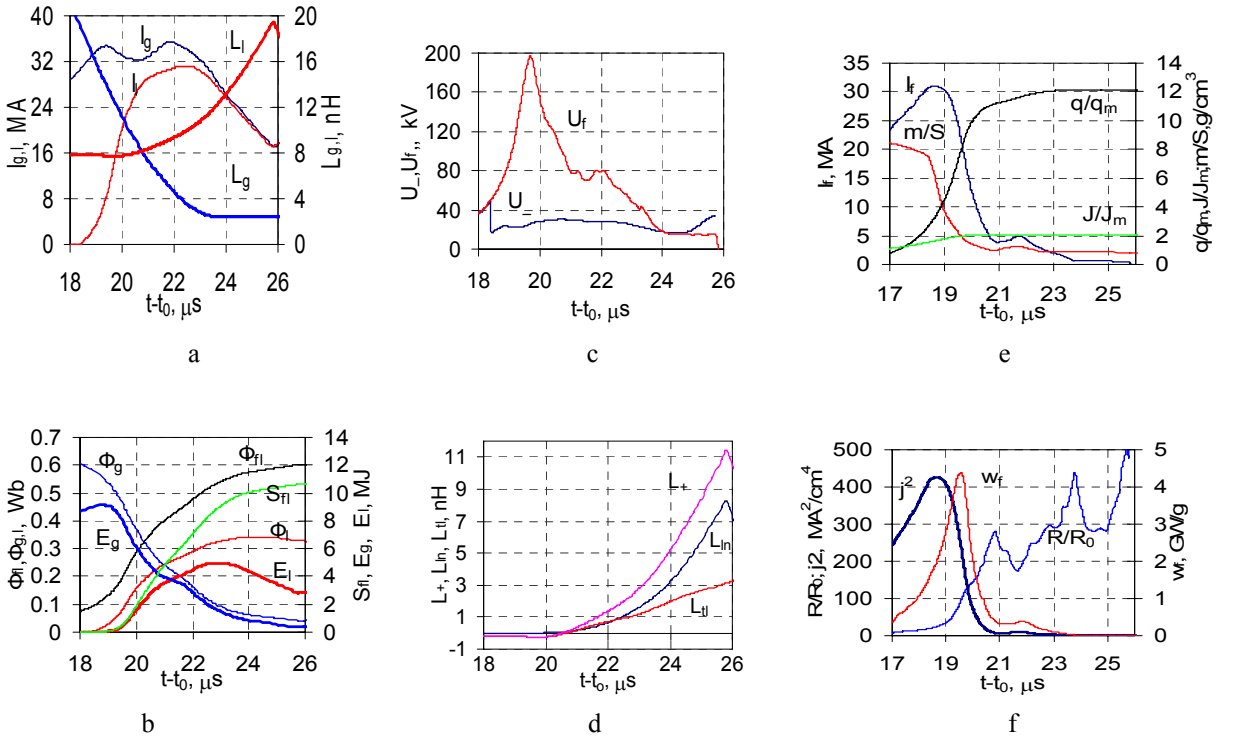


Рис. 13. Результаты расчета 6, см. текст и таблицу 3. Характеристики ФРТ как открывающего ключа в эксперименте ALT-2 (a, b), скорости потерь магнитного потока в токовом контуре ФРТ-ПУ и приращения индуктивности этого контура (c,d), характеристики фольги (e, f). q_m= 0,68 кДж/г и J_m = 1050 МА^2•мкс•см$^{-4}$ – удельный джоулев нагрев и интеграл действия тока при окончании квазистатического плавления (табл. 1)

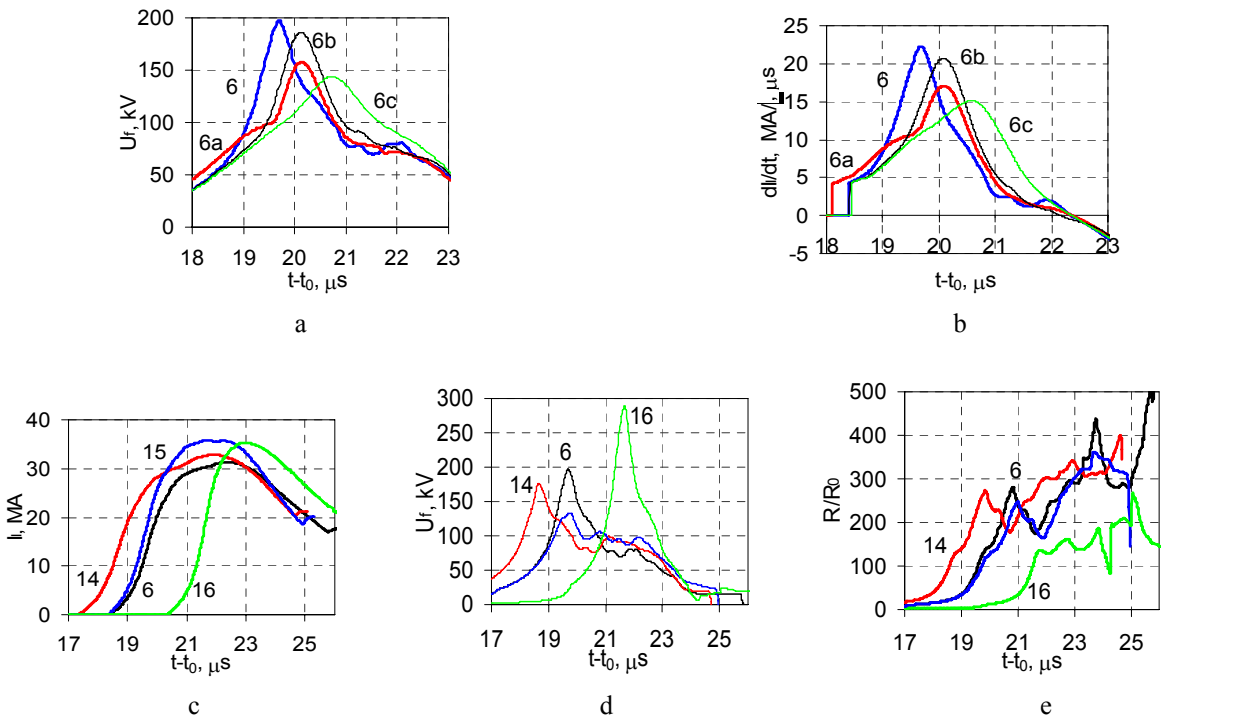


Рис. 14. Результаты расчета 6 и расчетов, отличающихся от него изменениями модели (a, b) или параметров устройства (c–e), см. текст и табл. 4. a, d – напряжение на фольге; b – производная тока в нагрузке; c – ток в нагрузке; e – относительное сопротивление фольги

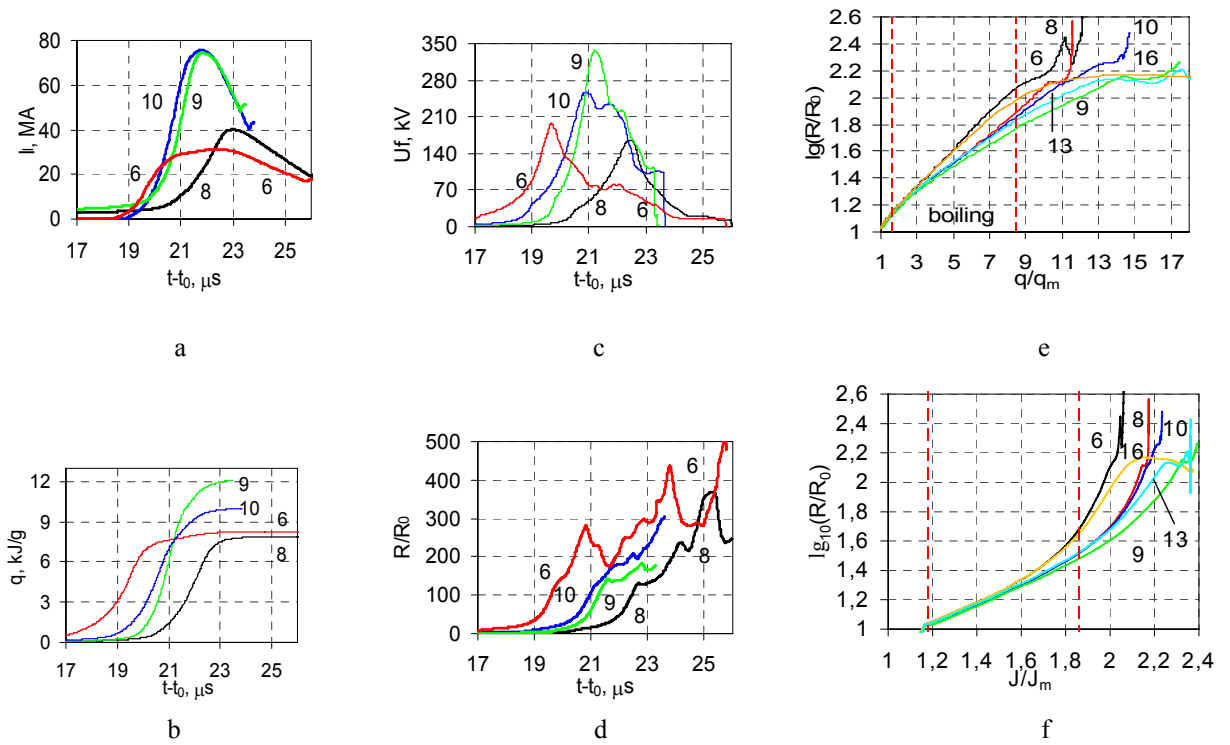


Рис. 15. [37]. Результаты расчетов устройства ALT-2 (6) и его аналогов (8–10, 13, 16, см. табл. 2–4). Токи в нагрузке и напряжение на фольге (a,c), джоулев нагрев иотносительное омическое сопротивление фольги (c, d), сопротивление фольги в зависимости от ее джоулева нагрева и от интеграла действия тока (e, f). q_m = 0,68 кДж/г и J_m= 1050 МА^2•мкс•см$^{-4}$ – конец плавления; вертикальные пунктирные линии – начало и конец кипения (как на рис. 10b)

взрывы фольги в расчетах 8, 10 и 9, 13, 16 (табл. 3 и рис. 15a-f). Как видно из рис. 15e,f, рост сопротивления фольги с ростом ее нагрева или интеграла действия тока в различных расчетах одинаков в начальной стадии кипения (в соответствии с используемой моделью меди); окончание кипения и последующий взрыв фольги происходят поразному, что определяется конкретными условиями и возможными различными механизмами парообразования (такими как гетерогенное и гомогенное кипение).

Заключение

Представлен обзор публикаций по применению сильноточных электровзрывных фольговых размыкателей тока (ФРТ) – для обострения импульсов тока различных ВМГ. В большинстве работ в качестве ФРТ использовались цилиндрические Cu-фольги, а в последние годы – также гофрированные Cu-фольги. Были получены следующие результаты:

– примерно в 20 экспериментах ВНИИЭФ с дисковыми ВМГ токи в индуктивных и лайнерных нагрузках нарастали до 10–45 МА за характерные времена 1–2 мкс; при этом взрывающийся лайнер массой 1 г разгонялся до скоростей 25–50 км/с, конденсированный лайнер массой 53 г – до скорости 12 км/с, имплозия проволочного лайнера током 10МА привела к выходу 0,8 МДж мягкого рентгеновского излучения;

– в экспериментах Лос Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ) с коаксиальным ВМГ ток в индуктивной и лайнерных нагрузках нарастал до 15–29 МА за 6–8 мкс; конденсированные лайнеры массой 39 и 49 г были разогнаны до скоростей 6 и 6,8 км/с;

– в экспериментах со спиральными ВМГ и индуктивными нагрузками ток 10 МА нарастал за 10 мкс и токи 2–3 МА – за ~1 мкс (ЛАНЛ); ток 13 МА – за 5 мкс, ток 8.5 МА – за ~0,4 мкс, токи более 1 МА – за ~0.1 мкс (ВНИИЭФ); времена нарастания токов ~1 мкс, ~0,4 мкс и ~0,1 мкс были получены с применением ФРТ в качестве второй ступени двухступенчатых размыкателей (первая ступень – взрывные размыкатели).

Рассмотрены вопросы численного моделирования и эффективности ФРТ – в основном, экспериментальных и близких к ним возможных и раз-

рабатываемых устройств с дисковыми ВМГ Ø0,4 м. В нагрузках этих устройств токи могут нарастать до 70 МА за ~2 мкс и разгонять конденсированные лайнеры массой 78 г до ~20 км/с, – что представляет интерес для таких исследований, как лайнерная физика и свойства веществ при высоких плотностях энергии.

Автор выражает благодарность С. Ф. Гаранину и В. Б. Якубову за полезные обсуждения материалов работы.

Список литературы

1. Shearer J. W., F. F. Abraham, C. M. Aplin, et al. Explosive-Driven Magnetic-Field Compression Generators. // Journal of Applied Physics, 1968, V. 39, N. 4, P. 2102–2116.

2. Maisonnier Ch., Linhart J. G., Gourlan C. Rapid transfer of magnetic energy by means of exploding foils // Rev. Sci. Instrum. 1966. V. 37. P. 1380–1384.

3. Crawford J. C., Damerow R. A.. Explosively Driven High-Energy Generators. // Journal of Applied Physics, 1968, V. 39, N. 11, P. 5224–5231.

4. Антони Б., Ландюре И., Назе К.. Коммутация спиральног взрывомагнитног генератора с помощью взрывающихся фольг // Накопление и коммутация энергии больших плотностей / Под ред. У. Бостика, В. Нарди, О. Цукера. 1976. Пер. с англ. Москва, Мир, 1979.

5. Петрухин А. А., Голубев В. В., Данов В. М. и др. Результаты экспериментов по передаче энергии мегаджоульного диапазона из взрывомагнитного генератора с помощью фольгового размыкателя тока // Труды третьей международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, Новосибирск, 13–17 июля 1983. Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова, М: «Наука», 1984. С. 384–387.

6. Chernyshev V. K., Buyko A. M., Kostyukov V. N., et al. Investigation of electrically exploded large area foil for current switching // V Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Novosibirsk, July 3-7, 1989. Megagauss Fields and Pulsed Power Systems, eds. V. M. Titov, G. A. Shvetsov, New York: Nova Science Publishers, Inc. 1990. P. 465–470.

7. Buyko A. M., Garanin S. F., Demidov V. A., et al. Investigation of the dynamics of a cylindrical exploding liner accelerated by a magnetic field in the meqaqauss ranqe // Ibidem. P.743–748.

8. Reinovsky R. E., Lindemuth I. R., Goforth J. H. et al. High-performance, high-current fuses for flux compression generator driven inductive store power conditioning applications // Ibidem. P. 453–464.

9. Lindemuth I. R., Caird R. S., Goforth J. H., et al. Evidence of hydrodynamic processes in multiampere copper fuses // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. № 11. P. 7111–7114.

10. Chernyshev V. K., Protasov M. S., Shevtsov V. A. et al. Explosive Magnetic Generators of "POTOK" Family // Digest of Technical Papers. 8th IEEE International Pulsed Power Conference San Diego, California, R. White and K. Prestwich, Editors, 1991. P. 419–433.

11. Buyko A. M., Bidylo N. P., Chernyshev V. K., et al. B.T. Canada J. W., Ekdahl C. A., Goforth J. H., et al. Results of RUSSIAN/US High Performance DEMG Experiment // Digest of Technical Papers. 10th IEEE International Pulsed Power Conference Albuquerque, NM, W. Baker and G.Cooperstein, Editors, 1995. P. 469–477. // IEEE Trans. on Plasma Science. 1997. Vol. 25, No. 2, P. 145–154

12. Буйко А. М., Данов В. М., Мамышев В. И., Якубов В. Б. Методика численного моделирования электровзрывных открывающих ключей и ее использование в экспериментах с дисковыми ВМГ // Туды 7-ой междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров, 5–10 августа 1996. Ред. В. К. Чернышев, В. Д. Селемир, Л. Н. Пляшкевич, Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997. С. 419–427.

13. Демидов В. А., Скоков В. И. Двухкаскадный размыкатель тока для формирования высоковольтного импульса напряжения с фронтом 0,1 мкс // MG-VII, 1996. С. 379–380.

14. Goforth J. H., Atchison W. L., Fowler C. M., et al. Hydrodynamic Liner Experiments Using the Ranchero Flux Compression Generator Systems // Proc. of the VIIIth Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Tallahassee, Florida, USA, 18–23 Oct. 1998. Ed. H. Scneider-Muntau, Singapore: World Scient. Publ. Co. Pte. Ltd. 2004. P. 485–488.

15. Goforth J. H., Anderson W. A., Armijo E. V., et al. Ranchero explosive pulsed power experiments // Dig. Tech. Papers, XII IEEE Int. Pulsed Power Conf., Monterey, Cal., USA, 1999. Eds C. Stallings, H. Kirbie, IEEE, Inc. 1999. ISBN: 0-7803-5498-2. P. 329–331.

16. Buyko A. M., Volkov G. I., Gorbachev Yu. N., et al. Experimental simulation of the energy parameters of the "Atlas" capacitor bank using a disk explosive-magnetic generator // Dig. Tech. Papers, 2001 IEEE Pulsed Power Plasma Science. June 17–22, Las Vegas, Nevada, USA. Eds. R. Reinovsky and

M. Newton. IEEE, Inc. 2001. ISBN: 0-7803-7120-8. P. 135–141.

17. Buyko A. M., Gorbachev Yu. N., Zmushko V. V. et al. Simulation of Atlas parameters in Explosive Magnetic Experiments ALT-1,2 // Proc. of the 9th Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics, M.–St. P., July 2002. Ed. by V.D.Selemir, L.N.Plyashkevich, Sarov, VNIIEF, 2004. P. 747–751.

18. Boriskin A. S., Vlasov Yu. V., DemidovV. A., et al. Current pulse sharpening of multi-element disk generator with electric exploded opening switch // Dig. Tech. Papers, XV IEEE Int. Pulsed Power Conf., Monterey, Cal., USA, 2005. Eds J. Maencken, E. Schamiloglu, ISBN: 978-1-4244-4065-8. 2009. P. 545–548.

19. Boriskin A. S., Demidov V. A., Dimant E. M., et al. Study of Multi-Element Disk Generator with Electric-Exploded Opening Switch // Proc. of the 11th Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, London, 10–14 Sept. 2006. Eds. I.Smith, B. Novac, London: Ist. Eng. Technol. 2007. P. 188–191.

20. Ивановский А. В., Чернышев В. К., Вахрушев В. В. и др. Источник импульсной мощности со скоростью нарастания тока до 10^{14}A/c для разгона легких лайнеров до высоких скоростей на базе дискового ВМГ второго поколения // Сб. докл. VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии (Саров. 21–24 марта 2006). Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. С. 563–566.

21. Selemir V .D., Demidov V. A., Repin P. B. Explosive Soft X-Ray Radiation Source EMIR. // Proc. of the XIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Suzhou, China, 6-19 July, 2010. Eds. SUN Chengwei, LIU Cangli, Chángshā: Press of National University of Defense Technology, 2012. P. 118–131.

22. Ivanovsky A.V. Explosive PW-power current source - myth or reality // Ibidem. P. 32–43.

23. Duday P.V., Bochkov E.V., Dudin V.I., et al. Shaper of a current pulse of megaampere level with rise time of 100 ns. // Proc. 18th Int. Pulsed Power Conf., June 19-23, 2011, Chicago, IL, USA. ISBN: 978-1-4577-0630-1, 2011. P. 522–526.

24. Goforth J. H. et al. Ranchero Status Report 2012 // Отчет Лос Аламосской Национальной Лаборатории, LA-14463 (2013).

25. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М: Мир. 1972.

26. Tucker T.J. and Toth R.P. EBW1: A Computer Code for the Prediction of The Behavior of Electrical Circuits Containing Exploding Wire Elements // SAND-75-0041 (1975).

27. Chace W. G., Levin M. A. Classification of wire explosions // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. P. 1298.

28. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. Москва. Энергоатомиздат. 1990.

29. Абрамова К. Б., Валицкий В. П., Вандакуров Ю. В. и др. Магнитогидродинамические неустойчивости при электрическом взрыве //ДАН СССР, 1966, **167**, № 4. С. 778–781.

30. Baker W. L., Degnan J. H., Reinovsky R. E. High Energy Pulse Power Development and Application to Fast Imploding Plasma Liner // Труды третьей международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, Новосибирск, 13–17 июля 1983. Под редакцией В. М. Титова, Г. А. Швецова, М: «Наука», 1984. С. 39–49.

31. William F. McCullough. One Dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Exploding Foil Opening Switches. // Digest of Technical Papers. 5th IEEE International Pulsed Power Conference, 1985. P.Turchi and M.F.Rose, Editors, 1985. IEEE, Inc. 1986, P. 291–294.

32. Buyko A. M., Ivanova G. G., Morozova I. V., et al. On feasibility to use electrically exploted opening switch on capacitor bank Atlas // Proc. of the 9th Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics, M.–St. P., July 2002. Ed. by V.D.Selemir, L.N.Plyashkevich, Sarov, VNIIEF, 2004. P. 414–419.

33. DiMarko J. N., Burkhardt L. C. Characteristics of a magnetic energy storage system using exploding foils // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. №. 9. P. 3894–3899.

34. Chernyshev V. K. , Kucherov A. I., Mezhevov A. B., et al. Electroexplosive foil 500 kV current opening switch characteristics research // Digest of Technical Papers. 11-th IEEE Int. Pulsed Power Conf., G. Cooperstein and I. Vitkovitsky in Cooperation with IEEE Nuclear and Plasma Sciences Society, 1997. P. 208–1212.

35. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф. и Лучинский А. В. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников // ЖТФ, 1976, том 46, вып. 9. С. 1963–1969.

36. Buyko A. M. Disc Explosive Magnetic Generator and Quasi-Spherical Liner Simulations with a 1D code // Proc. of the 2006 Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics. Nov. 5–10, 2006. Santa Fe, NM, USA. Eds G. F. Kiuttu, P. J. Turchi, R. E. Reinovsky, IEEE, Inc. 2007. P. 287–292.

37. Buyko A. M. High-current systems with an electrically exploded foil opening switch (FOS) // Proc. of the XIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Suzhou, China, 6–19 July, 2010. Eds. SUN Chengwei, LIU Cangli, Chángshā: Press of National University of Defense Technology, 2012. P. 263–272.

38. Буйко А. М., Гаранин С. Ф., Глыбин А. М. и др. Проверка и уточнение параметров устройства для разгона лайнера до 20 км/с // Труды настоящей конференции.

39. Буйко А. М., Данов В. М., Мамышев В. И., Якубов В. Б. Методика численного моделирования дисковых взрывомагнитных генераторов с электровзрывным обострителем тока и лайнерной нагрузкой // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1995. Вып. 4, С. 12–17.

40. Буйко А. М., Буренков О. М., Гаранин С. Ф. и др. Эффективность использования электровзрывных фольговых открывающихся ключей для дисковых ВМГ с энергией 100 МДж при различных индуктивных нагрузках // Туды 7-ой междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров, 5–10 августа 1996. Ред. В. К. Чернышев, В. Д. Селемир, Л. Н. Пляшкевич, Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997. С. 428–436.

41. Гаранин С. Ф., Мамышев В. И. Остывание замагниченной плазмы на границе со взрывающейся металлической стенкой // ПМТФ. 1990. № 1. С. 30–37.

42. Aryutkin M. Yu., Grinevich B. E., Dryamov M. A. et al. Experimental Test Bench on the Basis of Disk EMG Ø250mm to Study Properties of Materials Under Conditions of Loading by Cylindrical Liner // Proc. of the XIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Suzhou, China, 6-19 July, 2010. Eds. SUN Chengwei, LIU Cangli, Chángshā: Press of National University of Defense Technology, 2012. P. 592–599.

43. Lindemuth I. R., Atchison W. L., Faehl R. J. et al. Improved modeling of electrically exploded fuse opening switches in flux compression generator experiments // Dig. Tech. Papers, 2001 IEEE Pulsed Power Plasma Science. June 17–22, Las Vegas, Nevada, USA. Eds. R. Reinovsky and M. Newton. IEEE, Inc. 2001. ISBN: 0-7803-7120-8. P. 909–912.

44. Lindemuth I. R., Reinovsky R. E. and Goforth J. H. Exploding metallic foil fuse modeling at Los Alamos // V Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Novosibirsk, July 3–7, 1989. Megagauss Fields and Pulsed Power Systems, eds. V. M. Titov, G. A. Shvetsov, New York: Nova Science Publishers, Inc. 1990. P. 269–274.

45. Explosively driven pulsed power: helical magnetic flux compression generators // A. A. Neuber, Ed. Berlin: Springer Verlag. 2005.

46. Магнитокумулятивные генераторы – импульсные источники энергии, том 1. Ред. В. А. Демидов, Л. Н. Пляшкевич, В. Д. Селемир. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2012.

47. Chernyshev V. K., Mokhov V. N., et al. Investigation of Liner Ponderomotor Units, Used as Drivers in Magnetic Implosion System // Digest of Technical Papers. 8th IEEE International Pulsed Power Conference, San Diego, California, R.White and K. Prestwich, Editors, 1991. P.438–456.

48. Buyko A. M., Ivanova G. G., Mokhov V. N., et al. Concave variable-mass liner // Digest of Technical Papers, Pulsed Power Plasma Science. Eds. R. Reinovsky and M. Newton. Las Vegas, Nevada, 2001. P. 1382–1385.

49. Buyko A. M., Burenkov O. M., Garanin S. F. et al. On potential efficiency of ~20MJ helical EMG two-stage current pulse opening switches for generation of ~20MA current pulses with ~0,1μs front in liner load // Dig. Tech. Papers, XII IEEE Int. Pulsed Power Conf., Monterey, Cal., USA, 1999. Eds C. Stallings, H. Kirbie, IEEE, Inc. 1999. ISBN: 0-7803-5498-2. P. 867–871.

50. Volkov G. I., Buyko A. M., Vakhrushev V. V. et al. Electromagnetik implosion of a tubular liner by helical EMJ with current open switch // V Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Novosibirsk, July 3–7, 1989. Megagauss Fields and Pulsed Power Systems, eds. V. M. Titov, G. A. Shvetsov, New York: Nova Science Publishers, Inc. 1990. P. 699–701.

МОДЕЛЬ ДИСКОВОГО ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА С МАГНИТОДИНАМИЧЕСКИМ ФОРМИРОВАТЕЛЕМ СУБМИКРОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ТОКА В ЛАЙНЕРНОЙ НАГРУЗКЕ

А. А. Базанов, А. В. Ивановский, В. Ш. Шайдуллин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Рассматривается модель дискового взрывомагнитного генератора диаметром 400 mm с начальной энергоемкостью ~ 40 MJ, снабженного совмещенным с ним в едином корпусе кумулятивным обострителем тока и выносным магнитодинамическим размыкателем. Расчетно показано, что указанное устройство способно создавать в динамических нагрузках с конечной индуктивностью ~ 10 *n*H импульс тока амплитудой до 20 MA с фронтом нарастания ~ 130 ns, что обеспечивает возможность быстрого обжатия (за время ~60 ns) легких лайнеров (~ 20–30 mg) для целей генерации мощных потоков мягкого рентгеновского излучения. Приводятся результаты тестирования на соответствие эксперименту расчетной модели магнитодинамического размыкателя, являющегося критическим элементом устройства.

Введение

В работе [1] авторами рассмотрена возможность применения для коммутации мультимегаамперных импульсов тока магнитодинамических размыкателей (МДР). Принцип их действия основан на использовании эффекта быстрого развития краевых магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей, возникающих под влиянием давления магнитного поля на искусственно вносимых в проводник размыкателя локальных неоднородностях, что приводит к рассечению проводника. При этом расчетное моделирование ограничивалось такими источниками энергии, как конденсаторные батареи (КБ) энергоемкостью 0,5–2 MJ и спиральные взрывомагнитные генераторы (СВМГ) с энергозапасом до 13.5 MJ. Однако анализ указывал на возможность использования МДР для источников энергии с существенно большим энергозапасом, способных генерировать импульсы тока амплитудой в десятки мегаампер. Кроме того, в прежней работе исследовались предельные по быстродействию возможности размыкателя, поэтому не учитывалось влияние динамически возрастающей нагрузки на режим коммутации. Настоящая работа продолжает начатое исследование. В ней рассматривается модель дискового взрывомагнитного генератора (ДВМГ) с энергозапасом около 40 MJ, коммутируемого на лайнерную нагрузку. Этот источник, являясь компактным и относительно недорогим (но при этом одноразовым в использовании), по характеристикам сопоставим с такой крупномасштабной установкой, как PBFA-Z, построенной в «Сандийской национальной лаборатории» США [2] для исследования процессов генерации мягкого рентгеновского излучения при быстром схлопывании оболочек.

1. Описание устройства

Конструктивно-компоновочное исполнение устройства представлено на рис. 1,*а*. Устройство содержит ДВМГ 1, запитываемый от спирального предусилителя тока 2 (СВМГ), магнитодинамический размыкатель 3, соединенный с ДВМГ коаксиальной передающей линией 4, и лайнерную нагрузку 5. В качестве ДВМГ выбран хорошо известный по публикациям генератор диаметром 400 mm (см., например, [3]). ДВМГ содержит закорачивающий его осесимметричный проводник 6, размыкаемый на завершающей стадии работы ДВМГ. Закорачивающий проводник 6 установлен вблизи наружной цилиндрической стенки 7 ДВМГ и отделен от неё изолятором 8.

Работа ДВМГ осуществляется следующим образом [3]. Введенный от спирального предусилителя 2 в замкнутый контур ДВМГ начальный магнитный поток захватывается контуром ДВМГ при срабатывании взрывного замыкателя 9. Затем синхронно возбуждается процесс распространения

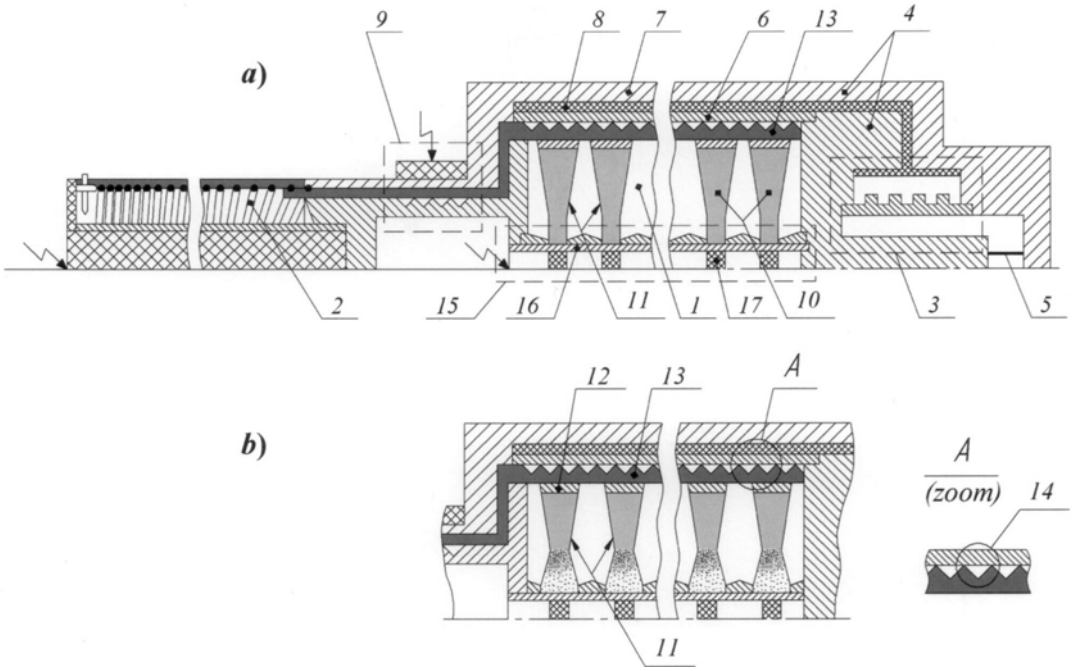


Рис. 1. (*a*) – конструктивно-компоновочное исполнение устройства; (*b*) – ДВМГ в процессе сжатия магнитного потока

радиальной детонации (от внутреннего радиуса к наружному) во взрывчатом веществе (ВВ), заполняющем дисковые элементы 10. Расширяясь, под действием продуктов взрыва торцевые тарели 11 дисковых элементов сжимают магнитный поток в контуре (см. рис.1, *b*).

Энергия E_D в контуре нарастает за счет быстрого падения его индуктивности:

$$E_D = \left(\eta\Phi_0\right)^2 \Big/ 2\left(L_{nD}(t) + L_D\right).$$

Здесь Φ_0 – начальный магнитный поток ДВМГ, η – коэффициент потерь магнитного потока из-за диффузии поля в токопроводящие стенки контура, $L_{nD}(t)$ – изменение индуктивности контура в процессе его сжатия, L_D – конечная индуктивность ДВМГ, причем $L_{nD}(t)\to 0$ при росте t, а $L_D \ll L_{nD}(0)$.

Когда детонация выходит на утолщенные металлические стенки 12 дисковых элементов, они, разгоняясь, ударяют по изолятору 13, имеющему кольцевые угловые проточки 14. В результате в местах расположения угловых проточек формируются кумулятивные струи, разрушающие закорачивающий проводник 6. Накопленная в ДВМГ электромагнитная энергия перебрасывается в МДР 3 (происходит переключение тока).

Применение кумулятивного (а не электровзрывного, как часто практикуется [4]) способа размыкания контура ДВМГ, позволяет использовать относительно толстый закорачивающий проводник 6, препятствующий диффузии через него магнитного поля и, тем самым, избежать появления медленно нарастающего предимпульса тока на МДР, способного ухудшить его работу.

Следует отметить, что, хотя взрывные кумулятивные коммутаторы хорошо известны (см., например, [5]), их совмещение в едином устройстве с ДВМГ считалось нецелесообразным, т. к. кумулятивные участки оказываются фрагментированными по дисковым элементам. Как следствие, их количество на единицу длины разрушаемого проводника сокращается, что должно приводить к уменьшению быстродействия кумулятивного размыкателя из-за снижения скорости нарастания его сопротивления в процессе разрушения проводника. В данном случае, как это следует из работы [1] и изложенных далее результатов расчетного моделирования, к кумулятивному размыкателю тока не предъявляется требование высокого быстродействия. Именно это позволяет совместить взрывной кумулятивный размыкатель с ДВМГ и, тем самым, сэкономить на количестве ВВ. Однако, в принципе, ничто не препятствует устанавливать его отдельно, последовательно с ДВМГ. Это никак не скажется на результатах расчетного моделирования при условии, что индуктивность контура останется неизменной.

2. Основные характеристики предусилителя и ДВМГ

Известно, что СВМГ оптимизируют таким образом, чтобы они имели экспоненциальную форму нарастания тока. На практике форма тока в той или иной степени всегда отклоняется от экспоненты по разным причинам: влияние диффузионных потерь магнитного потока [6], влияние нагрузки, конструктивные особенности и т.п. В этой ситуации универсальным способом охарактеризовать быстродействие СВМГ является определение эффективного времени нарастания тока через отношение интеграла тока к квадрату его амплитуды $\left(I_{mp}\right)^2$:

$$\tau_{ef} = \frac{2 \cdot \int_0^{t_m} I(t)^2 \, dt}{I_{mp}^2} \qquad (1)$$

Нетрудно убедиться, что для генераторов с идеально экспоненциальной кривой тока это определение совпадает с временем его нарастания в «*e*» раз. Для этого достаточно подставить в (1) выражение (2) для интеграла тока J «идеального» СВМГ:

$$J = \int_0^{t_m} \left(I_0 \cdot Exp\left[\frac{t}{\tau_e} \right] \right)^2 dt = \frac{\left(I_{mp}^2 - I_0^2 \right) \cdot \tau_e}{2} \approx \frac{I_{mp}^2 \cdot \tau_e}{2} \qquad (2)$$

Здесь I_0 – начальный ток предусилителя; τ_e – время нарастания тока в «*e*» раз. Предусилитель обычно запитывается от КБ, причем $I_0 << I_{mp}$.

Таким образом, при использовании эффективного времени нарастания тока предусилителя интеграл действия тока определяется формулой (2), в которой $\tau_e = \tau_{ef}$.

Интеграл действия тока характеризует степень разрушающего воздействия электромагнитного поля на узлы ДВМГ. Введение магнитного потока не должно вызывать нарушение работы центрального инициирующего узла 15, размещенного вдоль оси ДВМГ в цилиндрической тонкостенной металлической трубе 16 (рис.1, *а*). В работе [7] показано, что критерий устойчивости полых цилиндрических проводников к электродинамическим нагрузкам, создаваемым давлением магнитного поля, имеет вид:

$$\frac{1}{2} \mu \cdot \int_0^t H(t)^2 \, dt \le \Sigma_y \cdot \delta \cdot \sqrt{\frac{\rho}{Y}} \qquad (3)$$

где $H(t)$ – напряженность магнитного поля на поверхности проводника; δ – его толщина; μ – магнитная проницаемость; Σ_y – предел текучести; ρ – плотность материала проводника; Y – модуль Юнга. Однако в ДВМГ давление магнитного поля не воздействует непосредственно на трубу узла инициирования. Имеет место опосредованное воздействие: сначала происходит торцевое сдавливание тонкостенных медных тарелей (толщиной 1–2 mm) преимущественно в области внутреннего диаметра d дисковых элементов. Давление с тарелей передается на содержащееся между ними ВВ, что может приводить к деформации трубы 16 в местах расположения средств инициирования 17. Как результат – возможное нарушение их работы и вероятность самопроизвольного подрыва ВВ.

Учитывая сказанное, а также то, что $H(t) = I_P(t)/d$, критерий (3) следует переписать в форме:

$$J = \int_0^{t_m} I_P(t)^2 \, dt \le \lambda\left(\Sigma_y, \delta, \rho, Y\right) \cdot d^2 \qquad (4)$$

Здесь $I_P(t)$ – ток предусилителя; λ – коэффициент пропорциональности, являющийся функцией, указанных в уравнении (3) постоянных, который также может зависеть от способа соединения дисковых тарелей с угловыми вставками 18. Вид функциональной зависимости в общем случае не совпадает с тем, что следует из уравнения (3). На практике коэффициент λ для каждого исполнения узла инициирования определяют экспериментально.

Напряжение на входе ДВМГ в процессе его запитки не может превышать максимально допустимого значения напряжения предусилителя U_{mp} (хотя сам по себе многоэлементный ДВМГ, как правило, способен выдерживать на входе большие напряжения, чем предусилитель). При форме нарастания тока, близкой к экспоненциальной, это означает:

$$U_{mp} \ge \frac{I_{mp} \cdot L_0(d)}{\tau_{ef}} \qquad (5)$$

где $L_0(d)$ – начальная индуктивность ДВМГ, зависящая от внутреннего диаметра дисковых элементов (помимо прочих размеров, которые мы считаем фиксированными для выбранного типа ДВМГ).

Выражения (2), (4), (5) позволяют найти максимально допустимый ток I_{mp} запитки ДВМГ от предусилителя:

$$I_{mp} = \left[\frac{2U_{mp} \cdot \lambda \cdot d^2}{L_0(d)} \right]^{\frac{1}{3}}; \qquad (6)$$

Учитывая закон сохранения магнитного потока, а также принимая во внимание его частичные потери в процессе компрессии ДВМГ и коммутации двух размыкателей, нетрудно убедиться, что амплитуда импульса тока в нагрузке I_{Wm} составит:

$$I_{Wm} = \frac{\eta \cdot \eta_1 \cdot \eta_2}{L_D + L_C + L_T + L_W} \cdot \sqrt[3]{2\lambda} \cdot \left[d \cdot L_0(d) \right]^{\frac{2}{3}} \cdot U_{mp}^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$

Здесь η, η_1, η_2 – коэффициенты сохранения магнитного потока для ДВМГ, кумулятивного и магнитодинамического размыкателей, соответственно; L_C – индуктивность полости под установку изолятора 8 (рис. 1, *а*); L_T – индуктивность передающей линии; L_W – индуктивность нагрузки, которую на этапе аналитических оценок будем считать постоянной и равной величине, достигаемой при десятикратном радиальном обжатии лайнера I_{Wm}.

Поскольку $L_0(d)$ имеет слабую логарифмическую зависимость от d (т. к. геометрия ДВМГ коаксиальна), то, как следует из (7), амплитуда импульса тока в нагрузке I_{Wm} возрастает с увеличением внутреннего диаметра дисковых элементов примерно пропорционально $d^{2/3}$. Это происходит из-за существенного увеличения допустимого значения тока $I_{mp,}$ вводимого в ДВМГ при возрастании диаметра d, в силу условия (4) и формулы (6). Предельным является значение d, соответствующее максимальному значению тока $I_{mp,}$ который способен генерировать предусилитель (СВМГ) на нагрузку $L_0(d)$ (т. е. на индуктивность ДВМГ) так, чтобы при этом обеспечивалось условие (5). Формулы (5), (7) устанавливают также влияние электропрочности СВМГ на предельную величину тока I_{Wm} в нагрузке. Как видно, с ростом U_{mp} ток возрастает пропорционально $\left(U_{mp}\right)^{1/3}$.

Отметим, что нарушение работы ДВМГ на стадии предварительной запитки возможно не только в случае нарушения критериев (4) и (5), но и подрыва основного заряда ВВ под воздействием давления магнитного поля, а также в случае механического разрыва контактных соединений контура ДВМГ на внутреннем радиусе. Увеличение внутреннего диаметра дисковых элементов способствует снижению всех этих угроз, т. к. с увеличением d давление магнитного поля падает. Действительно, магнитное давление $P \propto H^2 \propto \left(I_{mp}/d\right)^2$, из (6) $I_{mp} \propto \left\{d^2/L_0(d)\right\}^{1/3}$ и, следовательно, $P \propto \left\{d \cdot \ln\left(L_0(d)\right)\right\}^{-2/3}$. Как указывалось, зависимость $L_0(d)$ слабо влияет на результат. Кривая относительного падения давления, с учетом зависимости $L_0(d)$ для выбранного типа ДВМГ приведена на рис. 2. Таким образом, увеличение внутреннего диаметра дисков способствует не только увеличению амплитуды тока в нагрузке, но и повышению устойчивости ДВМГ к воздействию ударных электродинамических нагрузок.

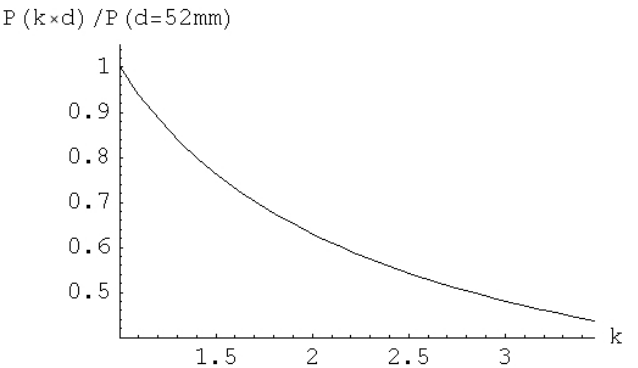


Рис. 2. Кривая относительного падения предельно допустимого давления магнитного поля на внутреннем диаметре дисковых элементов при егоувеличении в k раз по сравнению с типовым значением d = 52 mm

Для определения диаметра узла инициирования ДВМГ и количества дисковых элементов, необходимых для достижения заданной амплитуды импульса тока I_{Wm} в нагрузке, нужно подставить в систему уравнений (6) и (7) соотношения:

$$L_0(d) = n \cdot L_e(d) \qquad (8)$$

$$L_D = \frac{\mu}{2\pi} \cdot n \cdot \Delta l \cdot \ln\left(\frac{D + 2\delta_1}{D} \right) \qquad (9)$$

$$L_C = \frac{\mu}{2\pi} \cdot n \cdot \Delta l \cdot \ln\left(\frac{D + 2\delta_1 + 2\delta_2}{D + 2\delta_1} \right) \qquad (10)$$

и решить её относительно неизвестных параметров n и d. Здесь n – количество дисков; $L_e(d)$ – индуктивность, приходящаяся на один дисковый элемент ДВМГ; Δl – расстояние между центрами дисков; D – диаметр дискового элемента; δ_1 и δ_2 –

толщины изоляторов 8 и 13 (рис. 1, *а*), соответственно. Заметим, что в соответствии с законом сохранения магнитного потока при $n \to \infty$ ток в нагрузке ограничен величиной $I_{W\max} = L_e I_{mp}\,\eta/\left(L_{1D}+L_{1C}\right)$, где L_{1D} и L_{1C} – индуктивности изоляторов 13 и 8 на длине Δl (рис. 1,*а*). Причем чем больше дисков и меньше их внутренний диаметр *d*, тем меньшее значение η имеет генератор из-за возрастания омических потерь в контактных соединениях. Поэтому при ограниченной величине тока предусилителя I_{mp} не всегда возможно достичь желаемой амплитуды импульса тока в нагрузке сколь велико не было бы количество дисковых элементов ДВМГ. В этом случае система уравнений (6)…(10) не имеет физически значимого решения. Легко убедиться, что аналогичный вывод можно сделать для случая, когда взрывной кумулятивный размыкатель вынесен за пределы ДВМГ.

В расчетной модели использовался предусилитель с выходным током $I_{mp} = 12$ МА. Допустимое напряжение в его контуре и индуктивность передающей линии полагались равными: $U_{mp} = 33\,kV$, $L_T = 8nH$ (заметим, что значение U_{mp} было намеренно занижено, чтобы иметь запас по электропрочности, учитывая «не идеальность» реального СВМГ; в действительности изоляция витков СВМГ обычно выдерживает напряжение труба-спираль до ~50 *kV*). Основываясь на реально проектируемых конструкциях лайнерных нагрузок, было принято, что $L_{Wm} \approx 10\,nH$. Исходя из имеющихся наработок, толщины изоляторов 13, 8 (рис. 1, *а*) были взяты равными, соответственно: $\delta_1 = 10$ mm, $\delta_2 = 5$ mm. Расстояние между центрами дисков составляло $\Delta l = 61{,}4$ mm; диаметр дискового элемента $D = 414$ mm. Коэффициент потерь магнитного потока ДВМГ полагался равным $\eta \approx 0{,}6$ (см. [3, 8]); значения $\eta_1 \approx \eta_2 \approx 0{,}9$. Параметр λ, определялся на основе имевшихся экспериментальных данных. Для типовой конструкции узла инициирования ДВМГ он составляет $\lambda \approx 3{,}7 \cdot 10^7\,\mathrm{A^2 \cdot s/cm^2}$.

Предварительные аналитические оценки при указанных выше параметрах системы привели к следующим результатам. Для того чтобы в нагрузке получить импульс тока амплитудой 22 МА, ДВМГ должен иметь двенадцать дисковых элементов с внутренним диаметром *d*, равным 90 mm. Его начальная индуктивность составляет $L_0 = L_e n = 8{,}86\,nH \cdot 12 \approx 106\,nH$, конечная – $L_D \approx 7\,nH$ (см.(9)). Индуктивность полости под установку изолятора 8 (рис.1, *а*) - $L_C \approx 3.4$ nH (см. (10)). Ток ДВМГ в момент окончания сжатия контура – $I_{md} = (I_{mp} \cdot L_0 \cdot \eta / L_D) \approx 114$ МА.

Оценим предельно допустимое быстродействие взрывного размыкателя, совмещенного с ДВМГ в заданной конфигурации при вышеприведенных параметрах устройства. Известно, что надежная работа взрывного кумулятивного размыкателя обеспечивается, если погонное напряжение U_V вдоль его длины в процессе коммутации не превышает 6 *kV*/cm [9] (получение больших напряжений возможно, но усложняет исполнение устройства и повышает риски). Следовательно, должно выполняться условие:

$$n \cdot \Delta l \cdot U_V \geq \left(L_C + L_T\right) \cdot \left(\frac{dI_S}{dt}\right)_{\max}, \qquad (11)$$

где $I_S(t)$ – ток, переключаемый в МДР. При разрыве контура индуктивного накопителя энергии (ДВМГ) импульс тока, поступающего на вход МДР, с достаточной точностью можно представить в форме:

$$I_S(t) = I_{ms} \cdot \left(1 - Exp\left[-\left(\frac{t}{t_f}\right)^2\right]\right), \qquad (12)$$

если считать зависимость сопротивления взрывного размыкателя от времени линейной [1]. В этом случае имеем:

$$\left(\frac{dI_S(t)}{dt}\right)_{\max} = \frac{I_{ms}}{t_f} \cdot \sqrt{\frac{2}{e}}\,. \qquad (13)$$

В (12) и (13) t_f – характерное время нарастания тока; I_{ms} – амплитуда тока, переключаемого в МДР:

$$I_{ms} = \frac{I_D \cdot L_D \cdot \eta_1}{L_D + L_C + L_T}\,. \qquad (14)$$

Подставляя (13) и (14) в (11), находим:

$$t_f \geq \frac{\left(L_C + L_T\right) \cdot I_D \cdot L_D \cdot \eta_1}{\left(L_D + L_C + L_T\right) \cdot n \cdot \Delta l \cdot U_V} \cdot \sqrt{\frac{2}{e}} \approx 0{,}86\,\mu s \qquad (15)$$

Время t_f связано со средней скоростью нарастания сопротивления кумулятивного размыкателя $R_t = << \frac{dR}{dt} >>$ соотношением (см.[1]):

$$t_f = \sqrt{\frac{2 \cdot L_G \cdot L_T}{(L_G + L_T) \cdot R_t}}. \qquad (16)$$

Отсюда с учетом (15) имеем:

$$R_t = \frac{2 \cdot L_D \cdot L_T}{(L_D + L_T) \cdot {t_f}^2} \le 9 \frac{m\Omega}{\mu s}. \qquad (17)$$

Параметр t_f связан с характерным временем τ_f нарастания тока на входе МДР по уровню 0,1..0,9 от максимального значения соотношением $\tau_f \approx 1{,}193 \cdot t_f$.

Выражение (17) дает оценку максимально допустимой скорости нарастания сопротивления кумулятивного размыкателя для данной конкретной конфигурации устройства, при которой он может быть совмещен с ДВМГ (см. рис.1) без риска возникновения шунтирующего пробоя. Как показано ниже, указанного быстродействия с запасом хватает для обеспечения эффективной работы МДР.

3. Расчетная модель

Расчетная модель устройства представлена на рис. 3. Контур ДВМГ и передающая линия, соединяющая его с МДР, изображены в виде электрической схемы (поз. I).

Состояние, показанное на рисунке, относится к начальному моменту времени, за который принимается момент окончания компрессии магнитного потока в ДВМГ (конечная индуктивность – L_D). Поскольку часть индуктивности передающей линии $\Delta L_S = 4{,}4\ nH$ является входной индуктивностью МДР, которая автоматически учитывается в МГД расчете, то на схему вынесено значение ΔL_T за вычетом этой части, т. е. $\Delta L_T = L_T - \Delta L_S = 3{,}6\ nH$. Считалось, что в процессе работы устройства индуктивность передающих шин ΔL_T остается постоянной (возможная деформация шин под действием давления магнитного поля не принималась во внимание). Конечный ток в контуре ДВМГ варьировался в диапазоне $I_{md} = I_D(0) = I_R(0) = 103 - 125$ МА с целью проверки влияния этого фактора на быстродействие МДР. С этой же целью варьировалась скорость нарастания сопротивления кумулятивного размыкателя тока. Она задавалась линейным приближением $R(t) = R_t \cdot t$, где коэффициент R_t изменялся в диапазоне 1,0–5,5 $m\Omega/\mu s$ в соответствии с условием (17) для размыкателя, совмещенного с ДВМГ. Для проверки целесообразности применения выносного взрывного кумулятивного размыкателя один из расчетов был проведен с повышенным значением скорости нарастания сопротивления $R_t = 13\ m\Omega/\mu s$. Во всех расчетах в начальном

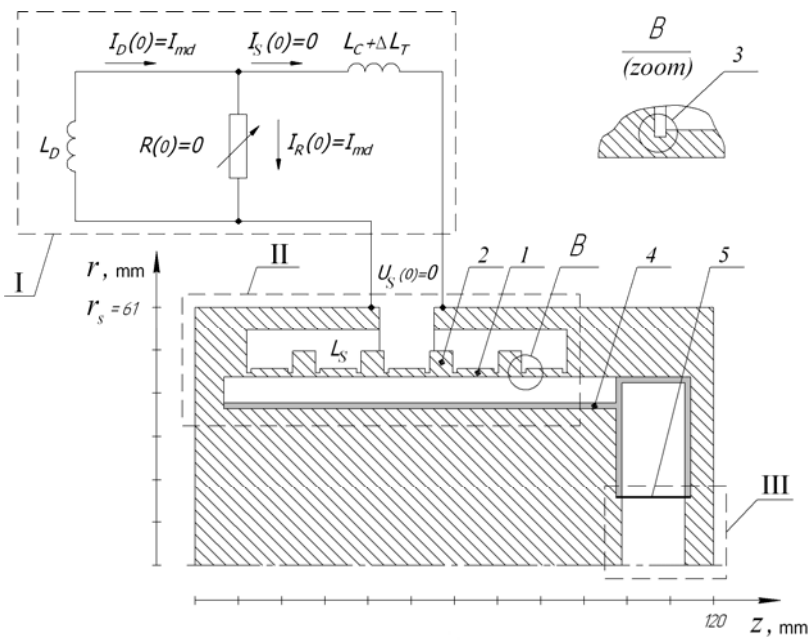


Рис. 3. Расчетная модель устройства

состоянии сопротивление кумулятивного размыкателя принималось равным нулю $\left(R(0)=0\right)$, поэтому ток и напряжение на входе МДР отсутствовали: $I_S(0)=0,\ U_S(0)=0.$

В расчетной модели предполагалось, что МДР (поз.II) выполнен в виде единого блока с нагрузкой (поз. III). Коммутационный элемент МДР шунтирует передающую линию и представляет собой, как в работе [1], проводник, состоящий из ряда последовательно установленных полых цилиндрических перемычек 1 (их пять), разделенных торцевыми перегородками 2. Толщина стенки перемычек 1,3 mm. Они имеют кольцевые проточки 3 по краям размером 0,16×0,16 mm для усиления локальных неоднородностей, по которым происходит рассечение проводника. Для предотвращения шунтирования нагрузки продуктами разрушения проводника в передающую линию, соединяющую нагрузку с МДР, установлен изолятор 4.

Динамическая нагрузка L_W представляет собой цилиндрический лайнер 5, сжимаемый к оси под действием магнитного поля.

Электрическая цепь ДВМГ и кумулятивного размыкателя (контур I на рис. 3) описывалась системой уравнений с сосредоточенными параметрами:

$$\begin{cases} L_D\cdot\dfrac{dI_D(t)}{dt}+R(t)\cdot I_R(t)=0 \\ R(t)\cdot I_R(t)=\left(L_C+\Delta L_T\right)\cdot\dfrac{dI_S(t)}{dt}-U_S(t) \\ \overline{I}_D(t)=\overline{I}_S(t)+I_R(t) \\ R(t)=R_t\cdot t \\ U_S(t)=-\dfrac{d}{dt}\left(\int\limits_S H_\varphi dS\right) \\ I_D(0)=I_{md}\ ,\ \ I_R(0)=I_{md} \end{cases} \qquad (18)$$

Здесь $U_S(t), I_S(t)$ – напряжение и ток на входе МДР, H_φ – напряженность магнитного поля, входящая в систему МГД уравнений, описывающую работу МДР. Отметим, что напряженность магнитного поля ***H*** имеет только азимутальную составляющую в силу аксиальной симметрии задачи по току.

Для расчета МДР использовалась система уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial\rho}{\partial t}+div(\rho\cdot\mathbf{u})=0\ ; \\ \rho\cdot\left(\dfrac{\partial\mathbf{u}}{\partial t}+(\mathbf{u}\cdot\nabla)\cdot\mathbf{u}\right)=-\nabla P+\mathbf{j}\times\mathbf{H}\ ; \\ \rho\cdot\left(\dfrac{\partial q}{\partial t}+\mathbf{u}\cdot\nabla q\right)=-P\cdot div(\mathbf{u})+\dfrac{j^2}{\sigma}\ ; \\ \nabla\times\mathbf{E}=-\dfrac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}\ ; \\ \nabla\times\mathbf{H}=4\pi\cdot\mathbf{j}\ ; \\ \mathbf{j}=\sigma\cdot(\mathbf{E}+\mathbf{u}\times\mathbf{H})\ ; \\ P=P(T,\rho)\ ; \\ q=q(T,\rho)\ ;\ \sigma=\sigma(T,\rho) \end{cases} \qquad (19)$$

Здесь ρ – массовая плотность вещества, $\mathbf{u}$ – скорость вещества, P – давление,

$\mathbf{j}$, $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ – векторы плотности тока, магнитного и электрического поля, σ – электрическая проводимость, q – удельная энергия вещества (энергия в единице массы).

В расчетах были использованы уравнение состояния меди и зависимость её проводимости от температуры и плотности из работы [10].

В силу ограниченности расчетного шага и малой толщины лайнера (микроны) по сравнению с размерами МДР задача о его движении не могла быть решена в едином МГД приближении для всего устройства (это потребовало бы неприемлемо большого расчетного времени). Поэтому изменение положения лайнера (контур III на рис.3) определялось отдельно на каждом расчетном шаге с использованием простейшего уравнения движения:

$$\frac{d^2r(t)}{dt^2}=-\frac{I_W(t)^2}{m\cdot r(t)} \qquad (20)$$

с начальными условиями, которые брались из МГД расчета. Здесь r_0, $r(t)$ – начальный и текущий радиусы лайнера, соответственно; m – погонная масса лайнера. Такой подход представляется вполне оправданным, т.к. в данном случае исследовались закономерности формирования импульса тока, а не эффекты, связанные с процессом схлопывания лайнера.

4. Результаты расчетного моделирования

В таблице 1 представлены результаты расчетного моделирования процесса формирования им-

пульса тока в нагрузке, полученные для ДВМГ, генерирующего в собственном контуре конечный ток амплитудой $I_{md} = I_D(0) = 114$ МА. В таблице введены обозначения: M – масса ускоряемого лайнера; I_{Wm} – амплитуда импульса тока в нагрузке; τ – фронт нарастания тока в нагрузке по уровню 0,1…0,9 от амплитудного значения; τ_i – характерное время изменения индуктивности нагрузки в интервале 0,1…0,9 от её величины, достигаемой в момент десятикратного обжатия лайнера. Расчетные данные приведены для лайнеров массой 17 и 25 миллиграмм при различных значениях скорости нарастания R_t сопротивления кумулятивного размыкателя. Длина лайнера составляла 15 mm, начальный радиус установки – 17 mm. Расчет завершался в момент десятикратного обжатия лайнера.

Таблица 1

Результаты расчетного моделирования при варьировании скорости нарастания R_t сопротивления кумулятивного размыкателя тока

$I_D(0)$ = 114 МА					
R_t, $m\Omega/\mu s$	τ_f, μs	M, mg	I_{Wm}, МА	τ, ns	τ_i, ns
1.0	3.0	17	17.6	136	65
		25	18.8	142	73
2.3	1.95	17	19	127	60
		25	20.5	133	67
5.5	1.32	17	18.5	132	66
		25	19.8	138	71
13	0.9	17	16.8	122	67
		25	18	132	76

Как видно из таблицы, оптимальным с точки зрения минимизации времени схлопывания лайнера является режим, соответствующий скорости нарастания сопротивления кумулятивного размыкателя R_t=2,3 mΩ/μs. В этом режиме на входе МДР формируется импульс тока с фронтом нарастания $\tau_f \approx 2\,\mu s$, а время схлопывания 17-и миллиграммового лайнера составляет 60 *ns*. Указанное значение R_t с хорошим запасом удовлетворяет условию (17), поэтому кумулятивный размыкатель может быть совмещен с ДВМГ. В выносном варианте исполнения при R_t =13 mΩ/μs быстродействие МДР уменьшается (см. табл. 1). Наличие оптимума является особенностью магнитодинамического размыкателя и не характерно для размыкателей других типов (обычно быстродействие размыкателей возрастает при сокращении фронта нарастания, подаваемого на них импульса тока). Отметим также, что отклонение от оптимального значения τ_f в пределах $\pm 1\,\mu s$ не приводит к существенному изменению характеристик МДР. Это качество позволяет надеяться на получение относительно устойчивых параметров выходного импульса при отклонениях режима коммутации кумулятивного размыкателя от оптимального.

Для проверки устойчивости параметров коммутации МДР к изменению выходного тока дискового генератора были проведены дополнительные расчеты при конечном токе ДВМГ, равном 103 и 125 МА. Расчеты выполнены при указанном выше оптимальном значении скорости нарастания сопротивления кумулятивного размыкателя R_t = 2,3 mΩ/μs. Геометрические параметры МДР сохранялись прежними. Результаты расчета приведены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты расчетного моделирования при варьировании конечного тока ДВМГ

R_t = 2,3 $m\Omega/\mu s$, τ_f = 1,95 μs				
$I_D(0)$, МА	M, mg	I_{Wm}, МА	τ, ns	τ_i, ns
103	17	20.2	136	60
	25	21.5	142	65
125	17	18.5	125	61
	25	19.9	133	69

Как следует из сопоставления таблиц 1 и 2, режим коммутации МДР оказывается устойчивым к отклонениям тока ДВМГ. Причем снижение конечного тока ДВМГ от 114 до 103 МА не приводит к какому-либо заметному изменению времен τ_i схлопывания лайнера. При возрастании тока до125 МА время схлопывания увеличивается, но незначительно – на единицы наносекунд. Это позволяет ожидать от устройства высокой стабильности.

В качестве иллюстрации на рис. 4 представлены результаты расчетного МГД-моделирования динамики срабатывания магнитодинамического размыкателя в режиме $I_D(0) = 114$ МА, R_t = 2,3 mΩ/μs (см. табл. 1) при переключении тока в лайнерную нагрузку. Кривые переключения тока показаны на рис. 5 для лайнера массой 17 *mg*.

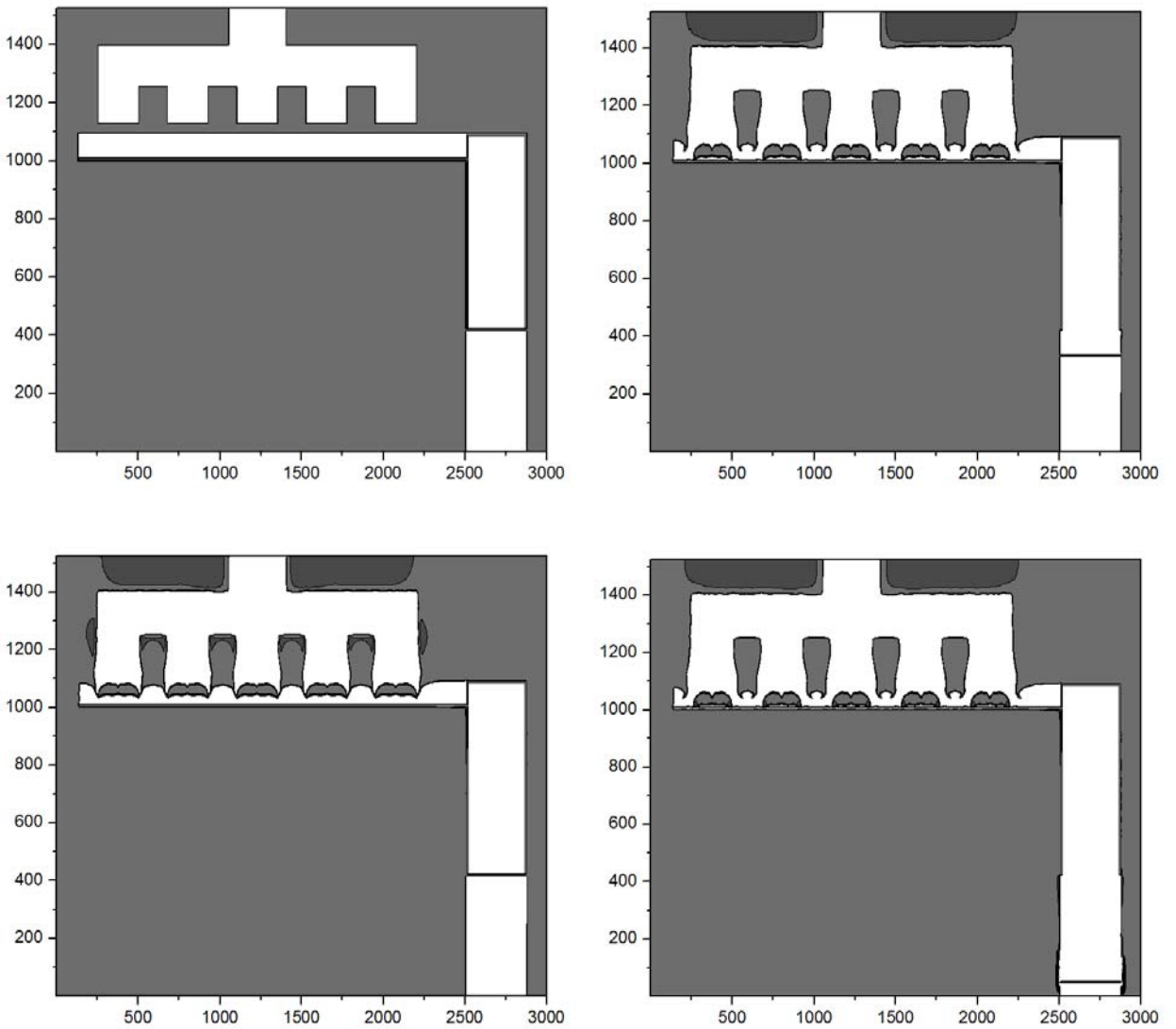


Рис. 4. Результаты расчетного МГД-моделирования процесса коммутациимагнитодинамического размыкателя на лайнерную нагрузку (шаг сетки 0,4 mm)

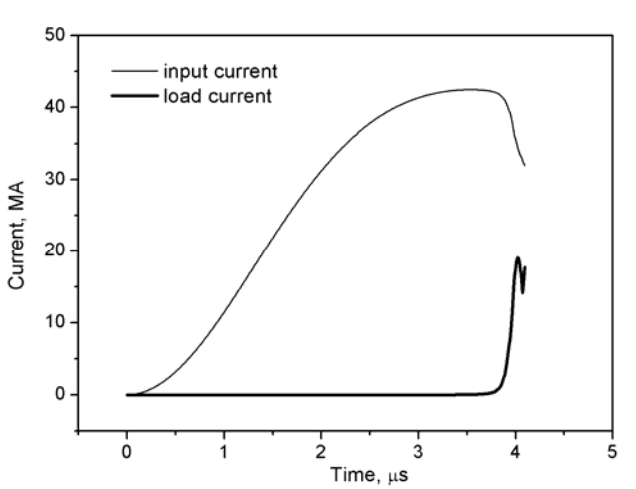


Рис. 5. Кривые переключения тока из магнитодинамического размыкателя нагрузку

5. Тестовый эксперимент

Для эмпирической проверки принятой модели МГД-описания МДР был выполнен тестовый эксперимент с уменьшенной в масштабе одноэлементной моделью размыкателя аналогичный описанному в работе [1]; только коммутирующий элемент в данном случае ускорялся не наружу, а радиально внутрь. Диаметр разрываемой цилиндрической перемычи размыкателя составлял 16 mm, толщина стенки 0,5 mm. В тестовом эксперименте ДВМГ и взрывной кумулятивный размыкатель тока заменяла конденсаторная батарея установки КАСКАД. Эксперимент проводился при следующих параметрах разрядного контура: ёмкость конденсаторной батареи 492 μ*F*, индуктивность контура 22 *nH*, зарядное напряжение 43 *kV* (энергозапас 455 *kJ*, амплитуда разрядного тока ~4,5 МА). Нагрузка имела постоянную индуктивность ~5 *nH*. Результаты эксперимента в графической форме представлены на рис. 6. Там же приведена расчетная кривая коммутации МДР. Как видно из рисунка, полученные экспериментальные данные совпадают с расчетом с приемлемой точностью, значительно лучшей, чем в работе [1].

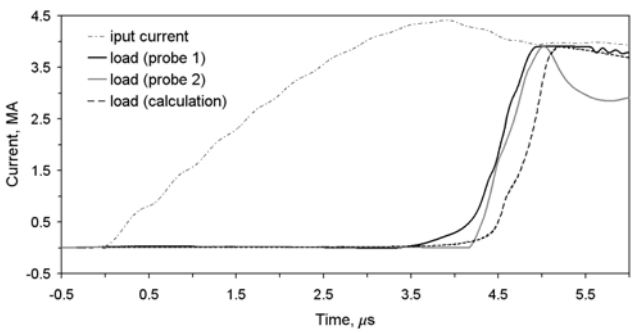


Рис. 6. Результаты контрольного эксперимента

6. Заключение

Из результатов расчетного моделирования следует:

1. ДВМГ диаметром 400 mm с энергозапасом ~40 MJ, снабженный совмещенным с ним кумулятивным обострителем тока и выносным магнитодинамическим размыкателем, способен обеспечить в лайнерной нагрузке импульс тока амплитудой ~20 МА с коротким (~130 ns) фронтом нарастания тока.

2. Расчетное время схлопывания лайнера массой 17 mg составляет ~60 *ns* (что позволяет, например, проводить модельные эксперименты по генерации мощных потоков мягкого рентгеновского излучения для целей отработки систем термоядерного зажигания дейтерий-тритиевых мишеней);

3. Устройство допускает разброс по величине выходного тока ДВМГ ~20 % и разброс по характерному времени срабатывания кумулятивного размыкателя в пределах 1…3 μ*s* без существенного изменения фронта нарастания и амплитуды импульса тока в нагрузке.

4. Результаты тестового эксперимента по исследованию работы магнитодинамического размыкателя показали хорошее совпадение расчета с экспериментом.

Таким образом, результаты работы указывает на возможность практической реализации подобных устройств.

Организация, финансировавшая выполнение работы: госкорпорация РОСАТОМ

Список литературы

1. Базанов А. А., Ивановский А. В., Шайдуллин В. Ш. // ЖТФ. 2011. Т. 81, Вып. 7. С. 132–140.

2. Spielman R. B., Stygar W. A., Seamen J. F. et al. Pulsed power performance of PBFA Z. //Digest of technical papers of the 11th IEEE International Pulsed Power Conference. Baltimore, Maryland, USA. IEEE, 1997, v. 1, p. 709.

3. Протасов М. С., Чернышев В. К. и др. Быстродействующий дисковый взрывомагнитный генератор // Труды третьей международной конференции по генерации мегагаусных магнитных полей и родственным экспериментам: Сверхсильные магнитные поля – физика, техника, применение. Новосибирск, изд. «Наука», 1984. С. 26.

4. Chernyshev V. K., Ivanov V. A., et al. Current magnetic field presure effect on explosive opening switch operation // Proceedings of 9th international conference on megagauss magnetic field generation and related topics: MEGAGAUSS-9. Moscow-St.-Petersburg, publishing - Sarov, VNIIEF, 2004, p. 310.

5. Buyko A. M., Vasyukov V. A., et al. Results of the joint VNIIEF/LANL experiment ALT-2 modeling the “ATLAS” facility parameters by means of Disk EMG // Proceedings of 9th international conference on megagauss magnetic field generation and related topics: MEGAGAUSS-9. Moscow-St.-Petersburg, publishing - Sarov, VNIIEF, 2004. P. 752.

6. Демидов В. А., Жаринов Е. И., Казаков С. А., Чернышев В.К.// ПМТФ. 1981. Т. 130, № 6. С. 106–111.

7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. Москва, изд. «Мир», 1972. С. 128.

8. Чернышев В. К., Протасов М. С., Шевцов В. А. Первые дисковые взрывомагнитные генераторы // Труды третьей международной конференции по генерации мегагаусных магнитных полей и родственным экспериментам: Сверхсильные магнитные поля – физика, техника, применение. Новосибирск, изд. «Наука», 1984. С. 23.

9. Proceedings of 9th international conference on megagauss magnetic field generation and related topics: MEGAGAUSS-9. Part: Current pulse conditioning. Moscow-St.-Petersburg, publishing - Sarov, VNIIEF, 2004. P. 289.

10. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 1963.

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА И ВЗРЫВНОГО РАЗМЫКАТЕЛЯ ТОКА ПО МЕТОДИКЕ ТИМ-2D

Ю. В. Власов, А. И. Панов, А. В. Самодолов, С. С. Соколов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Приведены математическая постановка задачи и результаты магнитогидродинамического моделирования устройства для формирования мегаамперных импульсов тока с микросекундным временем нарастания на основе взрывомагнитного генератора и взрывного размыкателя тока по методике ТИМ-2D. В расчетной модели учитывались упругопластические свойства материалов, а также тепловое и пондеромоторное воздействие тока взрывомагнитного генератора на разрываемый проводник на стадии накопления энергии. Численное моделирование проводилось в лагранжевых переменных с использованием неструктурированных счетных сеток. Представлено сравнение результатов расчетов с экспериментами по коммутации тока с линейной плотностью ~150 кА/см и ~300 кА/см взрывным размыкателем с комбинированной ребристой преградой.

Введение

Для сокращения времени нарастания тока в нагрузках в устройствах на основе взрывомагнитных генераторов (ВМГ) [1] применяются взрывные размыкатели тока [2–6], действие которых основано на механическом разрушении токоведущего проводника продуктами детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ). Численное моделирование процесса коммутации тока взрывными размыкателями требует расчета растяжения проводника под действием продуктов детонации, а также электровзрыва растянутых участков фольги. Кроме того, необходимо рассчитывать изменение токов в ветвях схемы коммутации. Особенности геометрии взрывных размыкателей требуют использования программ для двумерного магнитогидродинамического (МГД) моделирования.

Для моделирования процесса коммутации тока ВМГ взрывным размыкателем использовалась двумерная МГД методика ТИМ-2D [7]. В этой методике имеется возможность расчета процесса детонации как заряда ВВ системы инициирования, так и разрывного заряда размыкателя. Можно также рассчитать конфигурацию проводника и распределение его параметров по пространству к моменту начала коммутации тока, исходя либо из расчета по схеме коммутации при известных зависимостях индуктивности и сопротивления генератора от времени, либо из известной зависимости тока генератора от времени.

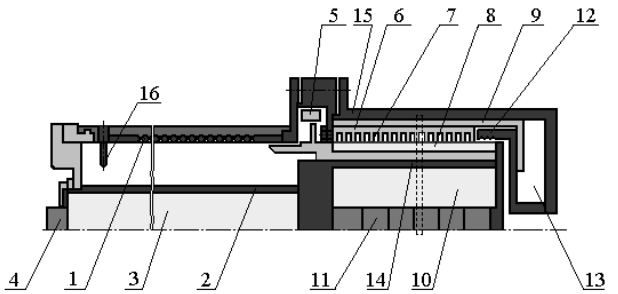
Постановка задачи для МГД моделирования процесса коммутации тока ВМГ взрывным размыкателем описана в [7]. В докладе приведены результаты расчетов коммутации тока в устройстве на основе спирального ВМГ диаметром 100 мм (ВМГ-100) с взрывным размыкателем [3] и аналогичного устройства на основе спирального генератора диаметром 200 мм (ВМГ-200) [3], а также их сравнение с результатами экспериментов.

Устройство на основе спирального генератора ВМГ-100

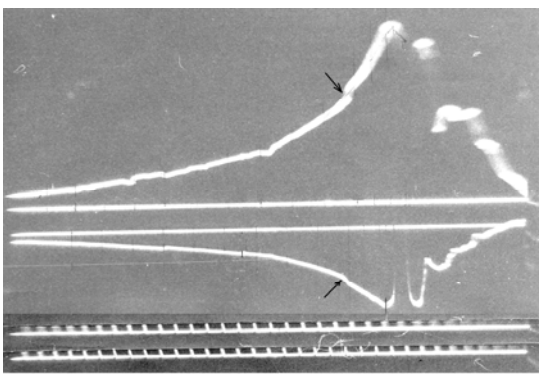
Для численного моделирования выбрано устройство на основе спирального взрывомагнитного генератора ВМГ-100 и взрывного размыкателя с ребристой преградой [3]. Эскиз спирального ВМГ с взрывным размыкателем представлен на рис. 1. Внутренний диаметр спирали равен 100 мм, длина – 500 мм. Разрушаемый проводник – медная фольга толщиной 0,3 мм, представляет собой цилиндр диаметром 100 мм и длиной 90 мм (длина ребристой преграды).

Размыкание тока ВМГ производится согласно схеме, представленной на рис. 2а. При $t < t_к$ ключ K разомкнут – происходит накопление энергии в контуре ВМГ, при $t > t_к$ ключ K замкнут – происходит коммутация тока ВМГ в нагрузку. Результаты одного из опытов с этим устройством приведены на рис. 2б. В этом опыте начальный ток ВМГ

был равен 0,03 МА. Разрыв контура ВМГ производился при токе 5,5 МА (линейная плотность разрываемого тока составляла ~150 кА/см). Время работы ВМГ от замыкания кроубара 16 (см. рис. 1) разлетающейся центральной трубой 2 до подключения нагрузки $t_к$ = 61 мкс. Нагрузка подключалась при разрушении изолятора между фольгой 7 и фланцем ключа 12 под действием продуктов детонации заряда ВВ 8 (см. рис. 1).

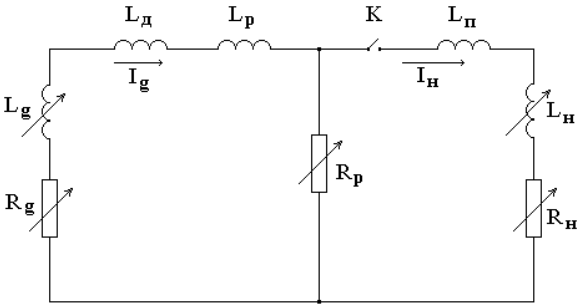


а)

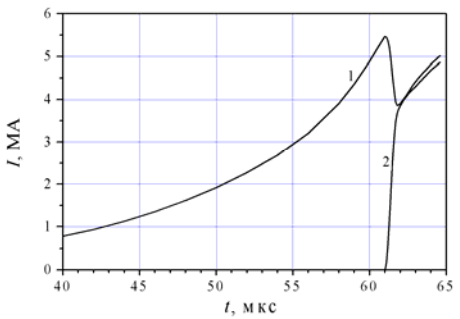


б)

Рис. 1. Эскиз спирального ВМГ с взрывным размыкателем (а) и осциллограмма производной тока ВМГ (б). 1 – спираль, 2 – центральная труба, 3 – заряд ВВ, 4 – электродетонатор (ЭД), 5 – измерительный датчик, 6 – ребристая преграда с металлическими вставками на ребрах, 7 – фольга, 8 – заряд ВВ, 9 – изолятор, 10 – заряд ВВ, 11 – ЭД, 12 – замыкающий ключ, 13 – нагрузка, 14 – металлический цилиндр (прямой токопровод), 15 – корпус нагрузки (обратный токопровод), 16 – замыкающий ключ (кроубар) для шунтирования источника начального тока. Пунктиром выделен элемент размыкателя, являющийся расчетной областью для МГД расчета. Стрелкой на осциллограмме показан момент начала движения наружной границы прямого токопровода. Метки времени – через 1 мкс



а)



б)

Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема коммутации тока ВМГ (а) и экспериментальные зависимости от времени тока (1) генератора ВМГ-100 и тока (2) в нагрузке (б). L_g, R_g – индуктивность и сопротивление ВМГ, $L_д$ – суммарная индуктивность полости под измерительные датчики и полости под замыкающим ключом, $L_р$ – индуктивность под фольгой ВРТ, $R_р$ – сопротивление ВРТ, K – замыкающий ключ, подключающий нагрузку в заданное время, $L_п$ – суммарная индуктивность полости над фольгой ВРТ, $L_н$, $R_н$ – индуктивность и сопротивление нагрузки, I_g, $I_н$ – ток ВМГ и ток в нагрузке. Отсчет времени – от начала работы ВМГ

Ребристая преграда из оргстекла имела ребра шириной 1,5 мм и пазы шириной 2 мм и глубиной 5,5 мм. На ребрах преграды размещались железные вставки толщиной 1,5 мм. Толщина заряда ВВ составляла 4,5 мм. Таким образом, размыкатель представляет собой периодическую структуру из повторяющихся элементов. Элемент размыкателя является расчетной областью для МГД расчета. Количество элементов – 52. Геометрия расчетной области – цилиндрическая. Все границы расчетной области – жесткие стенки. Граничные условия по электродинамике – эквивалентная схема на рис. 2а. Ток протекает как по фольге, так и по металлическим вставкам на ребрах преграды.

Синхронизация расчетов и эксперимента производится по моменту начала движения наружной границы прямого токопровода (см. рис. 1). Изме-

нение скорости нарастания производной тока ВМГ в этот момент времени достаточно хорошо видно на осциллограммах.

В расчетах ЭД имитируется цилиндрическим зарядом с наружным диаметром, равным диаметру ЭД. Согласно расчету по методике ТИМ-2D, наружная граница прямого токопровода начинает движение через 5,1 мкс после осевого инициирования заряда ВВ, имитирующего ЭД. Отсюда находим расчетный момент инициирования заряда, имитирующего ЭД, относительно момента начала работы ВМГ $t_и = 52$ мкс.

Из-за недостаточной точности расчетной зависимости индуктивности и сопротивления ВМГ от времени, переход от расчета по экспериментальному току к расчету по схеме коммутации (см. рис. 2а) производится в момент инициирования заряда, имитирующего ЭД. За начальные условия в этот момент выбираются экспериментальный ток и расчетная индуктивность. Индуктивность ВМГ в интервале $t_и < t < t_f$ ($t_f = 67$ мкс – момент окончания работы ВМГ) описывалась зависимостью $L_g(t) = L_g(t_и)\left(1 - \dfrac{t - t_и}{t_f - t_и}\right)^2$, где $L_g(t_и) = 100$ нГн. Сопротивление в контуре ВМГ описывалось зависимостью $R_g(t) = R_g(t_и)\left(1 - \dfrac{t - t_и}{t_f - t_и}\right)$. Величина $R_g(t_и) = 5$ мОм подбиралась так, чтобы к моменту начала разрыва контура расчетный и экспериментальный ток различались незначительно.

До начала работы ВМГ ток протекает по фольге в течение процесса его запитки от конденсаторной батареи (КБ), т.е. достаточно длительное время. Поэтому начальное распределение плотности тока предполагается постоянным вдоль сечения фольги. Проводники прямого и обратного токопровода считаются идеальными (удельное сопротивление равно нулю). Потери учтены в R_g. Считается также, что начальное распределение удельной тепловой энергии постоянно вдоль сечения фольги – пренебрегаем нагревом фольги при запитке ВМГ от КБ. Индуктивность $L_р$ ~5 нГн (см. рис. 2) определяется из размеров размыкателя, $L_д + L_р = 8$ нГн, $L_п$ ~ 3 нГн определяется из размеров размыкателя, $L_п + L_н = 10$ нГн, $R_н = 0$.

Медная фольга описывалась комплексом «уравнение состояния – проводимость» Гаранина [8]. Принималось, что проводимость вставок из железа растет линейно с удельной внутренней энергией в диапазоне от 0 до 10 кДж/г, а при удельной внутренней энергии более 10 кДж/г равна нулю. В процессе расчета определялись пространственные распределения физических величин, зависимости от времени токов в схеме и напряжения на размыкателе.

Динамика разрушения проводника размыкателя продуктами детонации заряда ВВ показана на рис. 3. Согласно расчету, электровзрыв утонченных участков проводника начинается примерно через 61 мкс после начала работы ВМГ. К окончанию коммутации тока удельная внутренняя энергия в разрывах проводника достигает ~60 кДж/г. Получено достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей тока ВМГ и тока в нагрузке от времени (рис. 4).

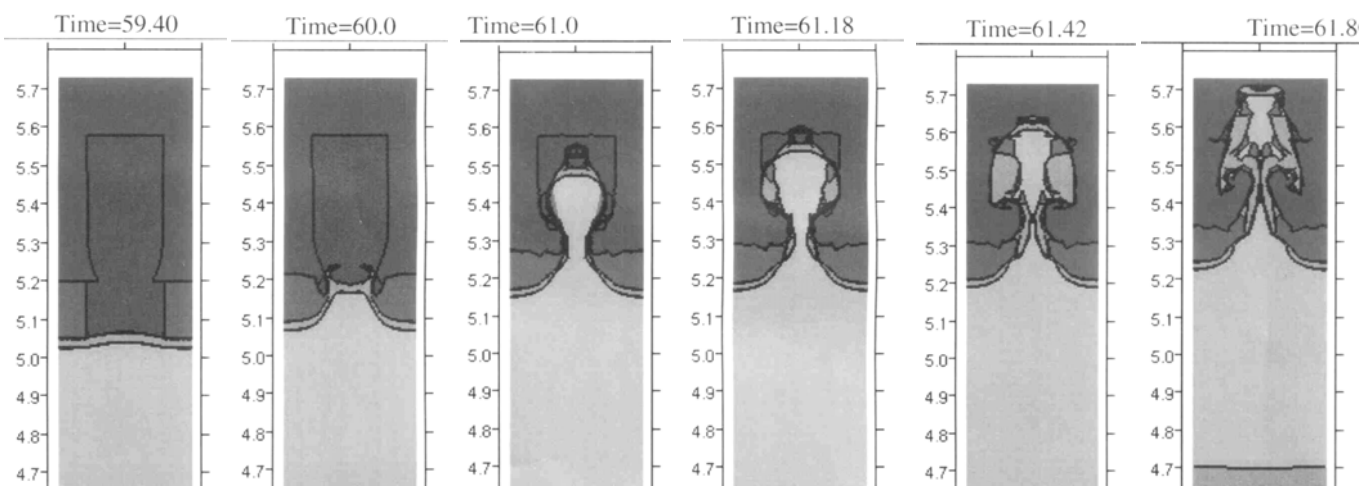


Рис. 3. Динамика разрушения проводника размыкателя продуктами детонации заряда ВВ

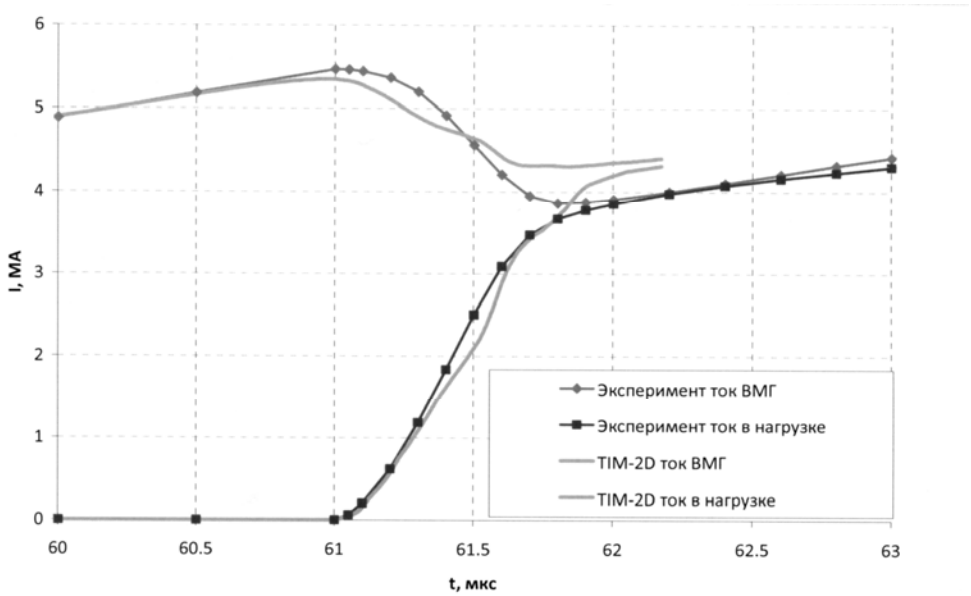
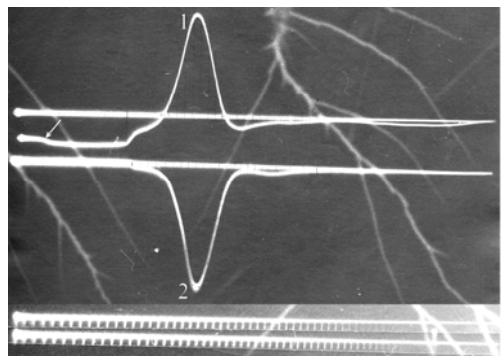


Рис. 4. Расчетные зависимости от времени тока ВМГ-100 и тока в нагрузке и их сравнение с экспериментальными

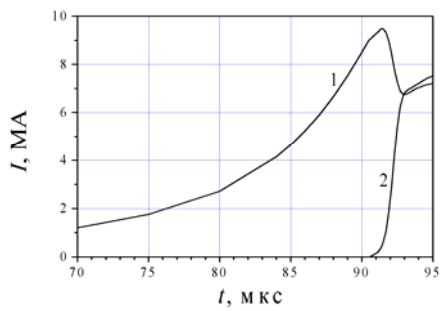
Устройство на основе спирального генератора ВМГ-200

Для исследования работы описанного размыкателя в режиме повышенной до ~300 кА/см линейной плотности разрываемого тока необходимо использование спирального геератора с внутренним диаметром спирали 200 мм (ВМГ-200), т. к. генератор ВМГ-100 не может обеспечить требуемый ток. Размыкание тока ВМГ также производится согласно схеме на рис. 2а. В отличие от устройства на основе генератора ВМГ-100, в данном размыкателе была изменена форма стальных вставок на ребрах преграды, а ширина паза была увеличена до 2,5 мм. Результаты одного из опытов с этим устройством приведены на рис. 5. В этом опыте начальный ток ВМГ был равен 0,034 МА, разрыв контура генератора производился через $t_к$ = 90,5 мкс после начала его работы при токе 9,5 МА. В этом эксперименте подключение нагрузки произошло практически одновременно с началом воздействия продуктов детонации на фольгу. Синхронизация расчетов и эксперимента производилась по моменту начала движения наружной границы прямого токопровода (рис. 5а). Расчетный момент инициирования заряда, имитирующего ЭД, равен $t_и$ = 83 мкс от начала работы ВМГ.



а

1 – производная тока ВМГ, 2 – производная тока в нагрузке. Метки времени через 0,2 мкс. Стрелкой указан момент начала движения наружной границы прямого токопровода



б

1 – ток ВМГ, 2 – ток в нагрузке. Отсчет времени – от начала работы ВМГ-200.

Рис. 5. Осциллограмма производной тока ВМГ и производной тока в нагрузке (а) и экспериментальные зависимости от времени тока генератора ВМГ-200 и тока в нагрузке (б)

Из-за недостаточной точности расчетной зависимости индуктивности и сопротивления ВМГ от времени переход от расчета по экспериментальному току к расчету по схеме коммутации (см. рис. 2а) производится в момент начала работы предпоследней секции ВМГ t_8 = 75 мкс. За начальные условия в этот момент выбраны экспериментальный ток и расчетная индуктивность в расчетный момент начала работы этой секции. Индуктивность ВМГ в интервале $t_8 < t < t_f$ (t_f = 95 мкс – момент окончания работы ВМГ) описывалась зависимостью $L_g(t) = L_g(t_8)\left(1 - \dfrac{t - t_8}{t_f - t_8}\right)^2$, где $L_g(t_8)$ = 160 нГн. Сопротивление в контуре ВМГ описывалось зависимостью $R_g(t) = R_g(t_8)\left(1 - \dfrac{t - t_8}{t_f - t_8}\right)$. Величина $R_g(t_8)$ = 4 мОм подбиралась так, чтобы к моменту начала разрыва контура расчетный и экспериментальный ток различались незначительно. Индуктивность $L_р$ ~5 нГн определяется из размеров размыкателя, $L_д + L_р$ = = 10 нГн, $L_п$ ~ 3 нГн определяется из размеров размыкателя, $L_п + L_н$ = 10 нГн, $R_н$ = 0.

Динамика разрушения проводника размыкателя продуктами детонации заряда ВВ показана на рис. 6. Согласно расчету, электровзрыв утонченных участков проводника начинается примерно через 91,5 мкс после начала работы ВМГ. К окончанию коммутации тока удельная внутренняя энергия в разрывах проводника достигает ~150 кДж/г. Расчетный ток в нагрузке растет заметно быстрее экспериментального (рис. 7). Возможно, это связано с тем, что в этом эксперименте линейная плотность разрываемого тока, а значит, и джоулев нагрев проводящих областей выше, чем в опыте с ВМГ-100, поэтому потребуется корректный учет проводимости вставок из железа при удельной внутренней энергии более 10 кДж/г.

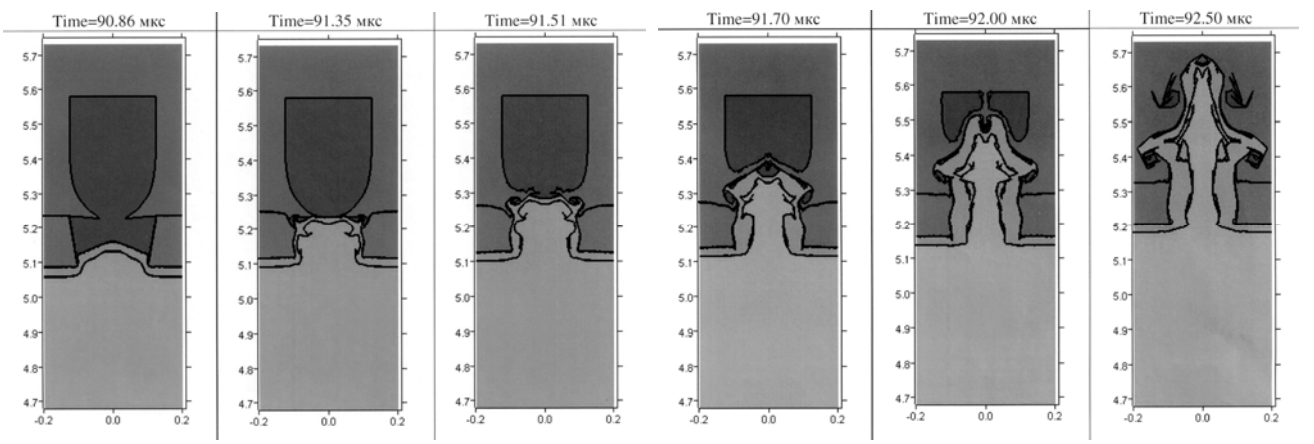


Рис. 6. Динамика разрушения проводника размыкателя продуктами детонации заряда ВВ

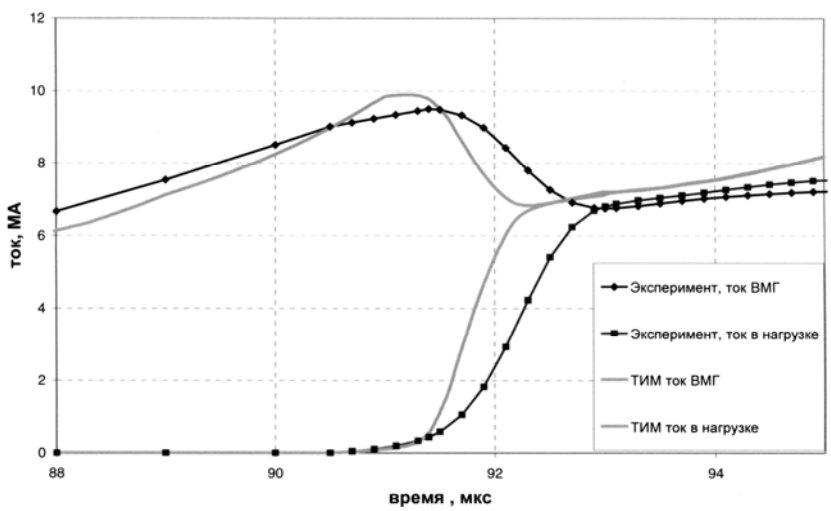


Рис. 7. Расчетные зависимости от времени тока ВМГ и тока в нагрузке и их сравнение с экспериментальными

Заключение

Показана возможность использования методики ТИМ-2D для численного моделирования устройств на основе взрывомагнитных генераторов и взрывных размыкателей тока. Численное моделирование по данной методике проводится в двумерном магнитогидродинамическом приближении в лагранжевых переменных с использованием неструктурированных счетных сеток. В расчетной модели учитываются упругопластические свойства материалов, а также тепловое и пондеромоторное воздействие тока взрывомагнитного генератора на разрываемый проводник на стадии накопления энергии. Результатом моделирования являются пространственные распределения физических величин в расчетной области и зависимости от времени токов в генераторе и в нагрузке.

Результаты моделирования процесса коммутации тока 5,5 МА спирального взрывомагнитного генератора ВМГ-100 взрывным размыкателем тока с комбинированной ребристой преградой в индуктивную нагрузку 10 нГн согласуются с экспериментальными данными. При моделировании коммутации тока 9,5 МА спирального взрывомагнитного генератора ВМГ-200 взрывным размыкателем такого же типа в индуктивную нагрузку 10 нГн расчетный ток в нагрузке растет заметно быстрее экспериментального. Возможно, это связано с тем, что в этом эксперименте линейная плотность разрываемого тока, а значит, и джоулев нагрев проводящих областей значительно выше, чем в опыте с ВМГ-100, поэтому потребуется корректный учет проводимости вставок из железа при удельной внутренней энергии более 10 кДж/г.

Список литературы

1. Магнитокумулятивные генераторы – импульсные источники энергии: Монография. В 2 томах. Том 1 / Под ред. В. А. Демидова, Л. Н. Пляшкевича, В. Д. Селемира. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2011. С. 439.

2. Дудай П. В., Иванов В. А. и др. Основные типы взрывных размыкателей тока и их коммутационные характеристики // Сборник докладов XII Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, 13–18 июля 2008 г., Новосибирск, Россия. С. 384–395.

3. Boriskin A.S., Golosov S.N., Demidov V.A., et al. Pulsed High-Current Power Suppliers Based on Helical Explosive Magnetic Generators with Explosive Current Opening Switches // Megagauss XI / Ed. by I. R. Smith and B.M. Novac. London. 2007. P. 199–203.

4. Павловский А. И., Васюков В. А., Русских А. С. Формирование быстронарастающих мегаамперных импульсов тока от магнитокумулятивных генераторов // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, Вып. 16. С. 789.

5. Demidov V. A., Meshkov E. E., Vlasov Yu. V., et al. Study of a vortex current opening switch // Megagauss-9 / Ed. by V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich. Sarov: VNIIEF, 2004. P. 316–323.

6. Власов Ю. В., Демидов В. А., Казаков С. А., Мешков Е. Е., Яненко В. А. Обострение импульса тока спирального ВМГ с помощью вихревого размыкателя // Сборник докладов XII Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, 13–18 июля 2008 г., Новосибирск, Россия. С. 378–383.

7. Дудай П. В., Ивановский А. В., Иванов В. А., Зименков А. А., Кудрявцева Н. А., Куцык И. М., Панов А. И., Скобелев А. Н., Соколов С. С. Моделирование работы взрывного размыкателя тока в МГД приближении // Мощная импульсная электрофизика. Международная конференция XIV Харитоновские тематические научные чтения. Сборник докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. С. 61–65.

8. Гаранин С. Ф., Мамышев В. И. Остывание замагниченной плазмы на границе со взрывающейся металлической стенкой. ПМТФ. 1990, № 1. С. 30–37.

СПИРАЛЬНЫЙ ВЗРЫВОМАГНИТНЫЙ ГЕНЕРАТОР ДИАМЕТРОМ 280 ММ

В. А. Демидов, С. А. Казаков, А. С. Борискин, Ю. В. Власов, В. А. Яненко, Н. И. Николаев, С. И. Володченков

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Предварительное усиление энергии в экспериментах с дисковыми взрывомагнитными генераторами (ДВМГ) обеспечивается спиральными ВМГ. Для запитки разрабатывающегося по программе ЭМИР [1] десятиэлеметного ДВМГ с зарядами ВВ диаметром 480 мм (ДВМГ480-10) требуется начальный ток 10 МА, магнитная энергия ~10 МДж. Имеющийся предусилитель ВМГ-240 [2, 3] не может обеспечить такие параметры.

Рассмотрено несколько возможностей повышения выходной энергии и мощности предусилителя: применение в центральной трубе ВМГ-240 более мощного (на основе октогена) конического заряда ВВ, использование узла дожатия магнитного потока с осевым инициированием заряда ВВ и увеличение внутреннего диаметра спирали. Все модификации спиралей предусилителей были унифицированы по длине, что позволило использовать один комплект технологической оснастки для их изготовления и изготовления центральных труб ВМГ.

В результате проведенных исследований разработан спиральный ВМГ со статором диаметром 280 мм (ВМГ-280), предназначенный для запитки многоэлементных ДВМГ с зарядами ВВ диаметром 480 мм. Новый предусилитель способен запитывать десятиэлементный ДВМГ480 с начальной индуктивностью ~0,2 мкГн током ~10 МА с характерным временем нарастания 32 мкс и обладает мощностью ~400 ГВт.

Введение

Энергетической основой электрофизического рентгеновского комплекса ЭМИР [1] являются многоэлементные дисковые взрывомагнитные генераторы с диаметром заряда взрывчатого вещества 480 мм [2, 3]. На первом этапе, для формирования в лайнере быстронарастающего импульса тока на уровне ~30 МА будет применяться генератор с начальной индуктивностью L_0 ~0,2 мкГн, состоящий из десяти дисковых секций. Генератор работает при начальном токе ~10 МА, что соответствует магнитной энергии ~10 МДж.

Для питания многоэлементных ДВМГ во ВНИИЭФ традиционно применялись [3] предусилители энергии в виде спиральных ВМГ диаметром 240 мм [2–4]. Их различные модификации обеспечивали в дисковых генераторах диаметром 400–1000 мм с начальной индуктивностью 60–340 нГн токи 5–15 МА и энергию до 8 МДж [2–4].

При создании предусилителя для ДВМГ480-10 в качестве базовой модели был выбран спиральный генератор ВМГ-240, который, начиная с 1980-х годов, многократно применялся для запитки разрабатывавшихся в то время во ВНИИЭФ дисковых генераторов диаметром 1000 мм [3, 4].

Решение задачи повышения энергии и мощности предусилителя началось с оптимизации соленоида. Далее исследовалась эффективность использования более энергоемкого заряда ВВ, возможность применения дополнительного узла сжатия магнитного потока с осевым инициированием заряда ВВ и увеличения внутреннего диаметра спирали. Расчетные данные тестировались экспериментами. В настоящем докладе представлены результаты проведенных исследований, которые завершились разработкой спирального ВМГ со статором диаметром 280 мм (ВМГ-280). Генератор формирует в нагрузке индуктивностью ~0,2 мкГн, равной индуктивности 10-элементного ДВМГ с зарядами ВВ диаметром 480 мм, ток ~10 МА с характерным временем нарастания 32 мкс и обладает максимальной мощностью ~400 ГВт.

1. Базовая модель предусилителя

Спиральный генератор ВМГ-240 был создан для запитки дисковых ВМГ с зарядами ВВ диа-

метром ~1 м током 12 МА и более [3-5]. Внутренний диаметр статора составляет 240 мм, длина спирали 1200 мм. Внешний вид ВМГ-240 приведен на рис. 1.

Распределение индуктивности по длине рассчитано исходя из постоянства максимального рабочего напряжения между центральной трубой и витками спирали в течение всего времени работы ВМГ по известному закону [6]. Расчеты параметров статора проведены так, чтобы при начальном магнитном потоке $\Phi_0 = 3$ Вб максимальное внутреннее напряжение не превышало 45 кВ, а магнитное поле под витками последних секций ограничивалось величиной ~1 МГс [3]. Изоляция витков спирали из высокоэлектропрочных полимерных пленок выдерживает импульсное напряжение более 60 кВ.



Рис. 1. Внешний вид генератора ВМГ-240

Центральная медная труба (лайнер) с наружным диаметром 109 мм (диаметр заряда ВВ 90 мм) имеет под последними шестью секциями конусное расширение до диаметра 157 мм, внутренний диаметр увеличивается до 144 мм (рис. 2). При этом толщина стенки конуса трубы изменяется от ~9 мм до 6,5 мм. Заряд ВВ выполнен из состава ТГ 30/70.

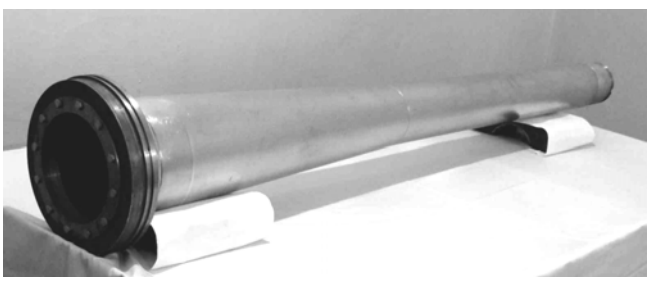


Рис. 2. Центральная труба генератора ВМГ-240

ВМГ-240 имеет начальную индуктивность $L_0 = 115$ мкГн. Экспериментальные зависимости конечного тока I_f, энергии W_f и характерного времени нарастания тока τ_e от индуктивности нагрузки генератора приведены на рис. 3 [3].

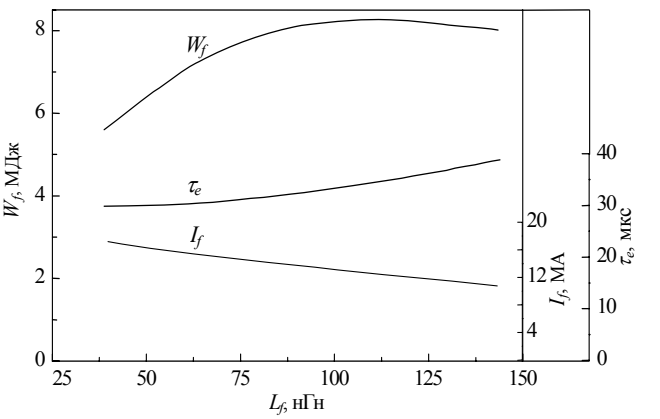


Рис. 3. Зависимости магнитной энергии, максимального тока и характерного времени нарастания тока ВМГ-240 от индуктивности нагрузки

2. Модернизация предусилителя ВМГ-240

Из рис. 3 видно, что оптимальная, с точки зрения генерации максимальной магнитной энергии, нагрузка базового предусилителя ВМГ-240 равна ~110 нГн. Для эффективной работы ВМГ-240 на нагрузку ~0,2 мкГн необходимо другое распределение витков вдоль оси генератора. В связи с этим параметры спирали диаметром 240 мм при сохранении ее длины 1200 мм были изменены. Спираль рассчитывалась на получение в индуктивной нагрузке 0,2 мкГн энергии до 10 МДж при следующих условиях: начальный магнитный поток ~4 Вб, максимальное напряжение в объеме генератора ~50 кВ, коэффициент усиления энергии ~70. По сравнению с ВМГ-240, количество секций в модернизированной спирали уменьшилось с 17 до 15, изменились длины секций. Повышение скорости вывода индуктивности на конечном этапе работы генератора обеспечено уменьшением шага витков последней секции с 240 мм до 192 мм [3]. В дополнение к пленочной изоляции на витках спирали, внутренняя полость статора заполняется газом *SF*6 при повышенном давлении. Это позволяет повысить электрическую прочность и надежность работы генератора.

Проведено испытание предусилителя с модернизированной спиралью [3]. В опыте использовалась такая же центральная труба, как и в базовом генераторе ВМГ-240 (рис. 2). Отличием являлось то, что в конической части трубы вместо за-

ряда из состава ТГ 30/70 применен конус из более мощного состава ВВ на основе октогена. Для изготовления лайнера не потребовалось дополнительного технологического оборудования, что позволило свести к минимуму материальные затраты.

Начальная индуктивность модернизированного ВМГ-240 равна 74 мкГн. При токе запитки I_0 = 60 кА (магнитный поток Φ_0 равен 4,4 Вб, энергия W_0 = 134 кДж) в нагрузке L_l = 0,2 мкГн получен ток ~9,2 МА, магнитная энергия W ~8,5 МДж (коэффициент усиления энергии равен ~65). Характерное время нарастания тока τ_e = 28 мкс, максимальная производная тока равна ~$2{,}6\cdot10^{11}$ А/с, пиковая мощность генератора ~350 ГВт.

На рис. 4 приведены экспериментальные кривые тока и производной тока. Высокая быстроходность ВМГ достигнута за счет оптимального распределения витков на последних секциях спирали и использования в конусной части лайнера более мощного заряда ВВ.

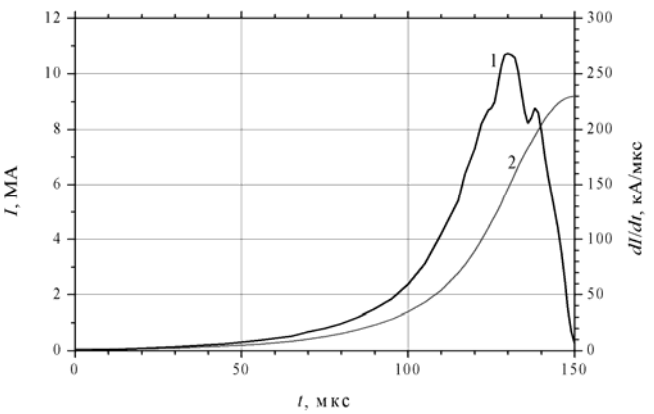


Рис. 4. Производная тока (1) и ток (2) в эксперименте

3. Предусилитель с дополнительным узлом сжатия магнитного потока

Применение цилиндрически-конических лайнеров, один из которых показан на рис. 2, обусловлено необходимостью повышения энергии и быстродействия спиральных ВМГ. Однако изготовление таких лайнеров и зарядов ВВ к ним является трудоемким и дорогостоящим процессом. В связи с этим разработан предусилитель, состоящий из двух соединенных электрически последовательно статоров диаметром 240 мм, внутри которых используются цилиндрические лайнеры. В первом, высокоиндуктивном, статоре длиной 1200 мм применяется медный лайнер с зарядом ВВ, инициируемом с торца, а во втором статоре – узле дожатия магнитного потока (УДМП), используется лайнер с зарядом ВВ, который инициируется по оси одновременно по всей длине. При работе предусилителя магнитный поток вытесняется из полости высокоиндуктивного статора в полость УДМП. Подрыв заряда ВВ в лайнере УДМП производится таким образом, чтобы к моменту времени полного вывода витков высокоиндуктивной спирали лайнер УДМП набрал максимальную радиальную скорость. Сжатие магнитного потока производится одновременно по всему объему УДМП, что обеспечивает высокую скорость изменения индуктивности и нарастания тока.

Схема конструкции спирального ВМГ (I) с устройством дожатия магнитного потока (II) представлена на рис. 5.

Расчеты работы такого устройства проводились с использованием модифицированной численной модели ВМГ [7]. Целью расчетов был выбор конструкции и режима работы предусилителя, обеспечивающих получение в нагрузке 0,2 мкГн тока ~9 МА при минимизации напряжения на входе нагрузки. Варьировались время включения

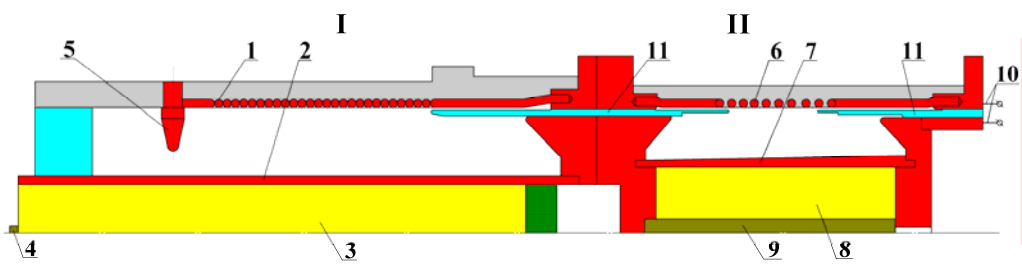


Рис. 5. Спиральный ВМГ (I) с устройством дожатия магнитного потока (II): 1 – многосекционный статор, 2 – лайнер, 3 – заряд ВВ, 4 – электродетонатор, 5 – кроубар, 6 – односекционный статор, 7 – лайнер УДМП, 8 – заряд ВВ, 9 – система осевого инициирования заряда ВВ, 10 – электроды, 11 – изоляторы

УДМП, параметры последних секций высокоиндуктивной спирали, профиль лайнера УДМП.

В результате расчетных исследований показано, что поставленным условиям удовлетворяет устройство, в котором высокоиндуктивная спираль из 14 секций выполнена на базе спирали модернизированного ВМГ-240. С этой спиралью применяется медная цилиндрическая центральная труба с внешним диаметром 109 мм, длиной ~1600 мм. Диаметр заряда ВВ из состава ТГ 30/70 равен 90 мм. Статор УДМП имеет длину ~350 мм и представляет собой изолированную многозаходную спираль с шагом навивки витков 192 мм. Лайнер в УДМП представляет собой медную трубу длиной ~450 мм с внутренним диаметром 125 мм. В лайнере размещен заряд ВВ из состава ТГ 30/70 с внутренним отверстием для размещения системы осевого инициирования. Толщина стенки лайнера в УДМП линейно увеличивается в сторону нагрузки с 6 мм до 7 мм. а вывод витков в секции с осевым инициированием заканчивается через 9 мкс после окончания вывода витков последней секции высокоиндуктивного ВМГ. В таком устройстве расчетное максимальное выходное напряжение не превышает ~80 кВ. Расчетное характерное время нарастания тока в предусилителе с УДМП составляет 35 мкс.

Начальная индуктивность предусилителя равна 92 мкГн. Начальная индуктивность УДМП составляет 0,31 мкГн. Во внутренних полостях обоих статоров применяется газ SF_6 при повышенном давлении. Масса зарядов ВВ в предусилителе с УДМП на 13 % больше, чем в модернизированном ВМГ-240.

Испытание предусилителя с УДМП (рис. 6) проведено при начальном магнитном потоке ~4,4 Вб. Максимальная производная тока ВМГ составила $3 \cdot 10^{11}$ А/с. В нагрузке 0,2 мкГн зарегистрирован ток 8 МА с характерным временем нарастания 36 мкс, магнитная энергия W равна ~6,4 МДж. Пиковая мощность генератора достигла ~420 ГВт.

Сравнение зависимостей тока от времени, представленных на рис. 7, показывает, что экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетными. Снижение экспериментального тока на конечном этапе работы генератора по сравнению с расчетным связано, по-видимому, с потерей части сжимаемого магнитного потока под витками статора УДМП.

4. Предусилитель со статором диаметром 280 мм

Проведена разработка предусилителя с увеличенным до 280 мм внутренним диаметром статора. Параметры статора соответствуют параметрам модернизированного ВМГ-240.

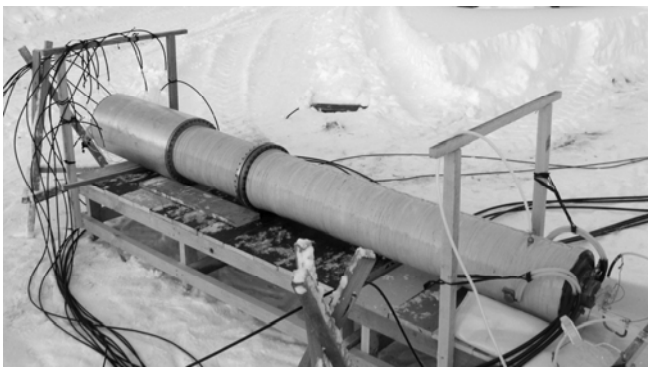


Рис. 6. Предусилитель с УДМП

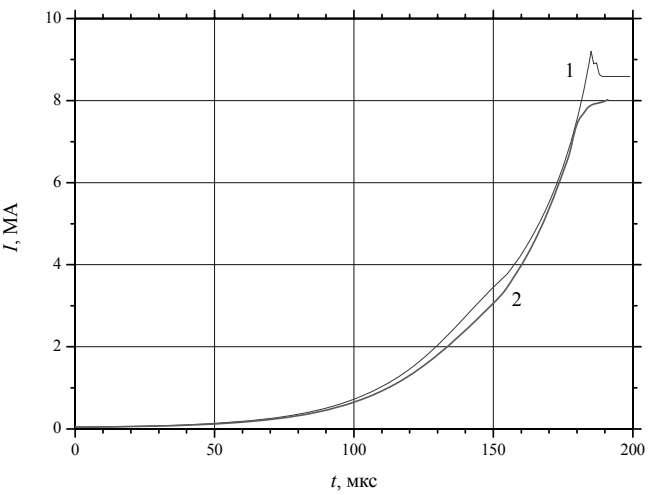


Рис. 7. Расчетный (1) и экспериментальный (2) токи предусилителя с УДМП

В предусилителе используется цилиндрически-конический лайнер с повышенной, по сравнению с ВМГ-240, массой ВВ. Цилиндрический участок лайнера имеет наружный диаметр 120 мм и толщину стенки 9,5 мм. На коническом участке лайнер расширяется по наружному диаметру до 168 мм при толщине стенки 7 мм. Цилиндрический заряд ВВ выполнен из состава ТГ 30/70, конический – из состава на основе октогена. Масса ВВ в предусилителе ВМГ-280 на 22 % больше, чем в модернизированном ВМГ-240.

Начальная индуктивность генератора составляет 100 мкГн. Взрывной эксперимент с ВМГ-280 (рис. 8) проведен при запитке предусилителя начальным магнитным потоком 4,6 Вб.

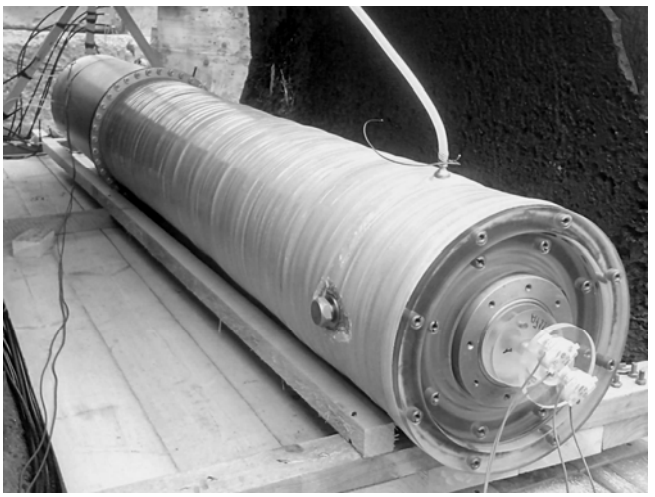


Рис. 8. Общий вид предусилителя ВМГ-280

В нагрузке индуктивностью ~0,2 мкГн, эквивалентной индуктивности ДВМГ480-10, получен ток ~10 МА. График изменения тока представлен на рис. 9. Максимальная производная тока составляет $3{,}5 \cdot 10^{11}$ А/с, характерное время нарастания тока ~32 мкс. Величина энергии, запасенная в нагрузке, равна ~10 МДж. Пиковая мощность генератора составляет ~400 ГВт.

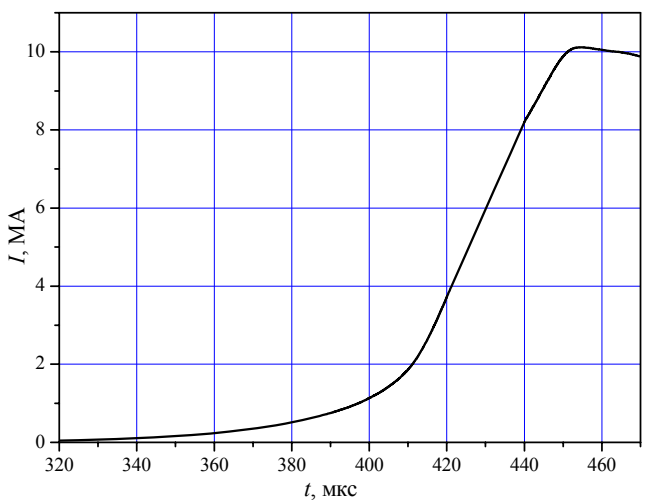


Рис. 9. Экспериментальная зависимость тока ВМГ-280 от времени

Заключение

Расчетные и экспериментальные исследования спиральных ВМГ проведены с целью создания предусилителя, предназначенного для запитки десятиэлементного дискового генератора с зарядами ВВ диаметром 480 мм энергией ~10 МДж. За основу разработки взят предусилитель энергии со статором диаметром 240 мм (ВМГ-240) с выходной энергией ~8 МДж, обладающий мощностью ~300 ГВт. Испытано три варианта конструкции предусилителя.

В модернизированном предусилителе ВМГ-240, за счет оптимизации распределения витков в статоре и увеличения энергоемкости заряда ВВ, в нагрузке 0,2 мкГн получен ток 9,2 МА. Характерное время нарастания тока составило 28 мкс, запасенная энергия 8,5 МДж. Мощность предусилителя по отношению к базовому генератору возросла до 350 ГВт.

В предусилителе с цилиндрическим лайнером, содержащим устройство дожатия магнитного потока с осевым инициированием заряда ВВ в той же нагрузке 0,2 мкГн получен ток 8 МА, пиковая мощность достигла ~420 ГВт. Такой предусилитель более прост в изготовлении (из-за отсутствия конусного лайнера и конусного заряда ВВ), однако его выходная энергия недостаточна для питания 10-элементного ДМГ480.

В результате увеличения диаметра статора с 240 мм до 280 мм и применения лайнера с повышенной массой ВВ создан новый предусилитель ВМГ-280. Начальная индуктивность ВМГ-280 составляет 100 мкГн. При его испытании в нагрузке 0,2 мкГн получен ток ~10 МА с характерным временем нарастания 32 мкс. Пиковая мощность ВМГ-280 составляет ~400 ГВт. Полученные характеристики соответствуют требованиям по запитке десятиэлементного дискового генератора с зарядами ВВ диаметром 480 мм.

Список литературы

1. Selemir V. D., Demidov V. A. and Repin P. B. Explosive Electrophysical Complex EMIR: Current State and Perspectives // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. No. 8. P. 1754–1757.

2. Selemir V.D., Demidov V.A., Boriskin A.S. et al. Disk Magnetocumulative Generator of 480 mm Diameter for Explosive EMIR Facility // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. No. 8. P. 1762–1767.

3. Магнитокумулятивные генераторы – импульсные источники энергии: Монография. В 2 томах / Под ред. В. А. Демидова, Л. Н. Пляшкевича, В. Д. Селемира. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2012. Том 1. С. 439.

4. Chernyshev V.K., Demidov V.A., Kazakov S.A., Fetisov I.K. and Shevtsov V.A. Multielement Disk EMG Powering, Using High-Inductive Helical Generators // Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications / Ed by M. Cowan and R.B. Spielman. N.Y.: Nova Science Publishers, Inc. 1994. Part 1. P. 519–523.

5. Селемир В. Д., Демидов В. А., Пляшкевич Л. Н. и др. Сильноточные (30 МА и более) импульсы энергии для питания индуктивных и активных нагрузок // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения / Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. Саров: ВНИИЭФ. 1997. С. 248–254.

6. Chernyshev V. K., Zharinov E. I., Demidov V. A., and Kazakov S. A. High-Inductance Explosive Magnetic Generators with High Energy Multiplication // Megagauss Pyusics and Technology / Ed. by P.J. Turchi; Plenum Press. N.Y.; L. 1980. P. 641–649.

7. Власов Ю. В., Голосов С. Н., Демидов В. А., Казаков С. А. Расчетное моделирование системы взрывомагнитный генератор – магнитоплазменный компрессор // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения / Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. Саров: ВНИИЭФ. 1997. С. 500–504.

СНИЖЕНИЕ ПОТЕРЬ МАГНИТНОГО ПОТОКА В ИЗОЛЯЦИИ СПИРАЛЬНОГО ВМГ

А. А. Зименков, А. Н. Скобелев

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Процесс работы спирального взрывомагнитного генератора (СВМГ) сопровождается появлением электрического напряжения между витками спирали, а также на выходе генератора. При достижении напряжением некоторой величины возможны электрические пробои, ухудшающие работу генератора. Для повышения электропрочности генераторов применяют изоляцию витков спирали. Изоляция позволяет повысить рабочее напряжение генератора, а значит и его мощность.

Однако при сжатии и выводе магнитного потока в нагрузку необходимо обеспечивать надежный и непрерывно движущийся контакт центральной трубы с витками спирали. Разлетающаяся гладкая центральная труба не пробивает изоляцию, а только сжимает ее. Это приводит к тому, что часть потока остается в объеме изоляции, не переходя в нагрузку, и считается потерянным. В связи с этим существует оптимальная толщина изоляции, при превышении которой сильно возрастают потери магнитного потока в генераторе.

Проведен эксперимент с генератором, на наружной поверхности центральной трубы которого выполнены кумулятивные выемки. При разлете такой трубы образуются кумулятивные струи, которые пробивают изоляцию проводов, обеспечивая надежный и непрерывный контакт трубы со спиралью. Результаты опыта показали увеличение максимального значения тока по сравнению с таким же генератором, но с гладкой трубой, в 1,5 раза, что соответствует увеличению мощности источника более чем в два раза.

Таким образом, возможно увеличение мощности СВМГ за счет увеличения максимального напряжения работы генератора и снижения потерь магнитного потока в изоляции.

Процесс работы спирального взрывомагнитного генератора (СВМГ) сопровождается появлением электрического напряжения между витками спирали, а также между витками и центральной трубой. При достижении напряжением некоторой величины возможны электрические пробои, отсекающие часть магнитного потока и ухудшающие работу генератора [1]. Для повышения электропрочности генераторов применяют изоляцию витков спирали. Изоляция позволяет повысить рабочее напряжение генератора, а значит и его мощность.

Однако, начиная с некоторой толщины изоляции проводов, разлетающаяся гладкая центральная труба не пробивает изоляцию, а только сжимает ее (рис. 1). Это приводит к тому, что часть потока

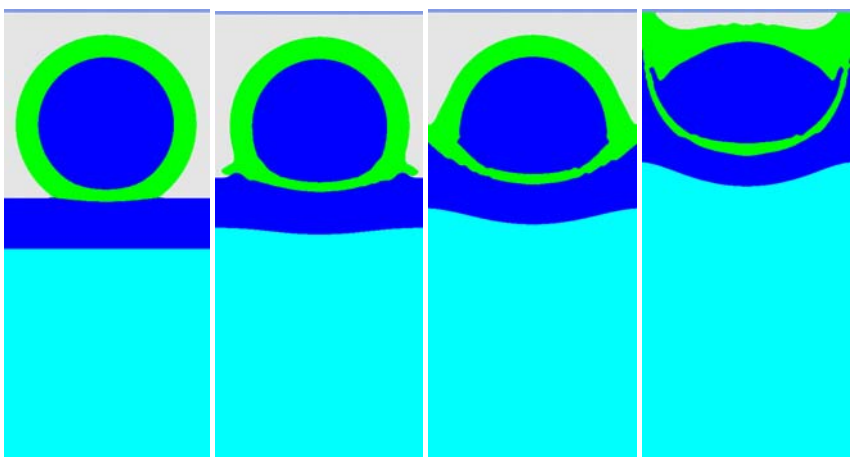


Рис. 1. Пробой изоляции провода гладкой трубой

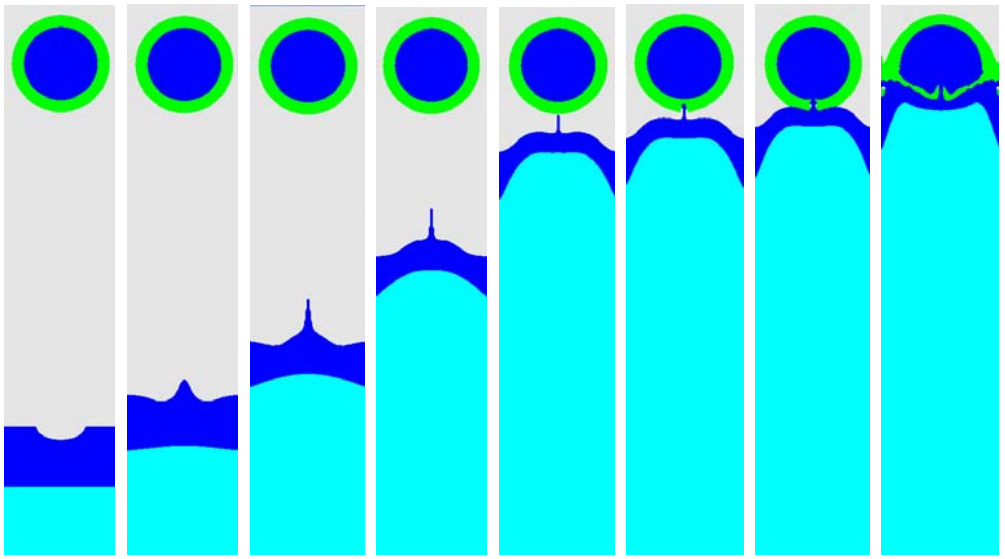


Рис. 2. Пробой изоляции провода кумулятивной струей

остается в объеме изоляции, не переходя в нагрузку, и считается потерянной. Существует оптимальная толщина изоляции, при превышении которой сильно возрастают потери магнитного потока в генераторе [1].

Очевидно, что для снижения потерь потока в изоляции необходимо обеспечивать надежный и непрерывно движущийся контакт центральной трубы со спиралью путем пробивания изоляции проводов.

Наиболее явным решением данной проблемы является использование кумулятивных струй, формирующихся при подлете центральной трубы к спирали (рис. 2).

Для этого на внешней поверхности трубы необходимо выполнить соответствующие кольцевые или винтовые кумулятивные пазы. В идеальном варианте ход нарезки пазов должен соответствовать ходу спиральной катушки над данным участком трубы. Форму и размеры пазов необходимо выбрать такими, чтобы длина струй при подлете трубы к спирали соответствовали толщине изоляции. Параметры пазов зависят от размеров основных элементов СВМГ, материала центральной трубы и типа заряда ВВ и выбираются индивидуально для каждого генератора.

Для проверки работоспособности данной идеи проведены два эксперимента с модельными спиральными генераторами (рис. 3). Катушки генераторов (1) были намотаны в один заход медным проводом диаметром 6 мм с шагом намотки 8 мм. Медный провод имел фторопластовую изоляцию толщиной 1 мм, которая способна выдерживать напряжение до 100 кВ. Внутренний диаметр катушки – 100 мм, длина – 100 мм. Центральная медная труба (2) имела наружный диаметр 50 мм, внутренний диаметр 40 мм. Отличие генераторов заключалось в центральной трубе. В первом эксперименте она была гладкой, во втором – на внешней поверхности трубы с шагом 3 мм была нарезана винтовая канавка (4) глубиной 1,8 мм и радиусом кривизны 1,3 мм.

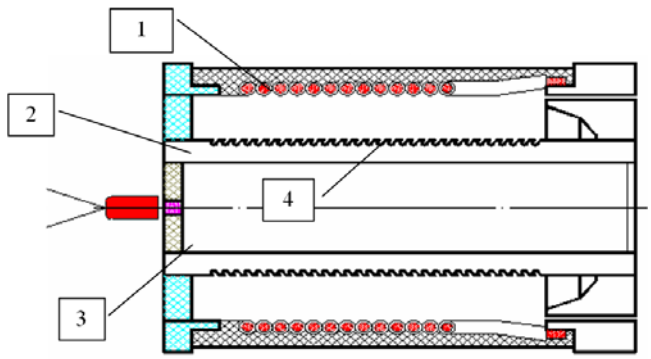


Рис. 3. Эскиз модельного СВМГ, где: 1 – спиральная катушка, 2 – центральная труба, 3 – заряд ВВ, 4 – кумулятивные пазы

Опыты проводились при малых токах и с одинаковой начальной запиткой. Результаты опытов (рис. 4, 5) показали увеличение максимального значения тока в генераторе с рифленой центральной трубой по сравнению с таким же генератором, но с гладкой трубой, в 1,5 раза, что соответствует увеличению мощности источника более чем в два раза.

Анализ результатов экспериментов показал, что в опыте с гладкой трубой генератор работал с

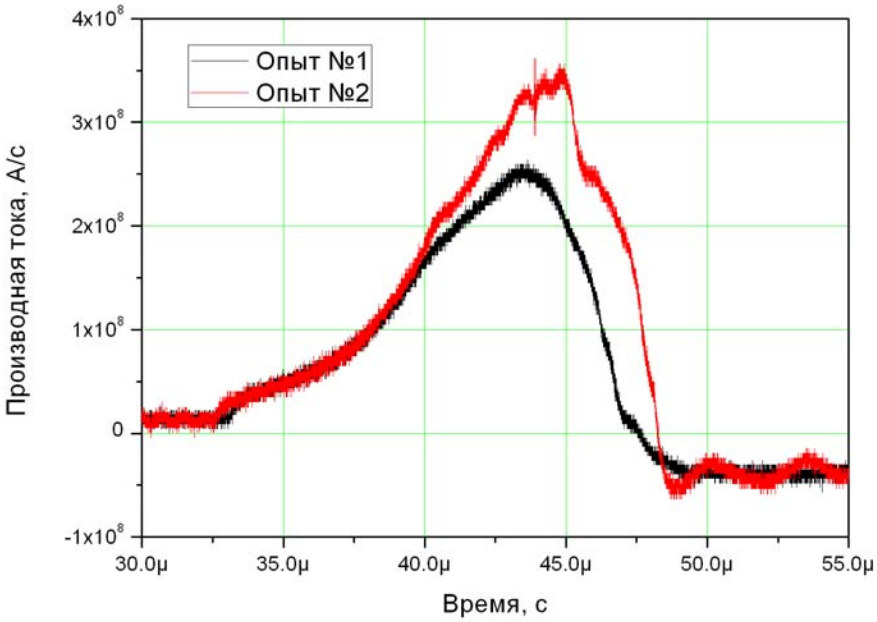


Рис. 4. Экспериментальные производные токов

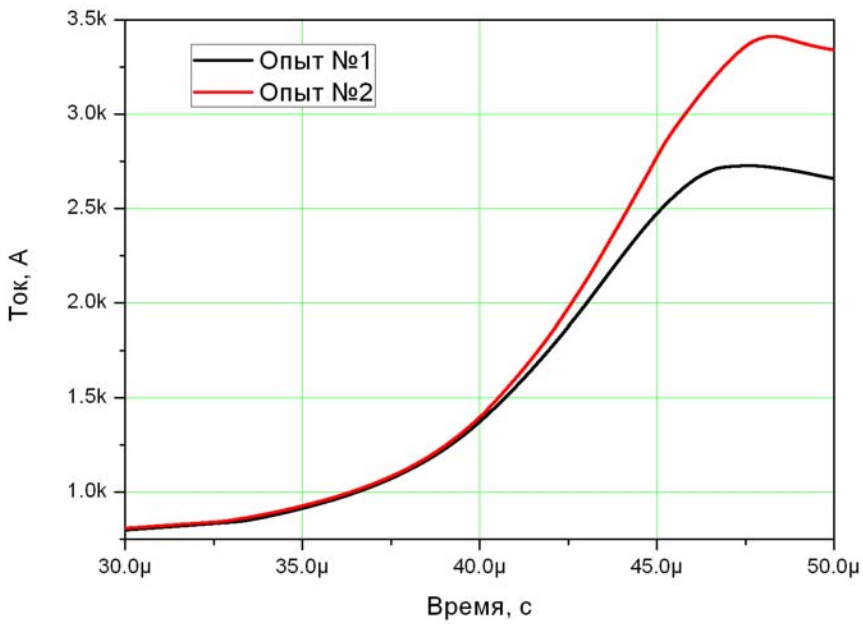


Рис. 5. Экспериментальные токи

коэффициентом совершенства равным 0,65, в то время как во втором эксперименте его значение составило 0,8. Для справки, генераторы такого калибра при изоляции ~0,3 мм имеют коэффициент совершенства ~0,75.

Таким образом, применение центральной трубы с кумулятивными пазами позволяет использовать более толстую изоляцию проводов для увеличения рабочего напряжения генератора и снижения потерь магнитного потока в изоляции.

Увеличение мощности СВМГ позволяет существенно уменьшить толщину фольги взрывных размыкателей тока, что важно для сокращения времени нарастания тока, например, в лайнерных нагрузках.

Кроме того, минимизация потерь магнитного потока в изоляции позволяет более точно прогнозировать работу СВМГ, так как в процессе его работы остаются только диффузионные потери, которые, в отличие от потерь в изоляции поддаются расчету [2].

Список литературы

1. Магнитокумулятивные генераторы – импульсные источники энергии: Монография. Том 1 / Под ред. В. А. Демидова, Л. Н. Пляшкевича, В. Д. Селемира. Саров, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011. с. 181, с. 191.

2. Pak S. V. Simulations of current density distribution in the cross-section of the loop and the load in helical explosive magnetic generator. NINTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON MEGAGAUSS MAGNETIC FIELD GENERATOR AND RELATED TOPICS. July 7–14, 2002, Moscow - St.-Petersburg.

МОБИЛЬНЫЙ ИСПЫТАТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА ОСНОВЕ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

А. В. Шурупов[1], *А. В. Козлов*[1], *А. Н. Гусев*[1], *Н. П. Шурупова*[1], *В. Е. Завалова*[1], *Э. М. Базелян*[2]

[1] Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Объединенный институт высоких температур» (ОИВТ РАН), г. Москва, Россия,
[2]ОАО «Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского (ЭНИН)» г. Москва, Россия

Опытный образец мобильного испытательного комплекса на основе взрывомагнитного генератора (МИК ВМГ) был разработан для полномасштабного моделирования импульса тока молнии. Основным элементом МИК ВМГ является генератор импульса тока, включающий взрывомагнитный генератор (ВМГ) с импульсным трансформатором (ИТ) для вывода энергии в нагрузку. Теоретический анализ электрической схемы МИК ВМГ проведен с учетом потерь энергии на активных сопротивлениях в первичном контуре ИТ и индуктивно-омического характера нагрузки. Представлены результаты полевых испытаний МИК ВМГ. Показано, что результаты математического моделирования импульса тока на нагрузке хорошо согласуются с результатами экспериментов.

Введение

Изучению физики молнии с целью построения эффективных систем молниезащиты посвящено много научных трудов. Систематизация представлений о механизмах возникновения, развития и воздействия молнии на различные объекты приводится в работе [1]. Однако проблемы молниезащиты не теряют актуальности. Прежде всего это объясняется тем, что усложнение и удорожание самих энергетических объектов и систем управления приводит к тому, что типовые проектные решение по устройствам заземления опор ВЛ, ПС и прокладки кабельных трасс на ПС устаревают и не обеспечивают уже требуемой надежности. Статистика аварий и перебоев в эксплуатации оборудования объектов энергетики указывает на высокую долю грозовых отключений, которая составляет от 20 до 50 % общего числа отключений ВЛ. Грозовые отключения негативно сказываются на эксплуатации, как самих линий, так и подстанционного оборудования, снижая ресурс работы выключателей и вызывая коммутационные перенапряжения на оборудовании. Методические основы молниезащиты опираются на некоторые критические параметры, характеризующие, как прямое воздействие (импульсные сильноточные процессы в грунте), так и наведенное (в результате импульсного воздействия электромагнитных полей в цепях вторичной коммутации и устройствах микропроцессорной техники). Эти критические параметры являются нелинейными функциями тока молнии и сильно зависят от свойств объекта воздействия. Определение их прямым путем полномасштабного моделирования импульса тока молнии стало возможным с развитием технологий создания мощной импульсной техники и диагностики, опирающейся на современную электронную базу. Эта задача нашла практическое воплощение в договоре между организациями ОАО «ФСК ЕЭС», ОАО «ЭНИН» и ОИВТ РАН по теме «Разработать, изготовить и провести приемо-сдаточные и полевые испытания мобильного испытательного комплекса предназначенного для полевых испытаний грунтов и заземлителей».

Обзор литературы об источниках энергии для моделирования токовых импульсов молнии, базирующиеся на генераторе (ВМГ) [2–7] показал следующее. Все отмеченные работы, прежде всего, объединяет общий принцип превращения энергии взрывчатого вещества в энергию электромагнитного импульса. Основными отличительными чертами МИК ВМГ являются:

- генератор импульса тока является мобильным и ВМГ является единственным его расходным элементом;
- согласование ВМГ с индуктивно-омической нагрузкой осуществляется с применением импульсного трансформатора, неразрушаемого в процессе работы;

• отсутствие взрывных размыкателей тока в первичной обмотке трансформатора и твердотельных замыкателей в цепи нагрузки.

• специальный закон вывода индуктивности обеспечивался конструкцией последних конусных секций ВМГ и был ответственным за формирования фронта импульса тока.

Первый и второй пункт позволяют сделать комплекс экономически менее затратным, а сам проект – коммерчески оправданным.

Данная статья посвящена описанию работы образца мобильного испытательного комплекса МИК ВМГ и его полевым испытаниям.

Состав МИК ВМГ и моделирование выходных параметров

МИК ВМГ монтируется на шасси двух автомобилей «КАМАЗ» повышенной проходимости. Генератор импульса тока размещен в кузове-контейнере первого автомобиля. В его состав входят: источник первоначальной энергии; ВМГ, размещенный внутри взрывной камеры; повышающий импульсный трансформатор (ИТ); проходной изолятор. В кузове-контейнере второго автомобиля помещена система управления. Она включает блок жизнеобеспечения обслуживающего персонала, устройство подготовки взрывчатых веществ (ВВ); автономный источник питания; приборы внутреннего контроля и управления; а также контейнер с запасом ВМГ. Система управления через оптоволоконный кабель осуществляет синхронизацию работы ВМГ и регистрирующей аппаратуры. Более подробно большинство технических решений уже докладывалось на конференциях и описано в патентах [8–11].

Математическое моделирование параметров МИК ВМГ базировалось на электротехнической схеме согласования переменной индуктивности ВМГ с индуктивно – омической нагрузкой через ИТ. Но, в отличие от апробированной ранее схемы [8], в данной схеме были исключены взрывные нелинейные элементы. Это размыкатель тока в цепи первичной обмотки ИТ и замыкатель в цепи нагрузки. Присутствие этих элементов, с одной стороны, упрощает формирование временных параметров импульса – фронта и затухания, с другой – вносит нестабильность работы схемы в целом и, как следствие, – нестабильность воспроизводства амплитудных характеристик импульсов тока. Это крайне неблагоприятно для применения МИК ВМГ на практике. В данной схеме благодаря найденному закону вывода индуктивности, или другими словами соотношению углов между последними конусными секциями ВМГ и углом раскрытия лайнера, был обеспечен фронт импульса тока около 20 мкс [8].

Нагрузка, омическая – R_2 и индуктивная – L_L, подключена ко вторичной обмотке импульсного трансформатора ИТ, а ВМГ – непосредственно к первичной обмотке ИТ. Кроме того, берется в расчет омическое сопротивление первичного контура R_1, которое отвечает за потери энергии. Такая схема позволяет контролировать напряжение на нагрузке, задавая нужный режим работы ВМГ. Применение импульсного трансформатора обеспечивает согласование генератора и нагрузки при их сильно отличающихся значениях импедансов. В данной схеме трансформатор работает как накопитель энергии: он передает энергию в нагрузку во время всей фазы работы ВМГ и дополнительно запасает ее. Когда ВМГ перестает работать, накопленная в ИТ энергия передается в нагрузку дополнительно, тем самым увеличивая эффективность такой схемы при условии, если активные потери в первичном контуре не станут значимыми. Для достижения предельной выходной энергии проводилась минимизация потерь энергии в первичном контуре ИТ т. е. в R_1. Для этого анализируемая электрическая схема была приведена к эквивалентной схеме замещения. Приведение к эквивалентной схеме замещения осуществлялось типичным способом, описанным в [12, 13]. Импульсное воздействие генератора описывалось внесением на вход возмущения напряжения в виде $\sim u_0 \exp(i\omega t)$ и решение уравнений записывалось в комплексной форме. В итоге, импеданс системы записывался через эквивалентное активное и индуктивное сопротивление $Z_1 = i\omega L_{eq} + R_{eq}$, где значения эквивалентных индуктивностей и сопротивлений выражается (1):

$$L_{eq} = L_{1T} - \frac{M^2}{L_{2T} + L_L} = \frac{L_{1T}(1+\alpha-k_c{}^2)}{(1+\alpha)},$$

$$R_{eq} = R_1 + \frac{L_{1T}}{L_{2T}} \frac{k_c{}^2}{(1+\alpha)^2} R_2, \qquad (1)$$

здесь L_{1T}, L_{2T} – индуктивности первичной и вторичной обмоток трансформатора, R_1, R_2 – активные сопротивления первичного и вторичного контуров, k_c – коэффициент связи обмоток трансформатора, $M = k_c\sqrt{L_{1T}L_{2T}}$, $\alpha = L_1/L_{2T}$ – относительная индуктивность нагрузки. Решение для то-

ка в эквивалентной схеме записывалось как $I_1 = \Phi_0 \dfrac{\exp\left(-\int_0^{\tau eq} \dfrac{R_{eq}}{L_{eq}} dt\right)}{L_{eq}}$, где Φ_0 – начальный магнитный поток.

Видно, (рис. 1 а), что на эквивалентную индуктивность влияют параметры α и k_c. Эквивалентная индуктивность всегда ниже, чем L_{1T}. При больших значениях индуктивности нагрузки зависимость от коэффициента связи уменьшается, и она приближается к индуктивности первичного контура трансформатора. Относительно эквивалентного активного сопротивления, оценки показывают, что оно, главным образом, определяется активным сопротивлением первичного контура трансформатора и слабо меняется от параметров второго контура. Это объясняется в нашем случае малым значением отношения индуктивностей трансформатора L_1/L_{2T}. Схема замещения позволяет рассчитать ε_L, ε_R – доли энергии, передающиеся в индуктивную и омическую нагрузку через трансформатор (эффективность передачи энергии в нагрузку) (2):

$$\varepsilon_L = \frac{W_{load}}{W_1} \qquad \varepsilon_R = \frac{W_R}{W_1}$$

где $$W_R = \int_0^{\tau p} I_2{}^2 R_2 dt \qquad W_{load} = \frac{L_L I_2{}^2}{2} \qquad (2)$$

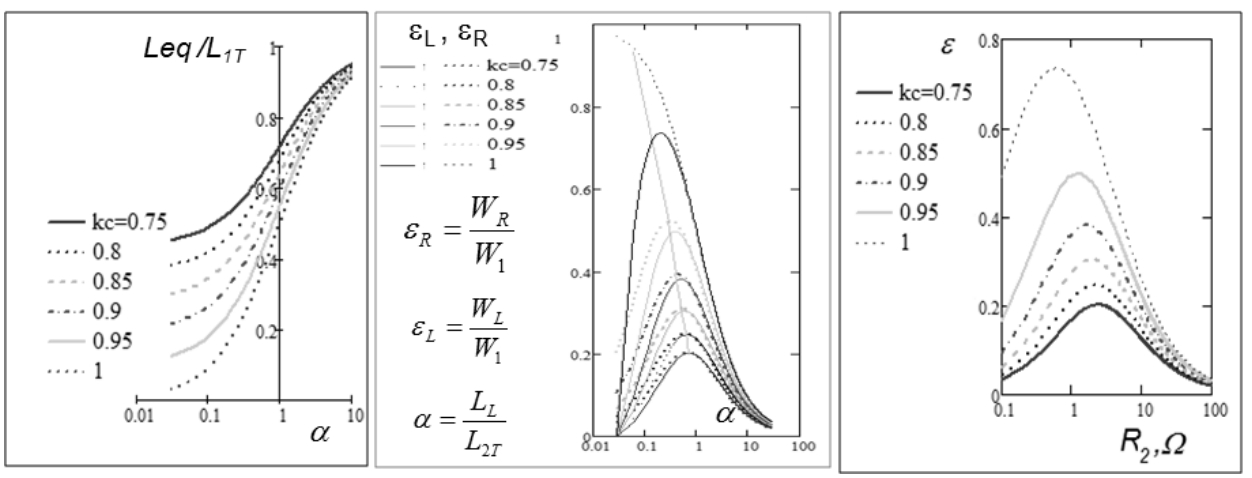
$$W_1 = \frac{L_{eq} I_1{}^2}{2} + \int_0^{\tau_{eq}} I_1{}^2 R_{eq} dt$$

На рис. 1,b,c) представлены зависимости эффективности передачи энергии в индуктивную, ε_L, и активную, ε_R, нагрузки от относительной индуктивности нагрузки и от сопротивления нагрузки. Видно, что функции имеют максимумы и, чем идеальней трансформатор $(k_c \sim 1)$, тем этот максимум более смещен в сторону меньших $\alpha = L_L/L_{2T} < 1$.

Оценки оптимальных значений индуктивностей для передающейся энергии (без учета потерь энергии в активных сопротивлениях) дают соотношение $\dfrac{L_{eq}}{L_{1T}} = \dfrac{L_L}{L_{2T}} = \sqrt{1-k_c{}^2}$.. При k_c>0,92 эффективность может достигать более 50 % для α~0,1–0,2 и R_2~1–2 Ом.

Это возможно при минимизации потерь энергии в первичном контуре трансформатора. Условие для эффективной передачи энергии при наличии активных потерь в контурах трансформатора опирается на то, что время затухание импульса в цепи нагрузки должно быть меньше, чем время передачи энергии в нагрузку в эквивалентной схеме замещения, т.е. $\tau_{2p} \le \tau_{eq}$, что равносильно условию $\dfrac{L_L}{R_2} \le \dfrac{L_{eq}}{R_{eq}}$. Подставляя значения из (1), нетрудно получить условие (3):

$$\frac{R_2}{R_1} \ge \left[\frac{L_{1T}}{L_{2T}\alpha}\left(1 - \frac{k_c{}^2(1+2\alpha)}{(1+\alpha)^2}\right)\right]^{-1} = \beta_R \qquad (3)$$



а б с

Рис. 1. а – относительная эквивалентная индуктивность в зависимости от α; б – эффективность передачи энергии в индуктивную нагрузку, ε_L, в омическую нагрузку, ε_R, в – зависимости от α, и с – ε_R как функция от R_2

На рис. 2 представлен результат расчета формулы (3) для β_R в логарифмических координатах для обеспечения эффективной передачи энергии в нагрузку.

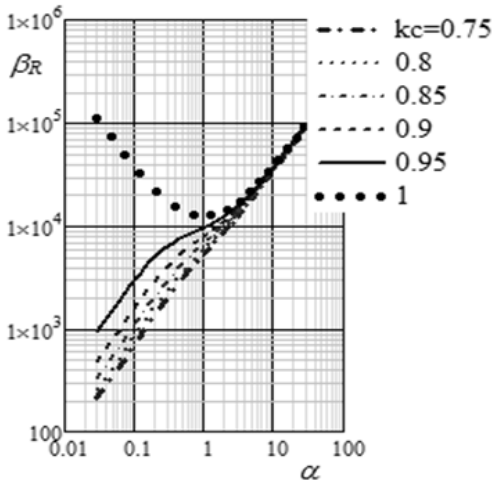


Рис. 2. Зависимость β_R от относительной индуктивности нагрузки α при разных коэффициентах связи k_c.

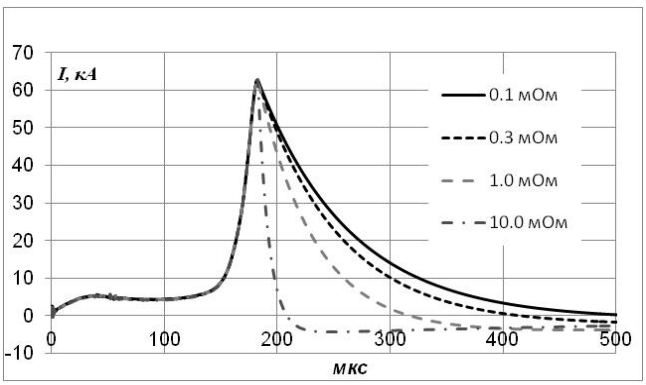


Рис. 3. Модельное распределение импульса тока в нагрузке при разных активных потерях в первичной обмотке ИТ

Это условие легло в основу моделирования импульсов тока заданной амплитуды и длительности при исходных параметрах: $L_{1T}/L_{2T} \sim 0{,}55$ мкГн/1700 мкГн; коэффициент связи – $k_c \sim 0{,}95$; индуктивность нагрузки ~70–100 мкГн; активное сопротивление нагрузки ~1–10 Ом. Начальная индуктивность ВМГ 12,5 мкГн, напряжение источника питания ~ 38 кВ, начальная энергия ~43 кДж. Результаты моделирования импульса тока в нагрузке $R_2 = 1$ Ом представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, наилучший результат достигается при выполнении условия минимизации потерь в первичном контуре ВМГ, когда $\beta_R \sim 5 \times 10^3$, что соответствует R_1 ~0,1 мОм и времени τ_{2p} ~70 микросекунд на полувысоте амплитуды. В этом случае эффективность передачи энергии ВМГ в нагрузку около 50 %. Увеличение активного сопротивления в первичном контуре трансформатора ведет к $\beta \le \beta_R$. При этом время передачи энергии в нагрузку уменьшается, импульс сужается, и эффективность уменьшается тоже. Эти результаты получили экспериментальное подтверждение при полевых испытаниях МИК ВМГ.

Полевые испытания МИК ВМГ и результаты измерений

Полевые испытания были проведены на площадке – полигоне в Московской области. Время испытаний пришлось на сентябрь 2013 года и совпало с периодом повышенных осадков. Тип почвы площадки, где размещалось оборудование вместе с контурами заземления, – суглинистый.

Цель полевых испытаний МИК ВМГ:

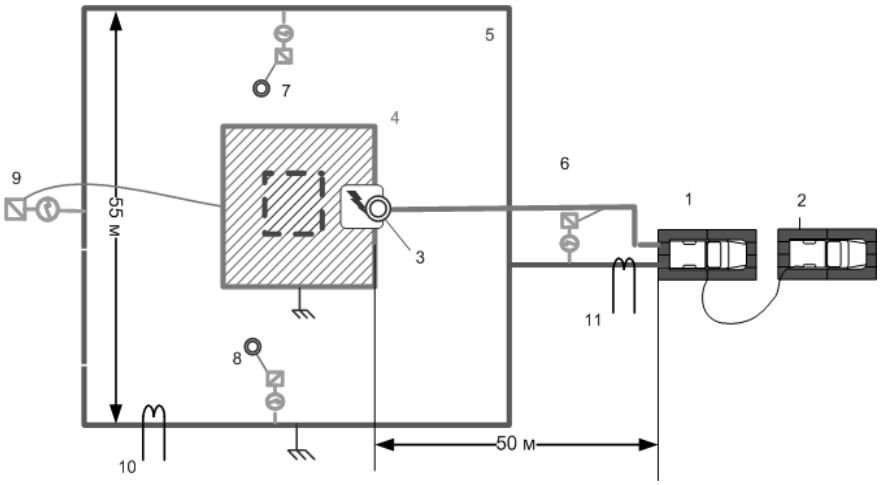
– проверка основных выходных электрофизических параметров, заявленных в проекте;

– обеспечение нескольких рабочих пусков с использованием однотипных взрывомагнитных генераторов (ВМГ) для наработки статистики работы МИК ВМГ;

– тестирование и калибровка контрольно - измерительной аппаратуры.

На рис. 4 представлена схема эксперимента и фото, снятое во время подготовки эксперимента. Схема была разработана специально для ввода импульса тока в нагрузку, которая представляла собой участок грунта между контурами заземления: внутренним и внешним. Внешний контур заземления имел квадратную форму размером 55×55 м из кабеля АС120 и был заглублен примерно на 0,5 м. Внутренний контур представлял собою квадрат размером 15×15 м в первом эксперименте, во втором – 4×4 м. Это позволило изменить сопротивление нагрузки с 2 Ом до 4 Ом. Импульс тока от МИК ВМГ подавался в штангу, принадлежащую внутреннему контуру. Измеренная полная индуктивность контура нагрузки в первом случае была 75 мкГн, во втором 86 мкГн и определялась, главным образом, положением генератора токов молнии по отношению к контуру ввода импульса.

Замер сопротивления нагрузки (грунта) проводился до начала экспериментов. Предполагается, что потенциал внешнего контура (площадью 55 × 55 кв.м, вследствие его малого сопротивления, равен нулю. Это предположение очень хорошо выполняется



а



б

Рис. 4. Схема эксперимента (а) и фото полевых испытаний МИК ВМГ (б). Обозначения: 1 – генератор тока молнии; 2 – автомобиль управления; 3 – штанга ввода тока; 4 – контур ввода тока (1 – сплошная линия, 15×15 м, R = 2 Ом), (2 – пунктирная линия, 4×4 м, R = 4 Ом); 5 – контур заземления; 6 – делитель № 1; 7 – делитель № 4; 8 – делитель № 3; 9 – делитель № 2; 10 – пояса Роговского ПР3, ПР4; 11 – пояса Роговского ПР1, ПР2

В таблице приводятся параметры МИК ВМГ, измеренные в двух экспериментах.

Параметры / № эксперимента	1	2
Начальное сопротивление между контурами ввода импульса тока (активная нагрузка), Ом	2	4
Начальная энергия ВМГ, кДж	23	43
Максимальная амплитуда тока в нагрузке, кА	50	63
Энергия, генерированная ВМГ, кДж	980	1590
Максимальная амплитуда напряжения на выходе из МИК ВМГ, кВ	220	450
Максимальная амплитуда напряжения на активной нагрузке, кВ	118	255
Фронт нарастания импульса тока, мкс	30	25
Длительность импульса тока по уровню 0,5 от амплитудного значения, мкс	130	150
Энергия, рассеянная в активной нагрузке, кДж	502	808
Коэффициент усиления выделившейся в нагрузке энергии по отношению к начальной энергии	22	19

(с точностью до 0,5 %) для эксперимента при внутреннем контуре 4×4 кв.м (эксперимент № 2) и около 7 % при внутреннем контуре 15×15 кв.м. После сигнала с системы управления запускался ВМГ (происходил подрыв ВВ) и запускалась контрольно-измерительная аппаратура. Измерительная аппаратура включала: датчики ПР1-ПР4 (пояса Роговского) для измерения производной тока; делители для измерения напряжений и зонды для определения напряжения в пространстве между контурами.

При каждом пуске производилась запись и сохранение зарегистрированных данных с контрольно-измерительной аппаратуры: начального тока запитки ВМГ; тока ВМГ (первичного контура ИТ); тока в нагрузке (вторичного контура ИТ); выходного напряжения МИК ВМГ; напряжения на нагрузке; напряжения на зондах.

В таблице приводятся параметры МИК ВМГ, измеренные в двух экспериментах.

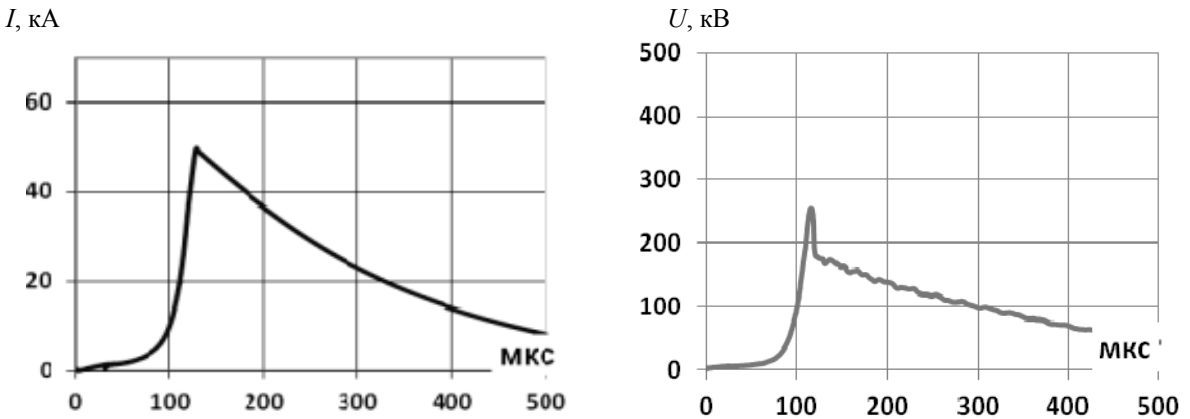


Рис. 5. Измеренные импульсы тока и напряжения в эксперименте № 1

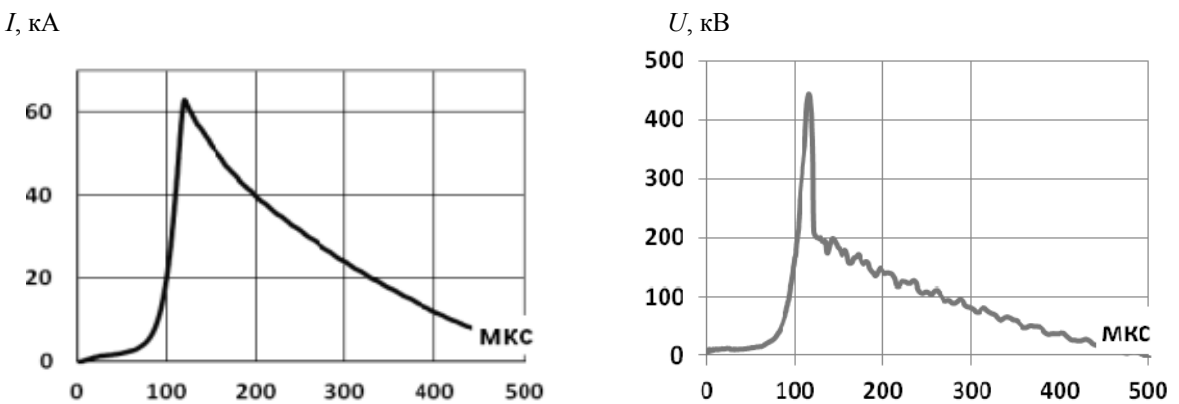


Рис. 6. Измеренные импульсы тока и напряжения в эксперименте № 2

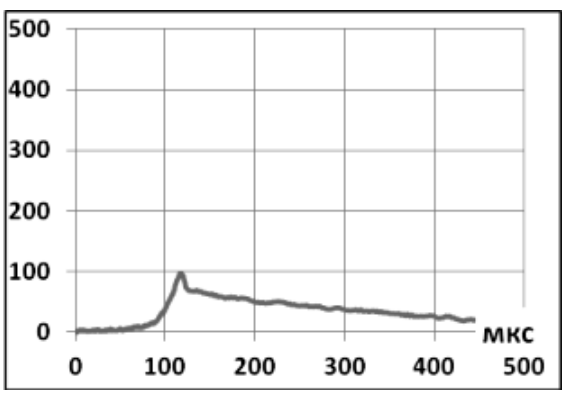


Рис. 7. Напряжение на зонде № 1, кВ в первом эксперименте, внутренний контур 15×15 кв.м. (Делитель № 3 на схеме эксперимента, рис. 4)

По значениям энергий, генерируемых ВМГ и передающихся в нагрузку, можно убедиться что эффективность передачи энергии в нагрузку составляет около 50 %. Усиление выделившейся в нагрузке энергии по отношению к начальной энергии, превышает 20 раз, что так же соответствует параметрам, заложенным в проект МИК ВМГ.

На рис. 5–7 представлены осциллограммы токов и напряжений на выходе МИК ВМГ, полученные в экспериментах. По осциллограммам тока видно, что они хорошо воспроизводятся в каждом эксперименте и согласуются с модельными распределениями тока (рис. 3).

Осциллограммы напряжений на делителе напряжения и зонде в первом эксперименте показали, что существенного изменения сопротивления грунта при протекании импульса тока не зарегистрировано. Это подтверждается тем, что активных искровых процессов в почве не было, возможно, вследствие сильного увлажнения почвы и ее низкого начального омического сопротивления.

Предельные параметры МИК ВМГ, а именно выходная энергия 2,5 МДж и выходное напряжение свыше 1 МВ планируется достичь в следующих полевых испытаниях на контурах с сопротивлением до 10 Ом.

Заключение

Результаты проведенных полевых испытаний позволяют вынести в заключение следующие факты:

✓ Создан образец мобильного испытательного комплекса на основе взрывомагнитного генератора (МИК ВМГ) для полномасштабного моделирования воздействия импульсов тока молнии амплитудой до 70 кА и длительностью около 150 микросекунд на объектах с сопротивлением до 10 Ом и индуктивностью до 200 мкГн;

✓ Численное моделирование работы МИК ВМГ позволило определить оптимальные параметры, обеспечивающие передачу энергии в нагрузку более 50 %;

К областям приоритетного применения МИК ВМГ следует отнести области его эффективной работы:

✓ проверки заземлителей электрических подстанций, имеющих регламентированный предел сопротивления заземления до 1 Ома;

✓ проверки электроники оборудования ПС на электромагнитную устойчивость к воздействию разрядов молнии;

✓ исследования наведенных токов во вторичных цепях за счет индуктивных связей;

✓ фундаментальные задачи по исследованию нелинейных процессов от мощного импульсного воздействия, в том числе и в грунте, имеющем низкое активное сопротивление.

Список литературы

1. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Физика молнии и молниезащиты. / М: Физматлит. 2001.

2. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. / М.: Мир, 1972.

3. Фортов В. Е. Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Под ред. В. Е. Фортова. М.: Наука, 2002.

4. Павловский А. И., Людаев Р. З. Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики./ М.: Наука, 1984.

5. Вилков Ю. В., Кравченко А. С., Саиткулов М. М., Селемир В .Д., Тютяев А. А. Магнитокумулятивный источник энергии для воспроизведения токового импульса молнии на разветвленной системе защитного заземления // Приборы и техника эксперимента. 2012. № 5. С. 73–78

6. Вилков Ю. В., Кравченко А. С. Источник энергии для моделирования токовых импульсов молнии. // Приборы и техника эксперимента. 2006. № 4 . С. 79–87

7. Шурупов А. В., Дудин С. В., Леонтьев А. А., Козлов А. В., Минцев В. Б., Ушнурцев А. Е., Фортов В. Е., Поварешкин М. Н., Шурупова Н. П. Взрывомагнитный генератор для мобильных имитаторов токов молнии // XII Международная конференция по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Новосибирск. 13–18 июля 2008 г.

8. Борискин А. С., Власов Ю. В., А. В. Васькин, В. А. Демидов, В. А. Ионов, Кутумов С. В., Романов А. П., Щетников Е. И. Источник энергии на основе спиральных взрывомагнитных генераторов для высокоимпедансных нагрузок // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 5. С. 76–81.

9. Патент на полезную модель № 107855. Взрывозащитная камера.

10. Патент на полезную модель № 112501. Взрывомагнитный генератор.

11. Патент на полезную модель № 111346. Высоковольтный импульсный трансформатор.

12. Larry L. Altgilbers, Igor Grishnaev, Ivor R. Smith, Yuriy Tkach, Mark D. J. Brown, Bucur M. Novac, Iaroslav Tkach (auth.) / Springer New York, Series: High-Pressure Shock Compression of Condensed Matte. 2000.

13. Herlach F. Explosive-driven energy generators with transformer coupling // J. Phys. E: Sci. Instrum., 1979. Vol. 12. p. 421–429.

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РАЗМЫКАТЕЛЕЙ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ ТОКА С ТРЕБУЕМОЙ ФОРМОЙ ДЛЯ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

В. В. Авдошин, П. В. Дудай, А. А. Зименков, В. А. Иванов, С. В. Пак, А. Н. Скобелев, А. Ю. Февралёв

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Для проведения экспериментальных работ в различных областях физики требуются источники электромагнитной энергии, имеющие высокую импульсную мощность. Одним из путей повышения импульсной мощности является применение быстродействующих токовых открывающих ключей, способных коммутировать мегаамперные токи и обеспечивать тераваттный уровень мощности. К настоящему времени созданы открывающие ключи – взрывные размыкатели тока (ВРТ), способные в сочетании со спиральными взрывомагнитными генераторами (СВМГ) формировать в нагрузке импульсы тока амплитудой более 10^7А за микросекундное время [1]. На время коммутации тока в нагрузку с помощью взрывного размыкателя тока влияют: способ разрыва проводника, симметрия детонационного фронта и толщина разрывного заряда ВВ размыкателя, электрофизические свойства детонационной плазмы, плотность тока в разрываемом проводнике, геометрические размеры и материал проводника, электрические параметры разрываемого контура и цепи нагрузки [2].

В электрофизическом отделении ВНИИЭФ разработаны спиральные ВМГ калибром от 5 до 40 см, позволяющие в конечном контуре сжатия с индуктивностью 25…50 нГн получать токи от 1 МА до 35 МА [3] с характерным временем нарастания тока от 10 до 30 мкс. Для формирования в нагрузках импульсов тока требуемой длительности и амплитуды СВМГ снабжены размыкателями тока различных конструкций.

В докладе рассматриваются вопросы выбора параметров ВРТ для формирования импульсов тока с заданными характеристиками.

1. Требуемые выходные параметры источников тока для физических исследований

Во ВНИИЭФ совместно с лабораториями LANL (США) и CEA (Франция) был проведён ряд физических исследований:

– изучение возможности нагрева *D–T* плазмы до термоядерной температуры в камерах с магнитным обжатием (МАГО) [1],

– исследование фазовых переходов, ударных волн и развитие Релей-Тейлоровских неустойчивостей при обжатии мишени в лайнерных экспериментах [4, 5],

– формирование высокоскоростных струй при схлопывании лайнера [6],

– изучение откольных механизмов разрушения материалов с использованием взрывомагнитного устройства [7].

Для проведения этих экспериментов в электрофизическом отделении ВНИИЭФ необходимо было создать источники тока со следующими выходными параметрами (см. табл. 1).

Таблица 1

№ п/п	Цель экспериментов	$L_н$, нГн	$I_н$, МА	$t_н$, мкс	U_f, кВ
1	Нагрев плазмы в камере МАГО калибром 100 мм	20	3	1	100
2	Нагрев плазмы в камере МАГО калибром 200 мм	30…40	5…10	3	200
3	Исследование фазовых переходов	30	5	6,5	50
4	Исследование неустойчивостей	50	10	10	150
5	Формирование высокоскоростных струй	55	15	10	200
6	Изучение откольных механизмов	22	5…10	2	100

В таблице 1 приняты следующие обозначения: $L_н$ – величина индуктивности нагрузки, $I_н$ – амплитуда тока в нагрузке, $t_н$ – время нарастания импульса тока в нагрузке, U_f – величина напряжения на фольге в момент разрыва.

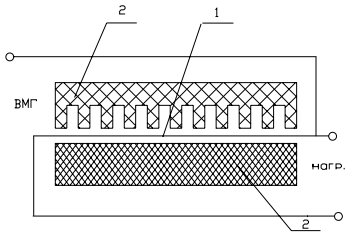


Рисунок 1

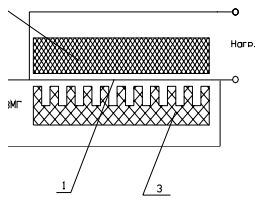


Рисунок 2

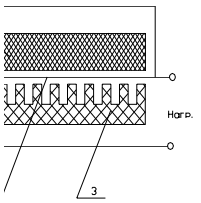


Рисунок 3

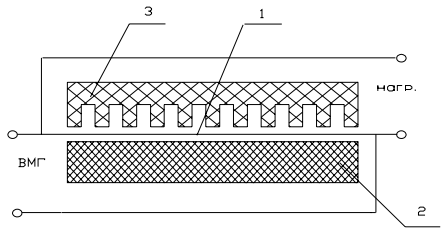


Рисунок 4

а) ВРТ с ребристой преградой

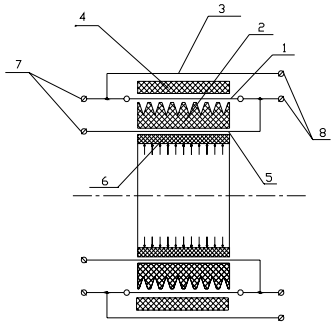


Рисунок 5

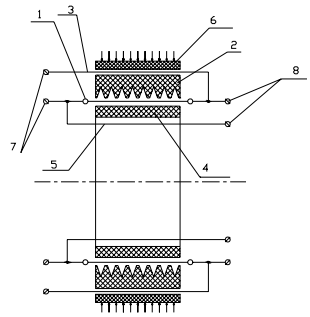


Рисунок 6

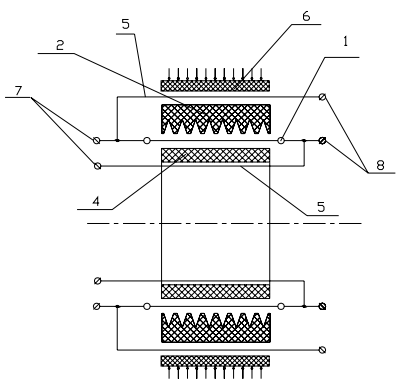


Рисунок 7

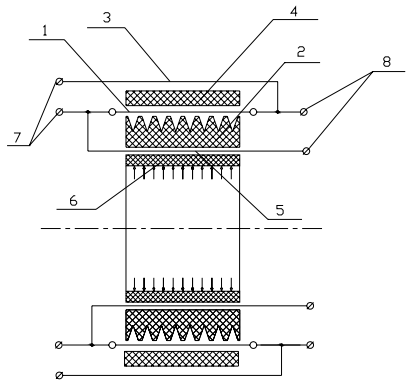


Рисунок 8

б) ВРТ на кумулятивных струях

2. Выбор параметров ВРТ

При использовании спиральных ВМГ для формирования импульса тока в нагрузке наиболее широко используются ВРТ двух типов: а) с разрывом проводника на ребристой преграде и б) с разрывом проводника диэлектрическими кумулятивными струями. Возможны четыре варианта построения конструкций ВРТ в зависимости от взаимного расположения элементов ВРТ. Схематично эти варианты коаксиальных конструкций ВРТ показаны на рис. 1–8.

На рис. 1–4 приняты следующие обозначения: 1 – разрываемый проводник, 2 – заряд ВВ, 3 – ребристая преграда. На рис. 5–8 приняты следующие обозначения: 1 – разрываемый проводник, 2 –

струеформирователь, 3, 5 – наружный и внутренний электроды, 4 – струегаситель, 7 – выводы для подключения ВМГ, 8 – выводы для подключения нагрузки.

В зависимости от расположения ребристой преграды или струеформирователя (в контуре ВМГ или в контуре нагрузки) разрываемый проводник может вдавливаться в пазы ребристой преграды или в кумулятивные пазы струеформирователя или отжиматься от пазов давлением магнитного поля тока ВМГ. При смещении проводников значительно увеличивается индуктивность ВРТ, а за счёт вдавливания разрываемого проводника в пазы возрастает сопротивление проводника ещё до разрыва контура. Для предотвращения растяжения разрываемого проводника в пазах следует выбирать схему построения конструкции ВРТ, при которой проводник магнитным полем отжимается от пазов.

Сравнение эффективности разрыва проводника с помощью диэлектрических кумулятивных струй и на основе метания проводника на ребристую преграду показало, что для алюминиевых проводников толщиной до 0,4 мм оба способа обладают примерно одинаковым быстродействием. Для фольги толщиной более 0,4 мм эффективнее разрушение проводника с помощью диэлектрических кумулятивных струй [8]. Кумулятивный ВРТ позволяет применять в качестве разрываемого проводника как тонкие фольги (толщиной < 0,4 мм из алюминия или < 0,2 мм из меди), так и толстые пластины (толщиной до 5 мм из алюминия). Конструкция обострителя на кумулятивных струях позволяет располагать заряд ВВ с системой его инициирования вне электрического контура размыкателя и производить с помощью заряда ВВ размыкателя дополнительное сжатие магнитного потока в контуре ВМГ, что является преимуществом по сравнению с ВРТ на ребристой преграде. За счет дополнительного сжатия контура ВМГ величина конечного тока ВМГ перед разрывом может быть увеличена до 50 % по сравнению со случаем расположения заряда ВВ в контуре обострителя. Ввиду этих преимуществ кумулятивного размыкателя перед ВРТ с ребристой преградой для создания импульсного источника тока на основе СВМГ был разработан ВРТ кумулятивного типа со схемой построения, показанной на рис. 5.

Выбор элементов конструкции импульсного источника тока надо производить, исходя из требуемых характеристик импульса тока в нагрузке. Время коммутации тока в нагрузку зависит от толщины разрываемого проводника. Чем тоньше проводник, тем меньшее время коммутации может быть достигнуто. Время коммутации тока $t_н$ уменьшается пропорционально $\sqrt{\delta_f}$, где δ_f – толщина разрываемого проводника. Выбор толщины разрываемого проводника производится исходя из времени коммутации. Влияние толщины разрываемого проводника на время коммутации рассматривается в работе [8]. Длина обострителя $\left(l_f\right)$ должна быть такой, чтобы без электрического пробоя был получен импульс напряжения U_f нужной амплитуды. Минимальная длина обострителя при этом должна составлять: $l_f = U_f / E$ (1), где E напряженность электрического поля вдоль ВРТ. При постоянной величине магнитного потока в разрываемом контуре с увеличением длины разрываемого проводника напряженность электрического поля вдоль ВРТ уменьшается по степенному закону с показателем ~0,5. До длины ВРТ равной ~600 мм средняя величина напряженности E составляет ~ 5 кВ/см. После определения толщины и длины разрываемого проводника производится выбор диаметра его расположения.

Значения величин тока нагрузки $I_н$, индуктивности нагрузки $L_н$, конечного тока $I_к$, и индуктивности $L_к$ конечного контура СВМГ связаны между собой известным соотношением: $I_к L_к = I_н \left(L_к + L_н\right)$. Генератор разрабатывается исходя из значений величин конечного тока $I_к$ и индуктивности $L_к$. Важно, чтобы в разрабатываем генераторе было обеспечено минимальное значение интеграла действия тока $\int_0^t I^2\left(t\right)dt$ **,** это связано с тем, что поперечное сечение *S* разрываемого проводника выбирается исходя из величины интеграла действия тока. Увеличение сопротивления проводника в ВРТ за счет токового нагрева слабо сказывается на эффективности работы СВМГ, если удельный интеграл действия тока не превышает 0,9 от того значения, при котором проводник нагревается до температуры плавления. Отсюда вытекает критерий выбора минимальной площади *S* поперечного сечения разрываемого проводника:

для проводника из меди:

$$\frac{\int_0^t I^2(t)dt}{S^2} \le 8\cdot 10^8 \frac{A^2 c}{\text{см}^4}, \qquad (2)$$

для проводника из алюминия:

$$\frac{\int_0^t I^2(t)dt}{S^2} \le 3\cdot 10^8 \frac{A^2 c}{\text{см}^4} \qquad (3)$$

Для создания импульсного источника тока для опытов с камерой МАГО калибром 100 мм (см. п.1 табл. 1) был разработан СВМГ диаметром 160 мм, испытания которого показали, что в конечной индуктивности 30 нГн он генерирует ток амплитудой 7 МА с интегралом действия тока – $5{,}5\cdot 10^8$ А^2·с. Во время предварительной запитки камеры ($I_{\text{предв}}$=1,5 МА) ток через разрываемый проводник не протекает, вследствие этого интеграл действия тока в проводнике снижается до величины $3{,}2\cdot 10^8$ А^2·с. Время формирования импульса тока в нагрузке должно составить ~1 мкс. Проведённые исследования показали, что $t_н < 1$ мкс достигается при использовании в качестве разрываемого проводника алюминиевой фольги толщиной ≤0,4 мм или медной фольги толщиной ≤0,2 мм [2] при разновременности выхода детонационной волны на поверхность струеформирователя на 90 % поверхности ~0,1 мкс. В качестве материала разрываемого проводника мы выбрали медную фольгу (для уменьшения величины контактного сопротивления при пайке фольги к фланцам) толщиной 0,2 мм. Из соотношения (2) мы определили площадь поперечного сечения фольги, она составила 0,63 см^2. При этой величине площади сечения фольга толщиной 0,2 мм в форме цилиндра должна быть расположена на диаметре 100 мм, удельный интеграл действия тока при этом составит $8\cdot 10^8$ А^2·с/см^4. Длину разрываемой части фольги определили из соотношения (3):

$$l_f = 100 \text{ кВ} / 5 \text{ кВ/см} = 20 \text{ см}.$$

Для создания импульсного источника со временем формирования импульса тока в нагрузке ~3 мкс для опытов с камерой МАГО калибром 200 мм (см. п. 2 табл. 1) был изготовлен СВМГ диаметром 200 мм, позволяющий в конечной индуктивности 40 нГн получать ток амплитудой 20 МА с интегралом действия тока – $6\cdot 10^9$ А^2·с. Время коммутации тока зависит от толщины разрываемого проводника $t \sim \sqrt{\delta_f}$, поэтому для формирования импульса тока в нагрузке со временем нарастания ~3 мкс в качестве разрываемого проводника была выбрана алюминиевая фольга толщиной 1 мм, расположенная в ВРТ на диаметре 200 мм, длиной 400 мм (для обеспечения на фольге в момент разрыва 200 кВ).

Для исследования фазовых переходов и ударных волн в материалах при ударе о мишень разогнанного магнитным полем лайнера использовался СВМГ диаметром 200 мм, обеспечивающий в конечной индуктивности 30 нГн ток амплитудой 8 МА с интегралом действия тока $8{,}5\cdot 10^8$ А^2·с. В качестве разрываемого проводника в ВРТ была выбрана алюминиевая фольга толщиной 1 мм, расположенная на диаметром 200 мм. Для обеспечения на фольге в момент разрыва напряжения 50 кВ длина фольги была выбрана равной 100 мм. Для увеличения времени коммутации до 6,5 мкс заряд ВВ в размыкателе задействовался в режиме скользящей детонации.

Для изучения развития Релей-Тейлоровских неустойчивостей при обжатии мишени в лайнерных экспериментах применялся СВМГ диаметре 200 мм. В конечной индуктивности 50 нГн он генерирует ток амплитудой 22 МА с интегралом действия тока $4{,}8\cdot 10^{10}$ А^2·с. В качестве разрываемого проводника в ВРТ была выбрана алюминиевая фольга толщиной 2 мм, расположенная диаметре 200 мм, удельный интеграл действия тока при этом равен ~$3\cdot 10^8$ А^2·с/см^4. Длина фольги была выбрана равной 600 мм. Для увеличения времени коммутации до 10 мкс заряд ВВ задействовался последовательно вдоль направления тока с задержкой инициирования в 1 мкс через каждые 100 мм.

Для исследования процесса формирования высокоскоростных струй при схлопывании лайнера был разработан СВМГ диаметром 400 мм, испытания которого показали, что в конечной индуктивности 55 нГн он генерирует ток амплитудой 30 МА с интегралом действия тока $10{,}6\cdot 10^{10}$ А^2·с (с учётом дожатия контура ВМГ зарядом ВРТ). В качестве разрываемого проводника в ВРТ была выбрана алюминиевая фольга толщиной 2 мм в виде цилиндра диаметром 290 мм. Минимальная длина ВРТ должна составлять 400 мм (для обеспечения на фольге в момент разрыва 200 кВ), но для усиления эффекта дожатия конечного контура ВМГ его длина была увеличена до 840 мм. Для получения времени коммутации ~9 мкс заряд ВВ инициировался последовательно вдоль направления тока с задержкой инициирования в 1 мкс через каждые 100 мм.

Для изучения откольных механизмов разрушения материалов с применением взрывомагнитного устройства использовался СВМГ диаметром 200 мм, испытания которого показали, что в конечной индуктивности 24 нГн он генерирует ток амплитудой 14 МА с интегралом действия тока – $4{,}2\cdot 10^9$ А^2·с. В качестве разрываемого проводника в ВРТ была выбрана алюминиевая фольга толщи-

ной 0,7 мм, расположенная на диаметре 200 мм. Для обеспечения на фольге в момент разрыва напряжения 100 кВ её длина была выбрана равной 200 мм. Разновремённость выхода детонационной волны заряда ВВ размыкателя на поверхность струеформирователя не превышала 0,3 мкс.

Результаты испытаний импульсных источников тока на основе СВМГ и ВРТ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Назначение источника тока	$L_к$, нГн	$I_к$, МА	$L_н$, нГн	$I_н$, МА	$t_н$, мкс	U_f, кВ
Нагрев плазмы в камере МАГО калибром 100 мм	30	7	30	3,5	1	100
Нагрев плазмы в камере МАГО калибром 200 мм	40	10	30	10	2,5	150
Исследование фазовых переходов	30	8	23	4,5	6	30
Исследование неустойчивостей	50	22	50	10	10	150
Формирование высокоскоростных струй	57	27	50	14,4	8,8	200
Изучение откольных механизмов	24	14	22	7	2	80

Из табл. 2 видно, что полученные экспериментальные результаты близки к требуемым характеристикам импульсов тока в нагрузке.

По результатам экспериментальных данных можно сделать вывод, что представленный метод выбора параметров ВРТ позволяет создавать импульсные источники тока с требуемыми выходными характеристиками.

Список литературы

1. Чернышев В. К. Сверхмощные взрывомагнитные источники энергии для термоядерных и физических исследований // Труды Седьмой международной конференции по генерации Мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Мегагауссная и Мегаамперная импульсная технология и применения / Саров, ВНИИЭФ, 1997, с. 41–58.

2. Дудай П. В. и др. Исследование влияния параметров взрывного обострителя тока на время коммутации // Труды международной конференции XIII Харитоновские научные чтения. 14–18 марта 2011 г., РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, с. 755–760.

3. Чернышев В. К. и др. Спиральные взрывомагнитные источники с запасаемой энергией 0,5–25 МДж для исследования работы газового пондеромоторного узла с МГД-соплом и динамики разгона твёрдотельного лайнера. Ibid.1, с. 279–281.

4. Azra A. et al. Experimental study of Rayleigh Taylor instability by means of magnetic implosion // International Pulsed Power Conference 2001, Las Vegas, USA, p. 146–150.

5. Чокин Дж. Ф. и др. Фазовые переходы и ударные волны в лайнерных экспериментах. Ibid.1, с. 696–700.

6. Carlotti X. F. et al. Experimental study of conical liner magnetic implosion. Ibid.4, p. 142–145.

7. Дудай П. В. и др. Применение спиральных ВМГ для исследования реологических свойств алюминия. Эксперименты ″R-Damage-8,9″.// Труды международной конференции XIV Харитоновские научные чтения, 12–16 марта 2012 г., РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, сборник тезисов докладов, с. 46.

8. Volkov G. I. et al. Basic types of explosive current opening switches and their switching parameters, Proceedings of 12th International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Novosibirsk, 2008, Abstracts, p. 68.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗРЫВНЫХ РАЗМЫКАТЕЛЕЙ ТОКА НА ЛАГРАНЖЕВЫХ НЕСТРУКТУРИРОВАННЫХ СЕТКАХ В МГД-ПРИБЛИЖЕНИИ

Н. А. Беляева, П. В. Дудай, А. В. Ивановский, И. М. Куцык, А. И. Панов, А. В. Самодолов, С. С. Соколов, J. H. Goforth[1], R. E. Reinovsky[1], C. L. Rousculp[1], D. G. Tasker[1]

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия
[1]Los Alamos National Laboratory, New Mexico 87545, USA

Представлено описание расчетной модели взрывных размыкателей тока с разрывом проводника на ребристой преграде и с помощью диэлектрических струй. Приводится постановка и результаты гидродинамических расчетов по методике ТИМ-2D с учетом упругопластических свойств и поврежденности материалов, диффузии магнитного поля, работы электрической цепи. Численное моделирование проводилось в лагранжевых переменных с использованием неструктурированных счетных сеток. Проведен сравнительный анализ результатов МГД-расчетов взрывных размыкателей тока различной конструкции с экспериментальными данными ВНИИЭФ и ЛАНЛ.

Введение

Для исследования работы различных экспериментальных нагрузок (лайнерные системы, камеры типа МАГО и «Плазменный фокус» и т. д.) необходимо формировать импульсы тока определенной формы и амплитуды. При использовании в качестве источника энергии спиральных взрывомагнитных генераторов (СВМГ) чаще всего формирование импульсов тока в нагрузке осуществляется взрывными размыкателями тока (ВРТ), использующими принцип разрыва проводника кумулятивными струями или на ребристой преграде с помощью заряда взрывчатого вещества (ВВ) [1, 2]. Для прогнозирования параметров импульсов тока в нагрузке без проведения предварительных экспериментов необходимы расчетные модели, способные описать процесс коммутации тока из разрываемого контура в цепь нагрузки.

Расчетные модели ВРТ должны позволять описывать процесс растяжения и разрушения проводника с током с помощью кумулятивных струй или на ребристой преграде, а также учитывать и воздействие на проводник протекающего по нему тока, определять зависимость изменения сопротивления. Для определения формы импульса тока в нагрузке также требуется знать электротехнические параметры разрываемого контура и цепи нагрузки.

Далее приведены постановки задач и результаты расчетов разрыва проводников, полученные с помощью лагранжевой методики ТИМ-2D [3, 4].

Описание методики ТИМ-2D

В расчетной методике ТИМ-2D используется дифференциальные уравнения гидродинамики (с учетом упругопластики [5] и магнитного поля), записанные в переменных Лагранжа в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} \dfrac{d\rho}{dt} = -\rho div\vec{U}; \\ \rho\dfrac{d\vec{U}}{dt} = -gradP + divS + \dfrac{1}{c}\left[\vec{i}\times\vec{H}\right]; \vec{i} = \dfrac{c}{4\pi}rot\vec{H}; \\ \dfrac{d}{dt}\left(\dfrac{\vec{H}}{\rho}\right) = \left(\dfrac{\vec{H}}{\rho}\nabla\right)\vec{U} - \dfrac{c}{\rho}rot\vec{E}; \\ div\vec{H} = 0; \quad \vec{i} = \sigma\cdot\vec{E}; \\ \dfrac{d\varepsilon}{dt} = -P\dfrac{d\,1/\rho}{dt} + \dfrac{1}{\rho}S_p(SD) + \dfrac{(\vec{i},\vec{E})}{\rho}; \quad \dfrac{d\vec{r}}{dt} = \vec{U}, \end{cases}$$

где ρ – плотность вещества, ε – внутренняя энергия, $\vec{U}$ – вектор скорости, $\vec{r}$ – радиус-вектор, P – давление, $\vec{H}$ – напряженность магнитного поля, $\vec{E}$ – напряженность электрического поля, $\vec{i}$ – плотность тока, $\sigma = \sigma(\rho, \varepsilon)$ – электропроводность

среды, S – девиатор тензора напряжений, D – тензор скоростей деформации, $S_p(SD)$ – первый инвариант тензора SD.

Влияние магнитного поля на движение вещества осуществляется через объемную электромагнитную силу:

$$\vec{F} = \frac{1}{c}\left[\vec{i} \times \vec{H}\right] = -\frac{1}{8\pi r^2} grad\left(rH\right)^2 .$$

Кроме этого, в уравнение энергии добавляется объемный источник джоулева тепла

$$Q = \left(\vec{i}, \vec{E}\right) = \frac{\mathrm{X}}{4\pi r^2} grad^2\left(rH\right),$$

а уравнение индукции имеет вид

$$\rho \frac{d}{dt}\left(\frac{\vec{H}}{r\rho}\right) = div \frac{\mathrm{X}}{r^2} grad\left(rH\right),$$

где $\mathrm{X} = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$, c – скорость света.

Уравнения газодинамики и упругопластики в методике ТИМ-2D решаются по явной схеме, а уравнения диффузии магнитного поля по неявной. При построении разностной схемы для уравнения диффузии используется дифференциально-проекционный способ аппроксимации дифференциальных операторов [6], в результате чего получается система разностных уравнений с симметричной положительно определенной матрицей. Система линейных алгебраических уравнений решается с использованием библиотек решателей.

Во всех расчетах используются упругопластические модели сдвиговой прочности материалов. Расчеты проводились на неструктурированных сетках, состоящих из произвольных многоугольников (необязательно выпуклых, с произвольным числом ребер выходящих из узла). Численное моделирование работы рассматриваемых конструкций ВРТ проводилось в режиме мелкоблочного распараллеливания на распределенной памяти. В расчетах на каждом шаге на границах проводников задается магнитное поле, определяемое моделированием работы электрических цепей нагрузки и генератора. Уравнения цепи имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\left\{(L_s + L_G)\cdot I_G\right\} + \int Edl\Big|_G = 0 \\ \frac{d}{dt}\left\{(L_l + L_N)\cdot I_N\right\} + \int Edl\Big|_N = 0 \end{cases},$$

где L_G, L_N – индуктивности генератора и нагрузки, определяемые по геометрии на каждом шаге, $L_s(t)$ и L_ℓ – буферные индуктивности (заданные величины), I_G, I_N – токи в цепи ВМГ и цепи нагрузки.

Моделирование работы ВРТ кумулятивного типа

Ранее в докладе [7] была описана серия расчетов экспериментов «*R-Damage*» [8], где использовался размыкатель тока кумулятивного типа. В частности в этом докладе приводятся результаты расчетов, выполненных на сгущающихся сетках, которые показывают, что с увеличением количества счетных точек временные зависимости токов в генераторной цепи и в цепи нагрузки приближаются к экспериментальным значениям (рис. 1). Дальнейший анализ показал, что численные результаты также зависят и от выбора способа расчета УРСа для используемого в экспериментах полиэтилена. Так после замены уравнения состояния, основанного на аппроксимации модели Томаса – Ферми, на уравнение состояния, основанное на полуэмпирическом уравнении состояния твердых тел с переменной теплоемкостью, результаты расчета приблизились к экспериментальным данным. Это видно из рис. 2, на котором приведены кривые экспериментальных токов в сравнении с кривыми токов из двух расчетов, проведенных с одинаковым числом счетных ячеек, но с различными уравнениями состояния для полиэтилена.

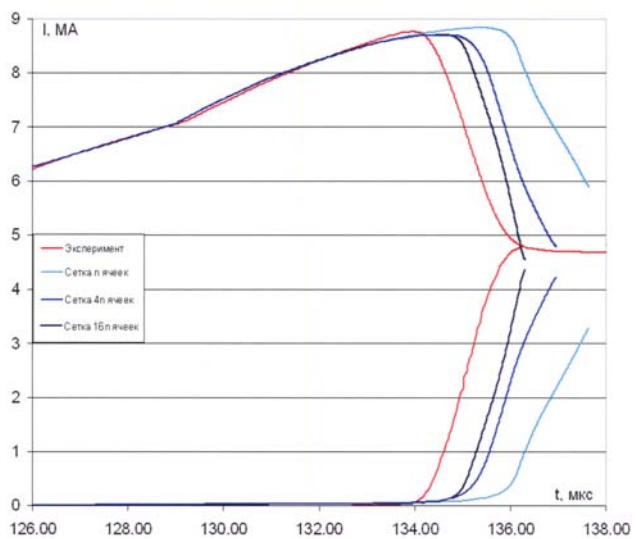


Рис. 1. Временные зависимости тока в цепях генератора и нагрузки в расчетах кумулятивного ВРТ на сгущающихся сетках

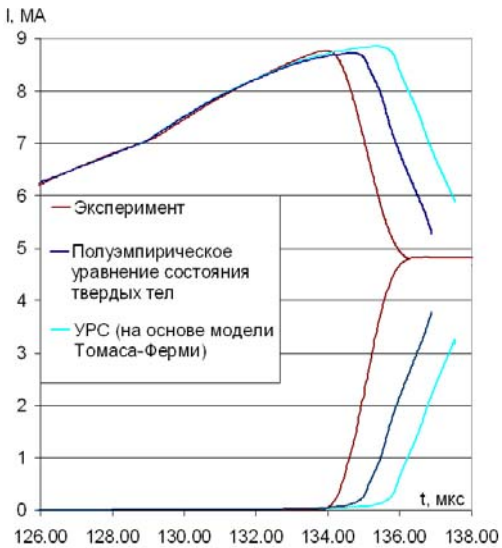


Рис. 2. Временные зависимости тока в цепях генератора и нагрузки в расчетах кумулятивного ВРТ с различными УРС для полиэтилена

На рис. 3 приведена схема другого эксперимента с ВРТ кумулятивного типа, выполненного в электрофизическом отделении ВНИИЭФ. Постановка этого опыта и опубликованные по ним экспериментальные данные были использованы нами для валидации методики применительно к моделированию работы ВРТ.

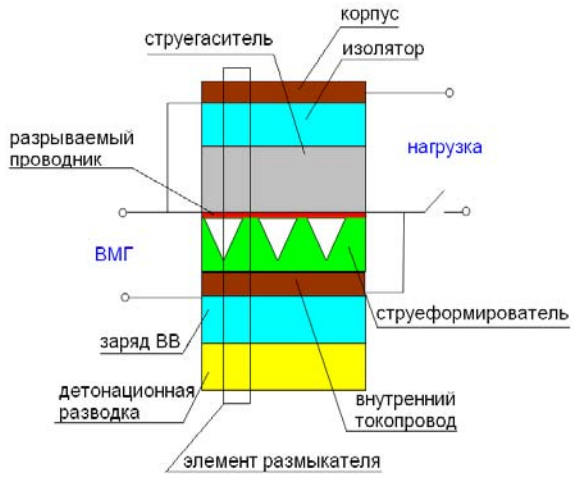


Рис. 3. Цилиндрический кумулятивный ВРТ

Разрыв наружного проводника размыкателя производится диэлектрическими кумулятивными струями, образующимися при схлопывании стенок кольцевых кумулятивных выемок, выполненных на внешней поверхности полиэтиленового струеформирователя при прохождении по нему ударной волны. Конструктивные отличия данного кумулятивного ВРТ от рассмотренного в докладе [7] заключаются в следующем:

- разрываемый ток – 12 МА;
- длина коаксиала токового контура размыкателя составляет 800 мм;

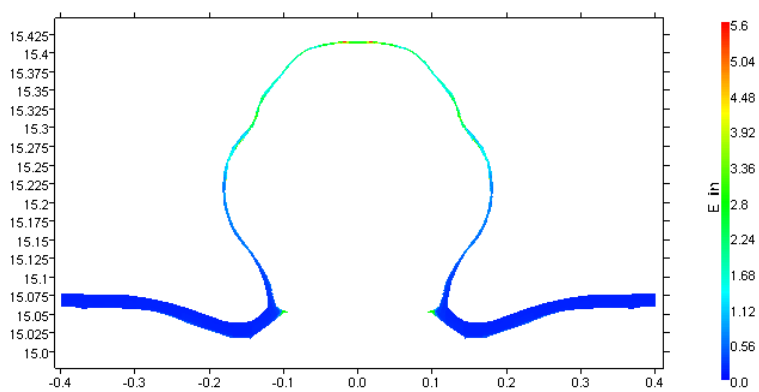


Рис. 4. Растровое изображение распределения внутренней энергии в медной фольге на момент времени близкий к достижению ε = 5,6 кДж/г (time ~16,0 мкс)

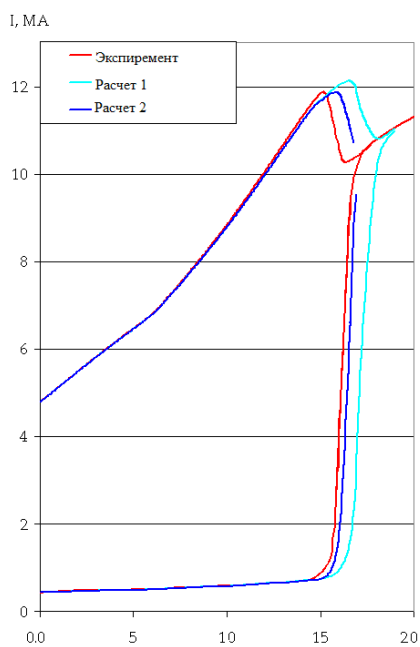


Рис. 5. Временные зависимости тока в цепи генератора и нагрузки в расчетах на сгущающихся сетках, мкс

• в качестве разрываемого проводника выбрана медная фольга толщиной 0.2 мм;

• толщина заряда ВВ – 45 мм.

Удельная теплота сублимации меди равна 5,6 кДж/г. При достижении внутренней энергией этой величины происходит электровзрыв меди. На рис. 4 представлено растровое изображение распределения внутренней энергии в медной фольге на момент времени близкий к достижению ε = 5,6 кДж/г. На рис. 5 изображены зависимости величины тока от времени в генераторной цепи и в цепи нагрузки. В данной постановке были проведены расчеты на двух сетках: с количеством ячеек 1000 (расчет 1) и 4000 (расчет 2). Результаты расчётов на сгущающихся сетках показывают, что с увеличением количества счётных точек более адекватно прописывается формируемая кумулятивная струя, и расчетные зависимости тока в цепях генератора и нагрузки приближаются к экспериментальным значениям. Видно, что время основной переброски тока из цепи генератора в цепь нагрузки происходит на момент электровзрыва меди. Также необходимо отметить, что данный расчет проводился с использованием полуэмпирического УРС полиэтилена.

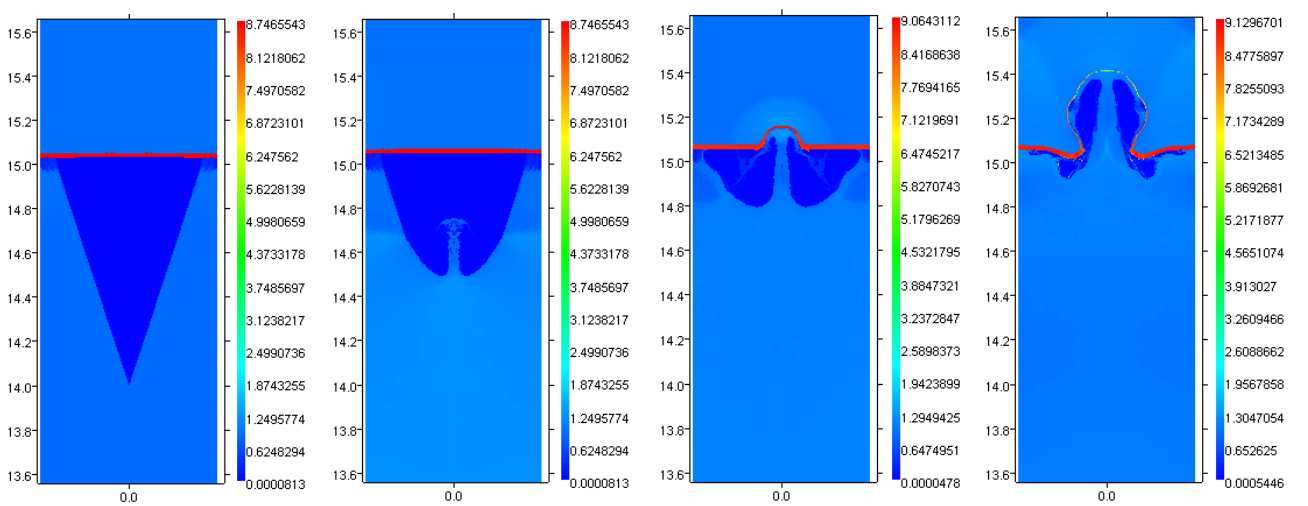
На рис. 6 представлено распределение плотности в ВРТ с медной фольгой на различные моменты времени, показывающее процесс формирования кумулятивной струи и состояние фольги в момент переброса тока.

Моделирование работы конструкций ВРТ с ребристой преградой

В Лос-Аламосской лаборатории для формирования импульса тока в нагрузке в системе «Процион» использовались ВРТ с фольгой и ребристой преградой [9–11]. Разрыв проводника в данных ВРТ осуществляется за счет того, что при воздействии продуктов детонации заряда ВВ участки проводника под пазами преграды приобретают большую скорость, чем участки проводника под ребрами преграды. Постановки этих опытов и опубликованные по ним экспериментальные данные, представляющие собой три варианта экспериментов системы «Процион», также были использованы для создания методики моделирования работы ВРТ. На рис. 7 представлено схематичное изображение первых двух вариантов, которые отличаются друг от друга только геометрическими размерами и параметрами разрываемого тока. Электрическая схема представлена на рис. 8.

Ребристая преграда выполнена из тефлона. Разрываемый проводник выполнен из алюминиевой фольги. Заряд ВВ выполнен из состава PBX 9501.

На рис. 9 представлены зависимости расчетных и экспериментальных токов в цепях генератора и нагрузки от времени.



t = 11 μs t = 14 μs t = 15 μs t = 16 μs

Рис. 6. Распределение плотности в ВРТ с медной фольгой на различные моменты времени, г/см^3

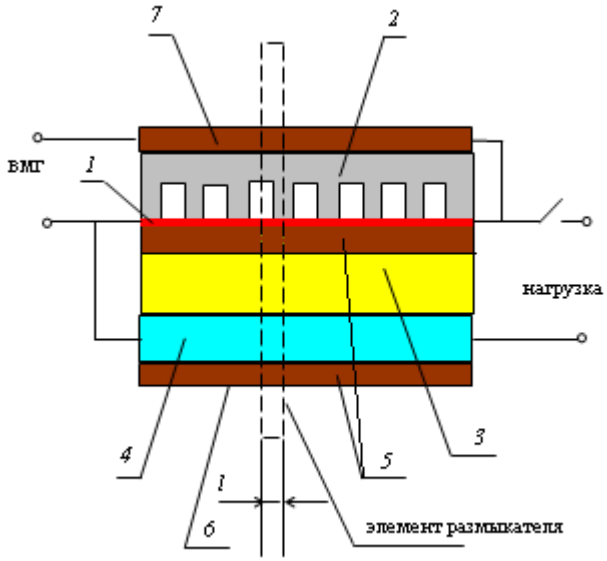


Рис. 7. Схема эксперимента с ВРТ на ребристой преграде (Вариант 1, 2): 1 – фольга, 2 – ребристая преграда, 3 – тефлон, 4 – внутренний токопровод, 5 – аксиально инициируемый заряд, 6 – поверхность, по которой инициируется заряд, 7 – корпус.

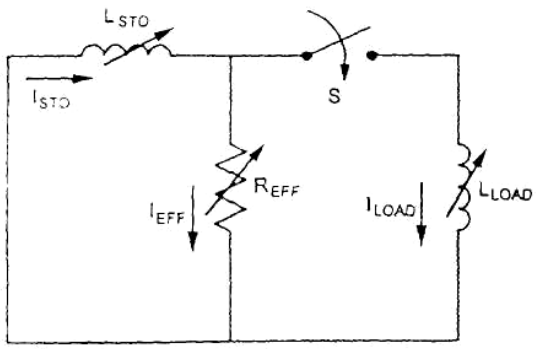


Рис. 8. Упрощенная электрическая схема экспериментов [9]

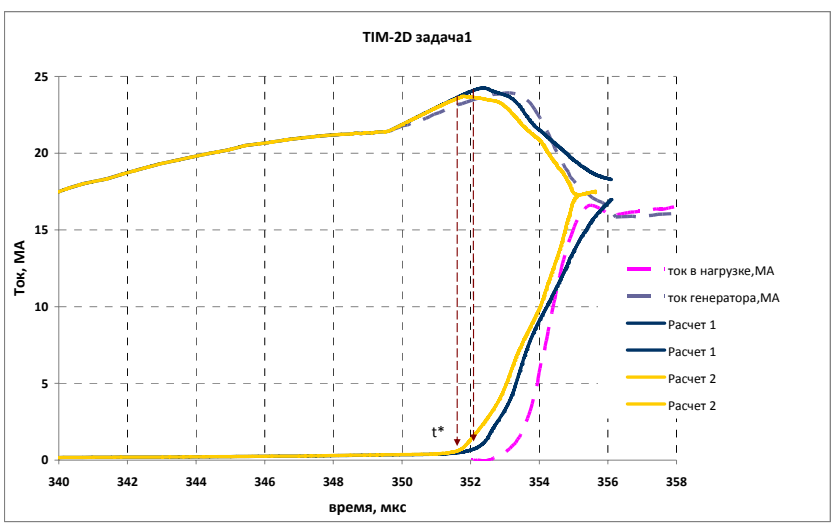
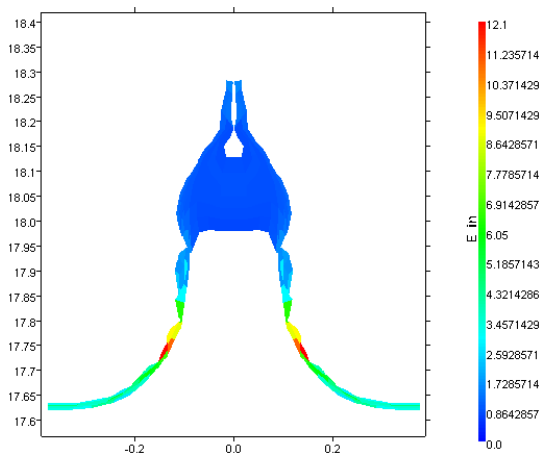


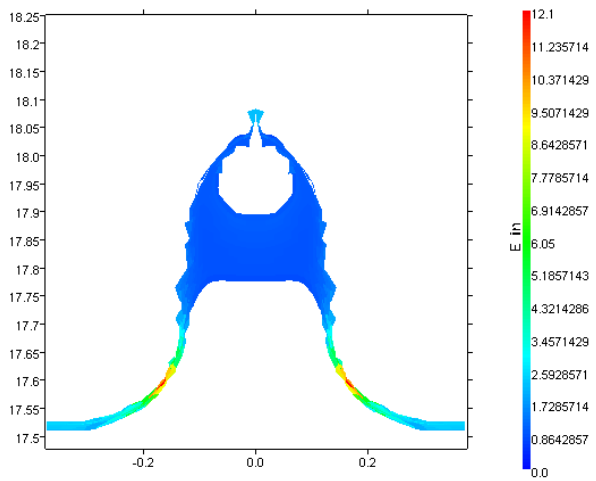
Рис. 9. Графики зависимости токов от времени

На рис. 9 через t^* обозначено время достижения в алюминиевой фольге ε = 12,1 кДж/г (энергия сублимации алюминия). Для расчета 1 время t^* ~352,1 мкс, для расчета 2 время t^* ~351,6 мкс. Начало переброса тока в расчетах происходит на 1 мкс раньше, чем в эксперименте. Также необходимо отметить, что форма расчетных кривых тока в нагрузке заметно отличается от эксперимента. Увеличение счетных точек в задаче приближает время переброса тока из одной цепи в другую к экспериментальным значениям.

На рис. 10 приведены растровые изображения распределения внутренней энергии в фольге на эти моменты времени достижения энергии сублимации. Области фольги, где достигнуты значения энергии сублимации, обозначены красным цветом. Видно, что они находятся в местах наибольшего растяжения фольги на ребрах преграды.



Расчет 1, time= 352,1 мкс



Расчет 2 , time= 351,6 мкс

Рис. 10. Растровые изображения распределения внутренней энергии в фольге на момент времени близкий к достижению ε = 12,1 кДж/г

На рис. 11 представлено сравнение расчетных и экспериментальных токовых кривых второго варианта ВРТ на ребристой преграде. Он отличается от первого варианта меньшими геометрическими размерами, меньшим разрываемым током и отсутствием нагрузки. Экспериментальная кривая обозначена синим цветом. На рис. 11 через t^* обозначено время достижения в алюминиевой фольге ε = 12,1 кДж/г (энергия сублимации алюминия), для расчета 1 - t^* ~239,4 мкс, для расчета 2 - t^* ~238,8 мкс. Основной качественной характеристикой расчета ВРТ является время переброса тока из одной цепи в другую, её можно оценить по углу наклона графиков после t = 239 мкс. Как видно из представленных результатов, данная характеристика хорошо согласуется с результатами эксперимента. Большое отличие расчетного времени начала переброса тока от экспериментального скорее всего объясняется недостаточной достоверностью начальной постановки задачи.

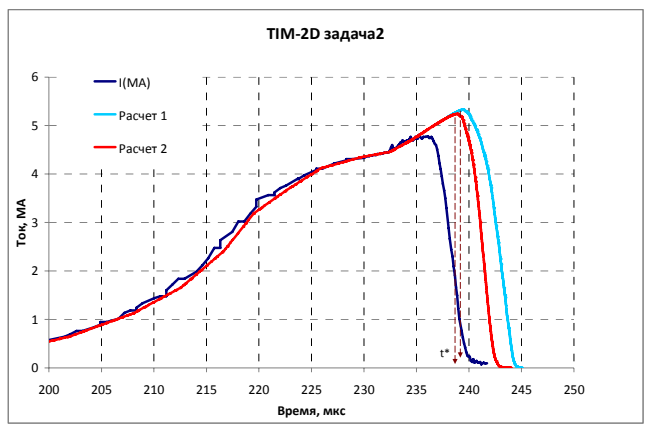
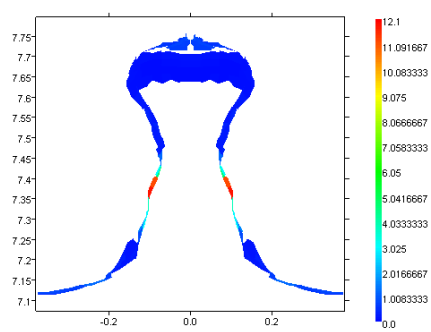


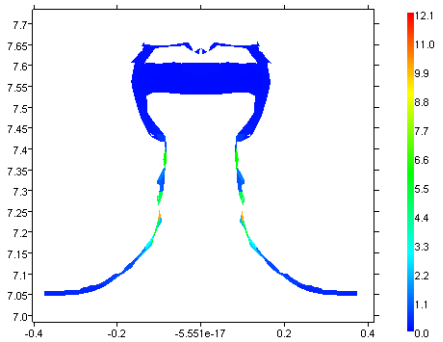
Рис. 11. Графики зависимости тока от времени

На рис. 12 приведены распределения внутренней энергии вблизи в фольге. Очевидно, что форма расположения фольги в пазах ребристой преграды в момент переброса тока отличается от описанной в варианте 1.



Расчет 1, time= 239.4 мкс

Рис. 12. Растровые изображения распределения внутренней энергии на момент времени близкий к достижению ε = 12,1 кДж/г в фольге ВРТ



Расчет 2, time= 238.8 мкс

Рис. 12. (Окончание)

На рис. 13 представлено схематичное изображение третьего варианта ВРТ, который отличается от предыдущих дополнительным зарядом ВВ, расположенным непосредственно под разрываемым проводником.

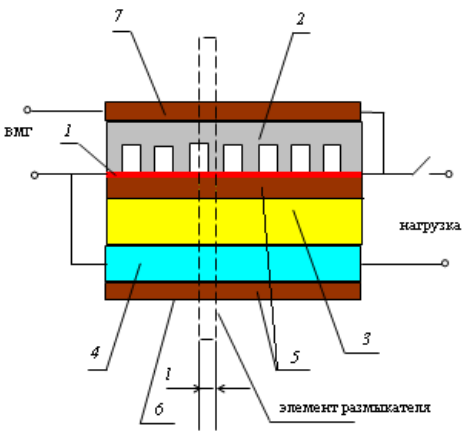


Рис. 13. Схема эксперимента с ВРТ на ребристой преграде (Вариант 3)

На рис. 14 представлены результаты расчета третьего варианта ВРТ на ребристой преграде. Экспериментальная кривая обозначена синим цветом. Как t^* обозначено время достижения в алюминиевой фольге ε = 12,1 кДж/г (энергия сублимации алюминия), для расчета 1 t^* ~220,5 мкс, для расчета 2 t^* ~220,2 мкс.

Заметное различие расчетных и экспериментальной кривой наблюдается в процессе растяжения фольги до момента начала переброса тока. В данной конструкции ВРТ этот процесс определяется зарядом ВВ, расположенным под фольгой. Возможно, различие токовых кривых связано с недостаточно точными данными по свойствам, используемого ВВ. На рис. 15 приведены растровые изображения распределения внутренней энергии вблизи фольги на эти моменты времени. Необходимо отметить, что форма расположения фольги в пазах ребристой преграды в этот момент неплохо совпадает с описанной в варианте 1.

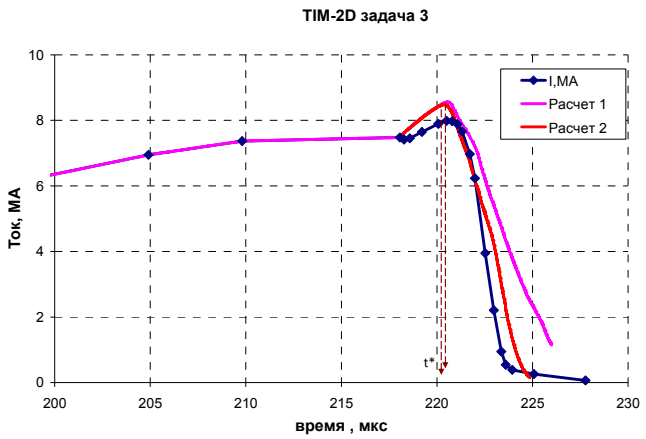
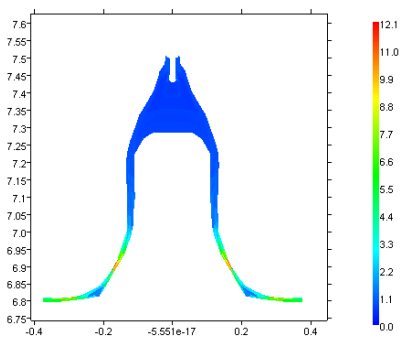
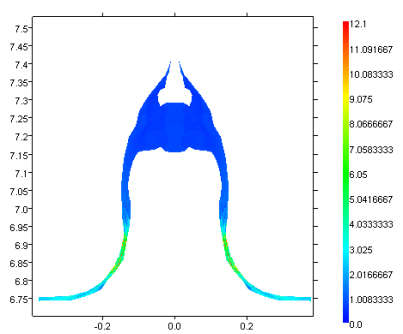


Рис. 14. Графики зависимости тока от времени



Расчет 1, time = 220,5 мкс



Расчет 2, time = 220.2 мкс

Рис. 15. Растровые изображения распределения внутренней энергии на момент времени близкий к достижению ε = 12,1 кДж/г в фольге ВРТ

Из результатов расчетов видно, что увеличение числа счетных ячеек в разрываемом проводнике привело к более точному описанию времени переброски тока из цепи генератора.

Заключение

Мы исследовали один из возможных подходов для численного моделирования работы ВРТ в нескольких экспериментальных геометриях. Результаты расчётов показали хорошее согласие численного решения с экспериментальными данными работы размыкателя с разрывом проводника кумулятивными струями. Результаты расчетов также показали, что для используемой лагранжевой методики необходимо относительно высокое пространственное разрешение (относительно мелкая расчетная сетка), чтобы получить адекватное описание процессов, связанных как с развитием детонации, так и с формированием и развитием струйных течений и их последующего воздействия на проводник. Также было показано, что выбор более точного уравнения состояния для описания поведения диэлектрического материала, полиэтилена, для рассматриваемого диапазона давлений позволяет приблизить результаты расчета к экспериментальным данным.

По размыкателям с ребристой преградой было решено три задачи, которые в публикациях имеют названия Procyon II, «Slow» Switch и «Fast» Switch. По основной характеристике работы размыкателя, времени нарастания тока, получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Расчёты на сгущающихся сетках показывают лучшее согласие с экспериментальными данными, чем расчеты на крупной расчетной сетке, что, возможно, связано с более адекватным описанием процессов, связанных с зарождением и развитием повреждённости проводника и ребристой преграды при их взаимодействии. Значительные отличия наблюдаются в основном в момент времени начала переключения тока. Возможно, эти отличия объясняются моделью тефлона, применявшейся в расчетах, которая оказалась неподходящей при деформациях и скоростях деформации, наблюдавшихся в экспериментах ЛАНЛ, вариантах 1 и 2. Динамические рентгеновские снимки обеих (ВНИИЭФ и ЛАНЛ) геометрий в различные моменты времени могли бы обеспечить лучшее понимание гидродинамических процессов и, возможно, либо исключить гидродинамику в качестве причины расхождения, либо указать, где расчет начинает отличаться от эксперимента.

Представленные результаты валидационного тестирования на опытах с ВРТ дают основание для использования методики ТИМ-2D в качестве средства математического моделирования с целью прогнозирования работы источников тока, оснащенных взрывными размыкателями, а также оптимизации их конструкций.

Список литературы

1. Chernyshev V. K. et al. Explosives Opening Switches for Fast-Operating Helical EMG. In: Proc. Ninth IEEE Pulsed Power Conference, 1993, Albuquerque, New Mexico, USA, p.216–219.

2. Дудай П. В., Иванов В. А. и др. Основные типы взрывных размыкателей тока и их коммутационные характеристики. XII Международная конференция по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Июль 13–18, 2008, Новосибирск, Россия.

3. Соколов С. С., Панов А. И., Воропинов А. А., Новиков И. Г., Соболев И. В., Ялозо А. В. Методика ТИМ расчета трехмерных задач механики сплошных сред на неструктурированных многограных лагранжевых сетках // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2005. Вып. 2. С. 37–52.

4. Соколов С. С., Воропинов А. А., Новиков И. Г., и др. Методика ТИМ-2D для расчета задач механики сплошной среды на нерегулярных многоугольных сетках с произвольным количеством связей в узлах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2006. Вып. 4. С. 29–43.

5. Соколов С. С. Метод расчёта двумерных нестационарных упругопластических течений на нерегулярных многоугольных лагранжевых сетках // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2004. Вып.4. С. 62–82.

6. Панов А.И. Методика решения уравнения теплопроводности на нерегулярной сетке // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2004. Вып. 4. С. 27–40.

7. Дудай П. В., Ивановский А. В., Иванов В. А., Зименков А. А., Кудрявцева Н. А., Куцык И. М., Панов А. И., Скобелев А. Н., Соколов С. С. Моделирование работы взрывного размыкателя тока в МГД-приближении. High-power pulsed electrophysics. International conference XIV Khariton's topical scientific readings. Digest of technical papers – Sarov: VNIIEF, 2013. P. 534

8. Васюков В. А., Глыбин А. М., Дудай П. В., Дудин В. И., Зименков А. А., Иванов В. А., Ивановский А. В., Краев А. И., Кузяев А. И., Надежин С. С., Петрухин А. А., Скобелев А. Н., Тюпанова О. А., Atchison W. L., Holtkamp D. B.,

Kaul A. M., Reinovsky R. E., Rodrigues G., Tabaka L. J., Rouscalp C. L., Stone J. B., Oro D. M., Salazar M., Griego J. R., Payton J. R., Westley D. T. Исследование реологических свойств алюминия с применением взрывомагнитных генераторов. ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК, 2013. Т. 448, № 3, с. 285–288.

9. Goforth J. H. et al. Review of the Procyon Explosive Pulsed Power System. Proc. 9 IEEE International Pulsed Power Conference, Albuaueraue, New Mexico, 1993, p.36–43.

10. Goforth J. H., Lindemuth I. R., Marsh S. P., and Reinovsky R. E. "Experiments with Explosively Formed Fuse Opening Switches in Higher Efficiency Circuits," in Proceedings of the Seventh IEEE Pulsed Power Conference, 1989, B. H. Bernstein and J. P. Shannon, eds., pp. 479–482.

11. Goforth J. H., Lindemuth I. R., Marsh S. P., and Reinovsky R. E. "Experiments with Explosively Formed Fuse Opening Switches in Higher Efficiency Circuits," in Proceedings of the Seventh IEEE Pulsed Power Conference, 1989, B. H. Bernstein and J. P. Shannon, eds., pp. 479–482.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ КОММУТАЦИИ ТОКА ВЗРЫВНЫМИ РАЗМЫКАТЕЛЯМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Ю. В. Власов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Для магнитогидродинамического моделирования процесса коммутации мегаамперного тока взрывным размыкателем использовалась двумерная эйлерова методика МЭГ-2D. Представлено сравнение результатов моделирования коммутации тока спирального ВМГ взрывными размыкателями различных типов при одинаковых параметрах схемы коммутации, толщине разрываемого проводника из медной фольги, разрываемом токе и количестве элементов размыкателя. Приведены также результаты моделирования коммутации тока взрывным размыкателем с ребристой преградой при различной толщине разрываемого проводника из медной фольги. Предполагалось, что ребристая преграда со стальными вставками на ребрах имеет параметры, оптимизированные для фольги толщиной 0,3 мм. Показано, что при толщине фольги менее 0,2 мм можно уменьшить глубину паза преграды без ухудшения быстродействия размыкателя. Осуществление эффективного разрыва контура при толщине фольги более 0,4 мм потребует увеличения ширины и глубины паза преграды, а также, возможно, толщины заряда взрывчатого вещества.

Введение

Для сокращения времени нарастания тока в нагрузках в устройствах на основе взрывомагнитных генераторов (ВМГ) [1] применяются взрывные размыкатели тока (ВРТ) [2–8], действие которых основано на механическом разрушении токоведущего проводника продуктами детонации (ПД) заряда взрывчатого вещества (ВВ). Используются несколько типов взрывных размыкателей: с ребристой преградой [3], с кумулятивными диэлектрическими струями [2], вихревые [4, 5], с проволочным соленоидом [6, 7].

В докладе представлено сравнение результатов численного моделирования коммутации тока спирального ВМГ взрывными размыкателями различных типов при одинаковых параметрах схемы коммутации, диаметре расположения и толщине разрываемого проводника из медной фольги, разрываемом токе и количестве элементов размыкателя. Приведены также результаты моделирования коммутации тока взрывным размыкателем с ребристой преградой при различной толщине разрываемого проводника из медной фольги. Численное моделирование проводилось в магнитогидродинамическом (МГД) приближении с использованием двумерной эйлеровой методики «МЭГ-2D» [8].

Постановка задачи

Для численного моделирования выбрано устройство на основе спирального взрывомагнитного генератора ВМГ-100 и взрывного размыкателя с ребристой преградой [3] (рис. 1). Внутренний диаметр спирали равен 100 мм, длина – 500 мм. Разрушаемый проводник – медная фольга толщиной 0,3 мм, представляет собой цилиндр диаметром 100 мм и длиной 90 мм. В расчетах предполагалось, что производится разрыв контура ВМГ-100 с током ~6 МА. Индуктивность разрываемого контура – 30 нГн, индуктивность нагрузки – 10 нГн.

Коммутация импульса тока ВМГ в нагрузку осуществляется по схеме, изображенной на рис. 2. При $t < t$к ключ К разомкнут – происходит накопление энергии в контуре ВМГ, при $t > t$к ключ К замкнут – происходит коммутация тока ВМГ в нагрузку. Нагрузка подключалась при разрушении изолятора между фольгой 7 и фланцем ключа 12 под действием продуктов детонации заряда ВВ 8 (см. рис. 1). При разрушении проводника под действием продуктов детонации заряда ВВ увеличивается сопротивление ВРТ и ток генератора начинает течь в контур нагрузки.

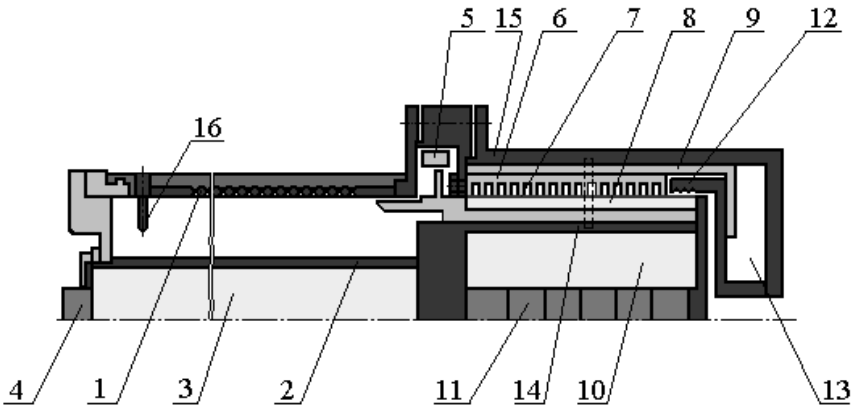


Рис. 1. Эскиз спирального ВМГ с взрывным размыкателем. 1 – спираль, 2 – центральная труба, 3 – заряд ВВ, 4 – электродетонатор (ЭД), 5 – измерительный датчик, 6 – ребристая преграда с металлическими вставками на ребрах, 7 – фольга, 8 – заряд ВВ, 9 – изолятор, 10 – заряд ВВ, 11 – ЭД, 12 – замыкающий ключ, 13 – нагрузка, 14 – металлический цилиндр (прямой токопровод), 15 – корпус нагрузки (обратный токопровод), 16 – замыкающий ключ (кроубар) для шунтирования источника начального тока. Пунктиром выделен элемент размыкателя, являющийся расчетной областью для МГД расчета

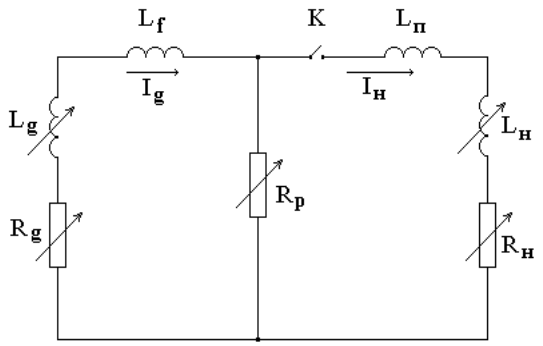


Рис. 2. Схема коммутации тока ВМГ с помощью ВРТ. L_g, R_g – индуктивность и сопротивление ВМГ, L_f – индуктивность полости под фольгой ВРТ, $R_р$ – сопротивление ВРТ, K – замыкающий ключ, $L_п$ – суммарная индуктивность полости над фольгой ВРТ и передающей линии до входа в нагрузку, $L_н$, $R_н$ – индуктивность и сопротивление нагрузки, I_g, $I_н$ – ток ВМГ и ток в нагрузке

ВРТ представляет собой периодическую структуру, состоящую из повторяющихся элементов. Элемент размыкателя является расчетной областью для МГД расчета, а схема коммутации – граничным условием. Эскизы элементов размыкателей различных типов приведены на рис. 3. Габаритные размеры расчетной области всех элементов одинаковы и соответствуют размерам элемента размыкателя с ребристой преградой в экспериментах [3]. Масса ВВ примерно одинакова для всех размыкателей. Массы обтекаемых элементов и вставок в преградах также примерно одинаковы. В расчетах предполагалось, что ток протекает только по фольге размыкателя. Состояние фольги описывалось комплексом «уравнение состояния – проводимость» из [9].

В процессе расчета определялись пространственные распределения физических величин, а также зависимости от времени токов ВМГ и в нагрузке, напряжения на размыкателе и сопротивления размыкателя. Сравнение размыкателей друг с другом производилось по величине времени нарастания тока в нагрузке от 0,1 до 0,9 его максимального значения и по характеру изменения сопротивления размыкателя со временем.

Для вихревого размыкателя с пазами в заряде ВВ (см. рис. 3в) распределение параметров продуктов детонации к моменту начала воздействия на фольгу вычислялось с использованием принципа Гюйгенса и основанной на нем лучевой модели детонации [10]. В процессе счета в ячейки, до которых на текущем шаге по времени дошел фронт

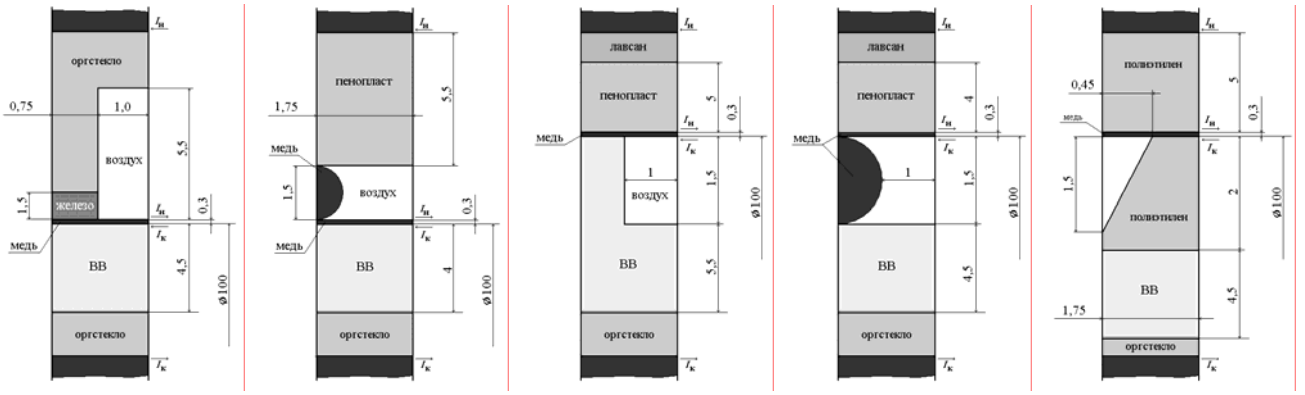


Рис. 3. Эскизы элементов взрывных размыкателей различных типов: а) классический [3], б) с проволочным соленоидом [7], в) вихревой с пазами в заряде ВВ [4], г) вихревой с обтекаемыми элементами [5], д) с кумулятивными диэлектрическими струями [2]

детонации, мгновенно вкладывается известная энергия. Расчет дальнейшего разлета продуктов детонации проводится в соответствии с уравнениями газодинамики.

Результаты расчетов

Динамика разрушения фольги в размыкателе с комбинированной ребристой преградой представлена на рис. 4, в размыкателе с проволочным соленоидом – на рис. 5, в вихревом размыкателе с пазами в заряде ВВ – на рис. 6, в вихревом с обтекаемыми элементами – на рис. 7, с кумулятивными диэлектрическими струями – на рис. 8. На рис. 9 представлены расчетные зависимости сопротивления от времени для рассмотренных размыкателей. Как видно из рисунков, рост сопротивления всех рассмотренных типов взрывных размыкателей осуществляется вследствие растяжения и последующего электровзрыва утонченных участков фольги. Длина участков, подвергающихся электровзрыву, и момент его начала, а также расположение, размер, скорость разлета и проводимость образующегося облака продуктов электровзрыва различны у разных типов размыкателей. Это приводит к тому, что и характер изменения сопротивления различен у различных типов размыкателей (см. рис. 9). Тем не менее, время нарастания тока в нагрузке различается незначительно – у всех размыкателей, кроме вихревого с пазами в заряде ВВ оно ~0,7 мкс, у вихревого с пазами в заряде ВВ – ~1 мкс.

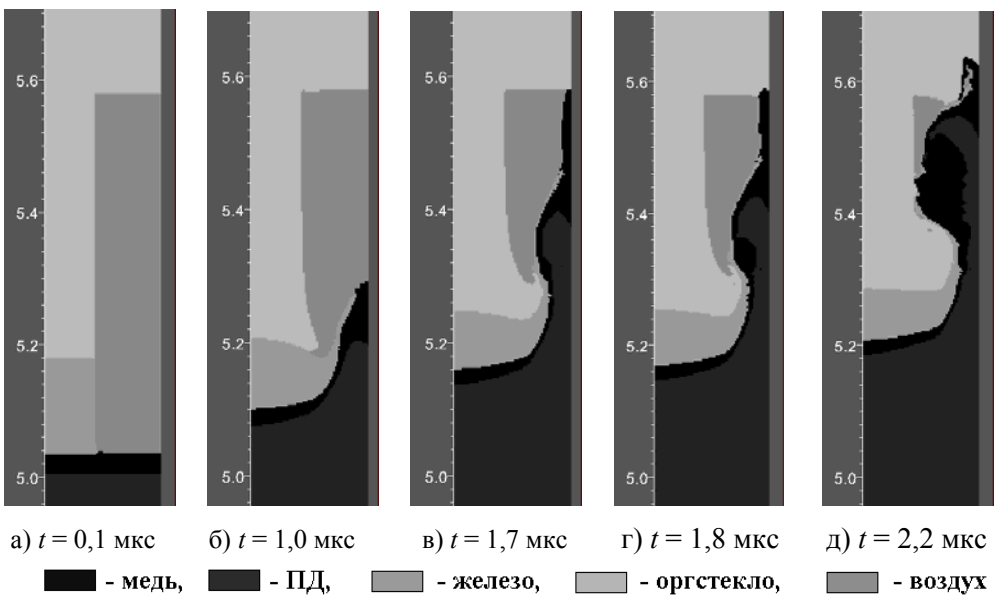


Рис. 4. Динамика разрушения фольги в размыкателе с комбинированной преградой: а) через 0,1 мкс после начала воздействия ПД на фольгу, б) окончание плавления наиболее тонкого участка, в) начало разлета продуктов электровзрыва фольги, г) максимум напряжения на размыкателе, д) ток в нагрузке равен 0,9 от максимального

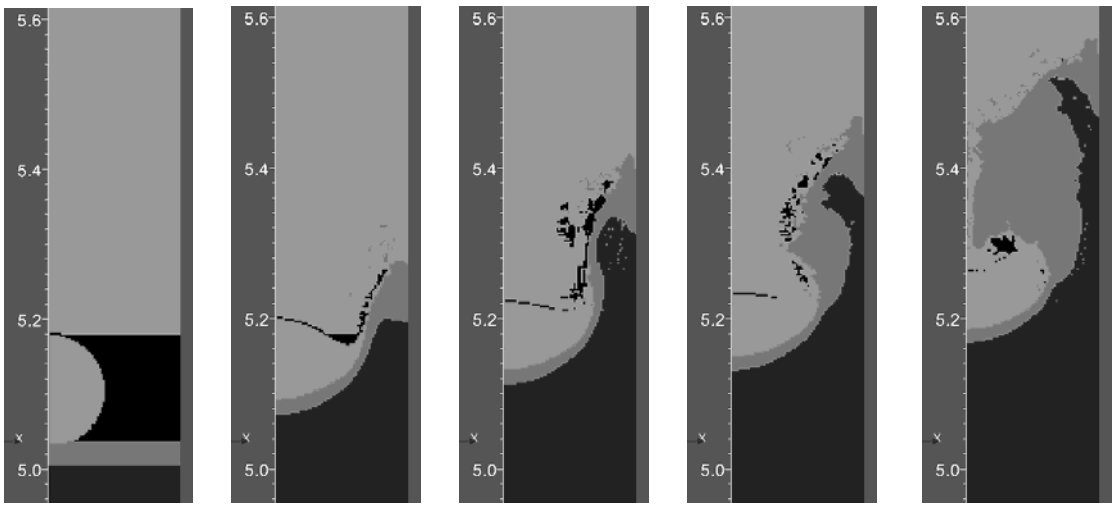


Рис. 5. Динамика разрушения фольги в размыкателе с проволочным соленоидом: а) через 0,1 мкс после начала воздействия ПД на фольгу, б) окончание плавления наиболее тонкого участка, в) начало разлета продуктов электровзрыва фольги, г) максимум напряжения на размыкателе, д) ток в нагрузке равен 0,9 от максимального

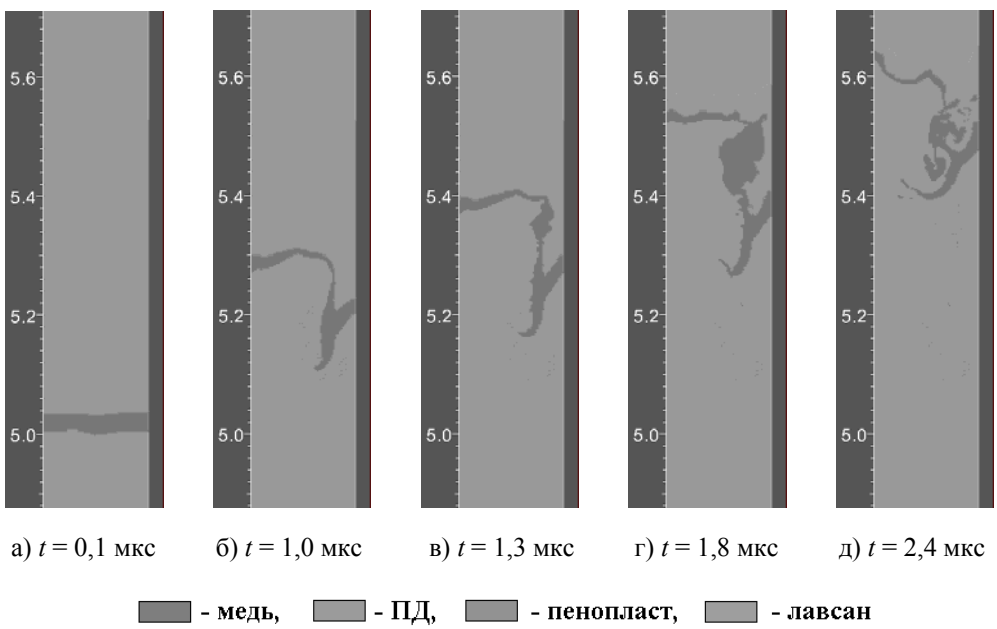


Рис. 6. Динамика разрушения фольги в вихревом размыкателе с пазами в заряде ВВ: а) через 0,1 мкс после начала воздействия ПД на фольгу, б) окончание плавления наиболее тонкого участка, в) через 0,1 мкс после начала разлета продуктов электровзрыва фольги: максимум напряжения на размыкателе, г) облако продуктов электровзрыва достигает максимального объема, затем начинает уменьшаться, д) ток в нагрузке равен 0,9 от максимального

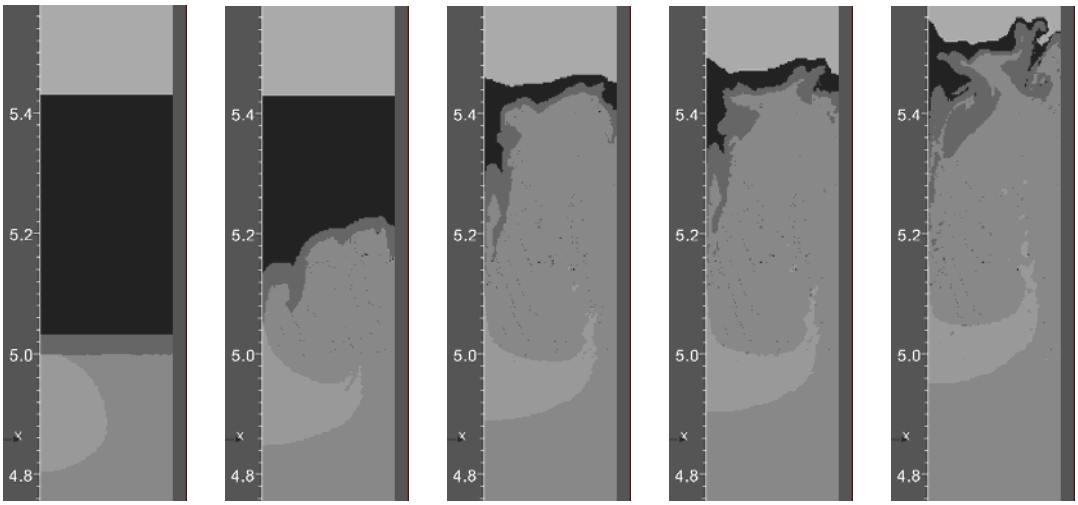


Рис. 7. Динамика разрушения фольги в вихревом размыкателе с обтекаемыми элементами: а) начало воздействия ПД на фольгу (через 0,3 мкс после начала расчета), б) начало плавления фольги, в) начало разлета продуктов электровзрыва фольги, г) начало разлета второго участка, максимум напряжения на размыкателе, д) ток в нагрузке равен 0,9 от максимального

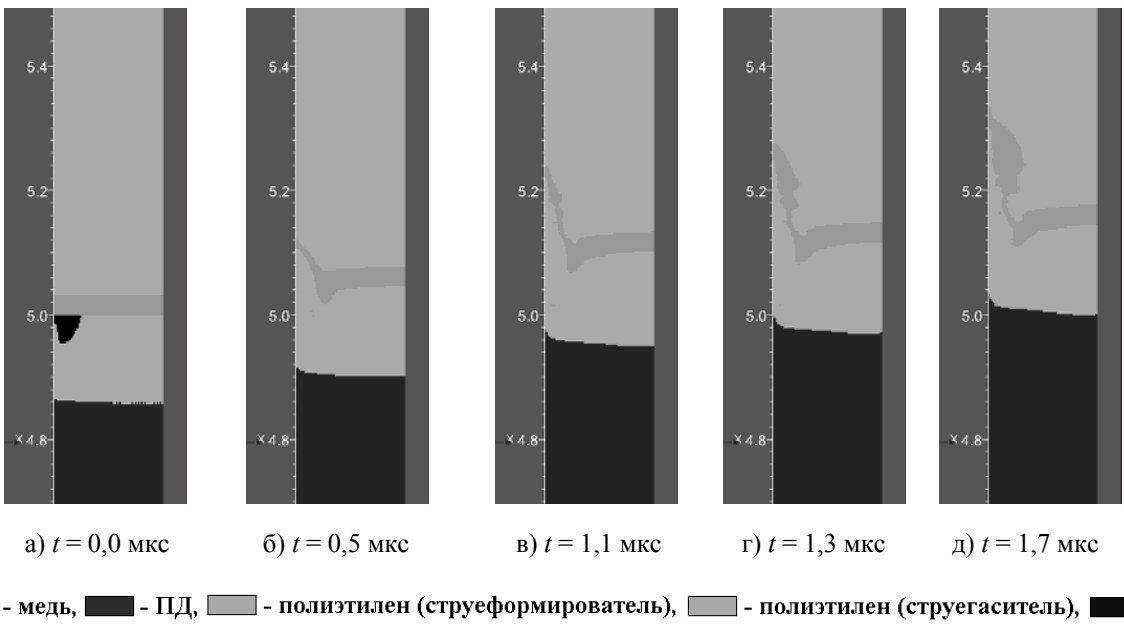


Рис. 8. Динамика разрушения фольги в размыкателе с кумулятивными диэлектрическими струями: а) начало воздействия кумулятивной струи на фольгу (через 0,3 мкс после начала расчета), б) окончание плавления наиболее тонкого участка, в) начало разлета продуктов электровзрыва фольги, г) максимум напряжения на размыкателе, д) ток в нагрузке равен 0,8 от максимального

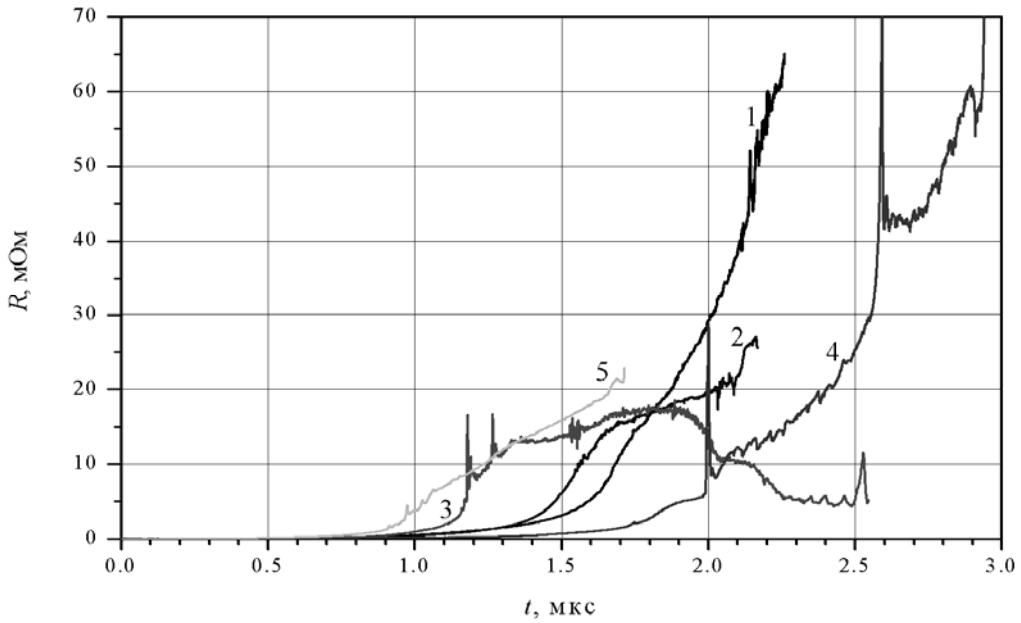


Рис. 9. Зависимость сопротивления от времени для взрывных размыкателей различных типов. 1 – с комбинированной преградой, 2 – с проволочным соленоидом, 3 – вихревой с пазами в заряде ВВ, 4 – вихревой с обтекаемыми элементами, 5 – с кумулятивными диэлектрическими струями. Время – от начала воздействия на фольгу

Как видно из рис. 9, наиболее быстрое разрушение фольги на начальной стадии происходит кумулятивной диэлектрической струей, однако длина разрушаемого участка невелика и рост сопротивления в дальнейшем замедляется. В размыкателях с ребристой преградой и с проволочным соленоидом на начальной стадии сопротивление растет медленнее, но разлет продуктов электровзрыва фольги происходит более интенсивно, что приводит к более быстрому росту сопротивления. При этом, в размыкателе с проволочным соленоидом наибольшее влияние на величину сопротивления на конечной стадии оказывает увеличение размеров облака продуктов электровзрыва, а не спад проводимости в нем. Поэтому скорость роста сопротивления в этом размыкателе снижается на конечной стадии. В вихревом размыкателе с пазами в заряде ВВ на начальной стадии наблюдается быстрый рост сопротивления, однако в дальнейшем, достигнув максимума, оно снижается из-за уменьшения объема облака продуктов электровзрыва фольги и роста проводимости в нем. Сжатие облака происходит разлетающимися ПД с одной стороны, и отраженной от правой плоскости симметрии ударной волной – с другой. Наиболее медленный рост сопротивления на начальной стадии наблюдается у вихревого размыкателя с обтекаемыми элементами, однако на конечной стадии рост сопротивления происходит достаточно быстро из-за формирования двух участков, в которых происходит электровзрыв фольги.

Варьирование толщины фольги

В расчетах предполагалось, что производится разрыв контура ВМГ-100 с током ~6 МА размыкателем с комбинированной преградой. Параметры преграды представлены на рис. 3*а*. Толщина медной фольги ВРТ варьировалась в пределах от 0,1 мм до 0,5 мм. Расчеты (рис. 10) показали, что с ростом толщины фольги характерное время нарастания тока в нагрузке растет сначала медленно, а, начиная с некоторой толщины фольги, резко возрастает. Аналогичное поведение зависимости характерного времени нарастания тока от толщины фольги наблюдалось в экспериментах с вихревым размыкателем [4].

Согласно результатам расчетов, при толщине фольги ВРТ менее 0,2 мм можно уменьшить глубину паза преграды (примерно до 4 мм для фольги толщиной 0,1 мм) без ухудшения быстродействия размыкателя. Осуществление эффективного разрыва контура размыкателем с ребристой преградой при толщине фольги ВРТ более 0,4 мм потребует увеличения ширины и глубины паза преграды, а также, возможно, толщины заряда ВВ.

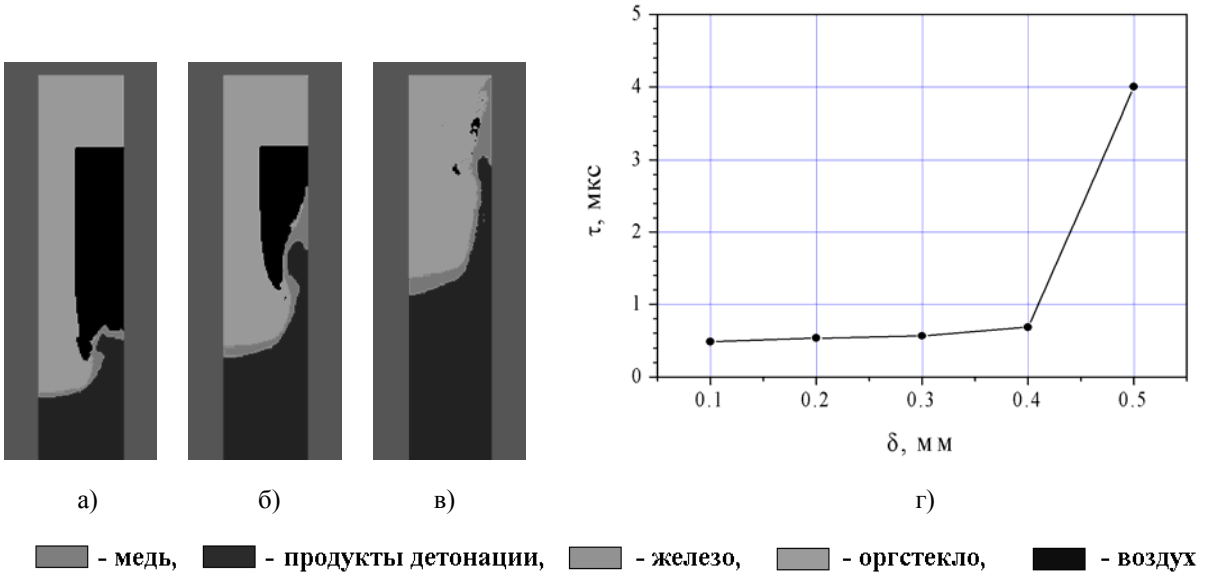


Рис. 10. Расположение границ компонентов расчетной области в момент *t* начала электровзрыва утонченных участков фольги. а) толщина фольги δ = 0,1 мм; *t* = 0,5 мкс, б) δ = 0,3 мм; *t* = 1,6 мкс, в) δ = 0,5 мм; электровзрыва утонченных участков фольги не наблюдается; г) зависимость времени τ нарастания тока в нагрузке от толщины фольги δ размыкателя с комбинированной преградой

Заключение

В рамках рассмотренной МГД модели предполагалось, что ток протекает только по фольге размыкателя, состояние отдельных участков которой изменяется в процессе коммутации от твердого до плазменного. Расчеты проводились при одинаковых параметрах схемы коммутации, диаметре расположения и толщине разрываемого проводника из медной фольги, разрываемом токе и количестве элементов размыкателя. Расчеты показали, что длина участков фольги, подвергающихся электровзрыву, и момент его начала, а также расположение, размер, скорость разлета и проводимость образующегося облака продуктов электровзрыва различны у разных типов размыкателей. Это приводит к тому, что характер изменения сопротивления различен у различных типов размыкателей. Тем не менее, время нарастания тока в нагрузке различается незначительно – у всех размыкателей, кроме вихревого с пазами в заряде ВВ оно ~0,7 мкс, у вихревого с пазами в заряде ВВ – ~1 мкс.

Согласно результатам расчетов, при толщине фольги ВРТ менее 0,2 мм можно уменьшить глубину паза преграды (примерно до 4 мм для фольги толщиной 0,1 мм) без ухудшения быстродействия размыкателя. Осуществление эффективного разрыва контура размыкателем с ребристой преградой при толщине фольги ВРТ более 0,4 мм потребует увеличения ширины и глубины паза преграды, а также, возможно, толщины заряда ВВ.

Список литературы

1. Магнитокумулятивные генераторы – импульсные источники энергии: Монография. В 2 томах. Том 1 / Под ред. В. А. Демидова, Л. Н. Пляшкевича, В. Д. Селемира. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2011. С. 439.

2. Дудай П. В., Иванов В. А. и др. Основные типы взрывных размыкателей тока и их коммутационные характеристики // Сборник докладов XII Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, 13–18 июля 2008 г., Новосибирск, Россия. С. 384–395.

3. Boriskin A. S., Golosov S. N., Demidov V. A., et al. Pulsed High-Current Power Suppliers Based on Helical Explosive Magnetic Generators with Explosive Current Opening Switches // Megagauss XI / Ed. by I. R. Smith and B.M. Novac. London. 2007. P. 199–203.

4. Demidov V. A., Meshkov E. E., Vlasov Yu. V. et al. Study of a vortex current opening switch // Megagauss-9 / Ed. by V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich. Sarov: VNIIEF, 2004. P. 316–323.

5. Власов Ю. В., Демидов В. А., Казаков С. А., Мешков Е. Е., Яненко В. А. Обострение импульса тока спирального ВМГ с помощью вихревого размыкателя // Сборник докладов XII Международ-

ной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, 13–18 июля 2008 г., Новосибирск, Россия. С. 378–383.

6. Патент 2438206 RU МПК HO1H 39/00. Взрывной размыкатель тока / В. А. Демидов, С. А. Казаков // БИ. 2011. № 36.

7. Демидов В. А., Казаков С. А., Борискин А. С., Агапов А. А., Власов Ю. В., Голосов С. Н., Шаповалов Е. В., Щетников Е. И., Павлов С. Е., Николаев Н. И. Размыкание мегаамперных токов взрывным размыкателем с преградой в виде проволочного соленоида // Мощная импульсная электрофизика. Международная конференция XIV Харитоновские тематические научные чтения. Сборник докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. С. 208–212.

8. Егоров Н. В., Барабанов В. Н., Власов Ю. В. Двумерная эйлерова методика «МЭГ-2D» и ее применение для расчета взрывного размыкателя тока // Мощная импульсная электрофизика. Международная конференция XIV Харитоновские тематические научные чтения. Сборник докладов – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. С. 51–56.

9. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. Магнитогидродинамический расчёт взрывающихся проводников // ЖТФ, Т. 46, вып. 9. 1976. С.1963–1969.

10. Бахрах С. М., Воронина Е .Б., Устинова Е. В., Шавердов С. А. Алгоритм расчета распространения фронта послойного горения, основанный на принципе Гюйгенса // ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов. 1998, вып. 1. С. 59–65.

Секция 4
СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЧАСТИЦ И ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИЛЬНОТОЧНОГО ВАКУУМНОГО ПИНЧ-ДИОДА ИМПУЛЬСНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ «ГАММА-1»

Н. В. Завьялов, В. С. Гордеев, В. Т. Пунин, А. В. Гришин, С. Т. Назаренко, В. С. Павлов, В. А. Деманов, Д. А. Калашников, А. В. Козачек, К. В. Страбыкин, С. Ю. Пучагин, М. А. Моисеевских, Д. О. Мансуров, Б. П. Миронычев, Р. А. Майоров, В. Л. Майорникова

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В РФЯЦ-ВНИИЭФ создается четырехмодульная электрофизическая установка «Гамма-4» (2 МВ, 3 МА, 60 нс), предназначенная для генерации мощных импульсов тормозного излучения (ТИ). Одним из основных режимов работы установки является режим работы каждого модуля на свой автономный вакуумный диод.

Целью данной работы было определение электрических характеристик сильноточного вакуумного пинч-диода типового модуля установки «Гамма-4» – импульсного ускорителя электронов «Гамма-1». Всего было проведено 20 рабочих включений ускорителя «Гамма-1» при зарядном напряжении линий его формирующей системы 0,9 МВ. В экспериментах использовался пинч-диод с кольцевым катодом с внешним диаметром 168 мм. Импеданс диода регулировался путем изменения величины ускоряющего зазора между кромкой катода и мишенью в пределах от 4 до 14 мм.

Показано, что при изменении импеданса диода в пределах от 1,3 до 4,0 Ом могут быть реализованы режимы работы с формированием импульсов ТИ с граничной энергией квантов 0,9 до 2,0 МэВ.

1. Введение

Создаваемая четырехмодульная электрофизическая установка «Гамма-4» в специально спроектированном здании представлена на рис. 1. Установка предназначена для проведения исследований в области радиационной физики. Она состоит из четырех типовых модулей. Каждый модуль представляет собой сильноточный импульсный ускоритель электронов, формирующая система которого повторяет формирующую систему импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» [1]. Выходное сопротивление двойной ступенчатой формирующей линии (ДСФЛ) ускорителя «Гамма-1» составляет 2,9 Ом. Для обеспечения максимального выхода гамма-квантов с энергией до 100 кэВ в спектре излучения граничная энергия электронов не должна превышать 2 МэВ [2]. Выходной узел ускорителя «Гамма-1» представляет собой низкоимпедансный сильноточный вакуумный пинч-диод, образованный кольцевым катодом с выемкой около оси катода для предотвращения преждевременного замыкания зазора анод-катод плазмой. Фотография диода и конструкция узла секционированного изолятора (СИ) представлены на рис. 2а и 2б. Фотографии мишени после рабочего включения представлены на рис. 2в.

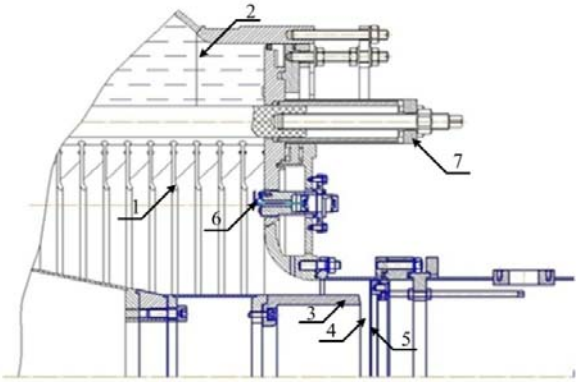


Рис. 1. Электрофизическая установка «Гамма-4» в специально спроектированном здании

Известно, что в вакуумном сильноточном пинч-диоде движение электронов может быть описано парапотенциальной моделью, следовательно, ток в диоде будет определяться в следующей виде:



а



б





в

Рис. 2. Фотография пинч-диода (а) и конструкция СИ (б) ускорителя «Гамма-1». Фотография мишени (в) толщиной 1 мм после рабочего включения ($R_d = 3{,}1$ Ом): 1 – секционированный изолятор, 2 – деионизованная вода, 3 – катод, 4 – зазор, 5 – анод, 6 – флюксметр, 7 – диэлектрическая шпилька, на место которой устанавливается резистивный жидкостный делитель напряжения

$$I = 8{,}5 \cdot \gamma \cdot \frac{\ln\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}\right) r}{d_{eff}}, \qquad (1)$$

где I – ток в диоде в кА, r – радиус катода; d_{eff} – эффективный зазор в диоде; $\gamma = 1 + \frac{eU}{mc^2}$ – релятивистский фактор; U – напряжение на диоде в В; mc^2 – энергия покоя электрона; e – заряд электрона.

Импеданс диода R_d (в максимуме импульса мощности пучка) в этом режиме можно рассчитать по формуле [2]:

$$R_d = \frac{U}{I} = \frac{mc^2(\gamma - 1)}{eI} = \varphi(\gamma) \cdot \frac{d_{eff}}{r}. \qquad (2)$$

В диапазоне напряжений на диоде $0{,}5 \le U \le 2{,}0$ МВ функция $\varphi(\gamma)$ слабо зависит от U и равняется 21–23 [Ом]. Таким образом, при работе с вышеописанным диодом его импеданс будет зависеть только от эффективного зазора d_{eff} между анодом и катодом.

На ускорителе электронов «Гамма-1» с системой передачи энергии от типового модуля установки «Гамма-4» были проведены экспериментальные исследования такого пинч-диода. Импеданс диода регулировался путем изменения величины ускоряющего зазора между кромкой катода и мишенью в пределах от 4 до 14 мм.

2. Экспериментальные исследования

Работа формирующей системы ускорителя «Гамма-1» с системой передачи энергии от типового модуля установки «Гамма-4» подробно описаны в [1] и [3] соответственно. В серии рабочих включений зарядное напряжение ДСФЛ составляло 0,9 МВ, что соответствует запасаемой энергии в ДСФЛ ~90 кДж. Запасенная энергия в двух генераторах Аркадьева – Маркса – ~115 кДж. Предымпульсные разрядники работали в режиме включения в конце первой положительной полуволны напряжения, сформированной ДСФЛ.

СИ присоединялся к водяной коаксиальной передающей линии с волновым сопротивлением

2,9 Ом. На рис. 3 представлен импульс напряжения, измеренный с помощью резистивного жидкостного делителя напряжения [4], установленного вдоль секционированного изолятора в воде. Во всех рабочих включениях амплитуда импульса напряжения – 2,0 МВ, амплитуда импульса тока, измеренного с помощью токового шунта [4], – 650 кА, длительность импульса на полувысоте – 70 нс с погрешностью измерений 10 %.

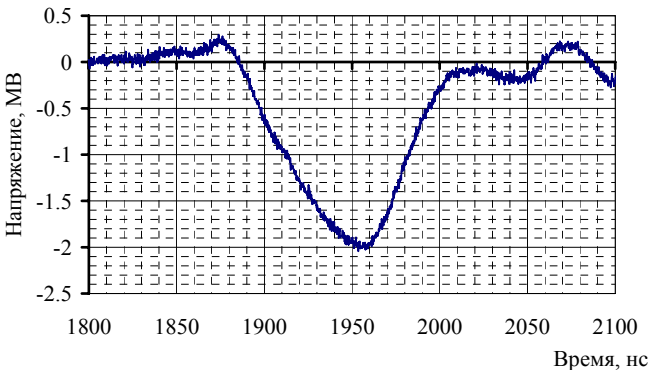


Рис. 3. Импульс напряжения на СИ

Во всех проведенных включениях ускорителя диаметр эмитирующей кромки катода был одним и тем же. В исследованиях в качестве анода применялись мишени из нержавеющей стали.

После каждого рабочего включения ускорителя по результатам обработки осциллограмм вычислялись:

– запасенная в ДСФЛ электрическая энергия $W_{\text{ДСФЛ}}$

$$W_{ДСФЛ} = C \cdot U_0^2 / 2, \text{ Дж}; \qquad (3)$$

где C – электрическая емкость ДСФЛ, Ф; U_0 – напряжение зарядки ДСФЛ, В;

– мощность $P_{СИ}$ и энергия $W_{СИ}$ в узле секционированного изолятора:

$$P_{СИ} = \left(U_{СИ} - L_{СИ} \frac{dI_{\text{Фл}}}{dt} \right) \cdot \int \frac{dI_{\text{Фл}}}{dt} dt \text{, Вт}; \qquad (4)$$

$$W_{СИ} = \int P_{СИ} dt \text{, Дж}; \qquad (5)$$

где $\frac{dI_{\text{Фл}}}{dt}$ – производная тока с флюксметров на выходе СИ, А/с; $U_{СИ}$ – напряжение с резистивного делителя напряжения, установленного вдоль СИ в воде; $L_{СИ}$ – расчетная индуктивность СИ;

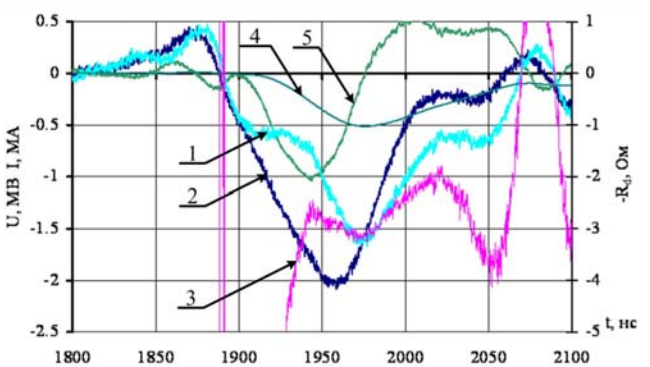
КПД передачи энергии от ДСФЛ до диода η:

$$\eta = \frac{W_{СИ}}{W_{ДСФЛ}} \cdot 100\,\%; \qquad (6)$$

– напряжение на диоде $U_Д$

$$U_Д = U_{СИ} - L_{СИ} \cdot dI_{\text{Фл}} / dt, B \qquad (7)$$

На рис. 4 представлены рассчитанные по формулам (3)–(7) зависимости электрических параметров диода от времени в рабочем включении № 510.



1 – $U_Д$, 2 – $U_{СИ}$, 3 – R_d, 4 – ток диода , 5 –

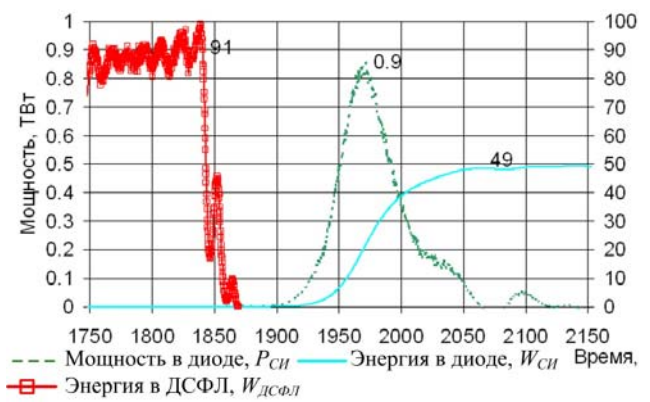


Рис. 4. Зависимости параметров диода от времени в рабочем включении № 510 (R_d = 3,1 Ом)

3. Полученные результаты

Для каждого зазора в диоде проводилось несколько рабочих включений ускорителя. В диоде устанавливались зазоры в диапазоне от 4 до 14 мм. Зависимость рассчитанного по формуле (7) напряжения на диоде, $U_Д$, от зазора представлена на рис. 5. В проведенных включениях максимальное значение напряжения на диоде составило ~2,0 МВ, максимальный ток электронного пучка ~700 кА.

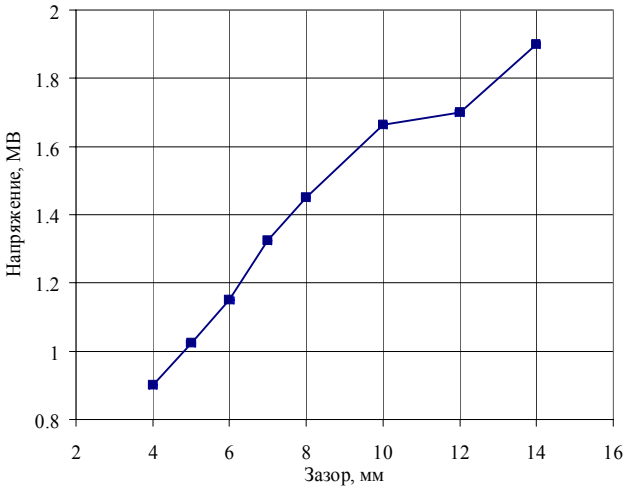


Рис. 5. Зависимость напряжения на диоде

В формуле (2) эффективный зазор d_{eff} можно представить как:

$$d_{eff} = d - v_p \cdot t, \qquad (8)$$

где d – выставленный зазор между катодом и мишенью, мм; v_p – средняя скорость распространения плазмы в диоде ($(2\div10)\cdot10^7$ мм/с [2,5]); t – длительность фронта импульса мощности, с.

Взяв $v_p = 5\cdot10^7$ мм/с, $t = 40$ нс получим из формул (2) и (8) зависимость импеданса диода R_d от зазора между катодом и мишенью d.

Рассчитанный импеданс диода для всех 8 зазоров оказывается меньше измеренного значения импеданса на ~1 Ом. Если ввести следующую поправку в формулу (8) для расчета d_{eff}, как это было сделано в [5]:

$$d_{eff} = d - v_p \cdot t + 3{,}5\,, \qquad (9)$$

то по формуле (2) получим расчетную зависимость импеданса диода от зазора, которая достаточно хорошо совпадает с измеренными значениями. Рассчитанные данным образом зависимости импеданса диода от зазора представлены на рис. 6.

Стоит отметить, что в работе [5] поправка в расчете d_{eff} равна –1,5, а не +3,5, как в представленных результатах. Это может быть объяснено несколькими причинами. Во-первых, экспериментальные исследования диода в [5] проводились при напряжении диода от 0,4 до 0,8 МВ и токе от 100 до 500 кА. Наши экспериментальные исследования проводились при напряжении на диоде

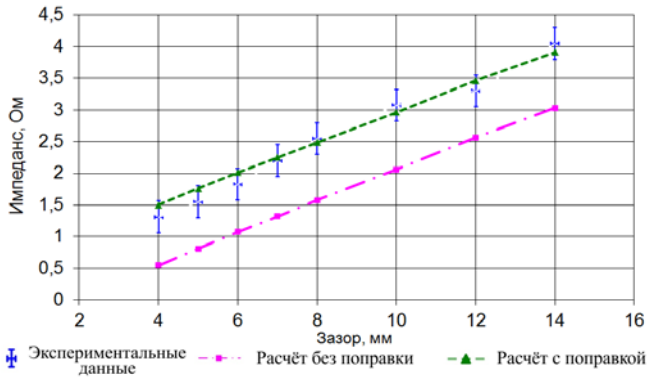


Рис. 6. Зависимость импеданса диода от зазора

от 0,9 до 2,0 МВ и токе диода от 450 до 750 кА. Во-вторых, определенное влияние на значение импеданса может оказывать положительный предымпульс напряжения в диоде длительностью ~40 нс и амплитудой до 0,4–0,5 МВ. В-третьих, погрешностью калибровки датчиков тока и напряжения и неидеальностью парапотенциальной модели при ее использовании для описывания режима пинч-диода.

На рис. 7 представлены полученные из экспериментальных данных зависимость КПД передачи энергии от ДСФЛ до диода, η, от зазора. Значение η составило ~60 % (~50 % КПД передачи энергии от генераторов Аркадьев – Маркса до диода) для типового модуля установки «Гамма-4». В большинстве случаев для таких ускорителей электронов η достигает 20–30 % [6, 7]. Энергия электронного пучка в диоде, $W_{СИ}$, изменялась в диапазоне от 30 до 50 кДж.

Выходное сопротивление ДСФЛ и волновое сопротивление водяной передающей коаксиальной линии составляет 2,9 Ом. При импедансе диода ~1,5 Ом значение η снижается до 30–35 %.

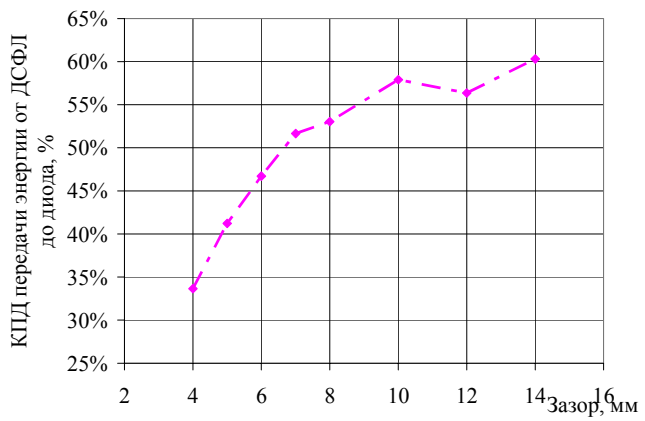


Рис. 7. Зависимость КПД передачи энергии от ДСФЛ до диода от зазора

4. Заключение

На ускорителе «Гамма-1» были проведены экспериментальные исследования электрических характеристик низкоимпедансного сильноточного вакуумного пинч-диода. Показано, что экспериментальные данные по импедансу диода хорошо совпадают с данными, полученным из парапотенциальной теории, с учетом поправки к зазору +3,5 мм.

Измеренный КПД передачи энергии от ДСФЛ к диоду при импедансе диода, близком к согласованному 2,9 Ом, составляет ~55–60 %. При импедансе диода ~1,5 Ом значение η снижается до 30–35 %.

Список литературы

1. Пунин В. Т., Завьялов Н. В., Басманов В. Ф. и др. Результаты экспериментальных исследований некоторых режимов работы сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» // Сборник докладов международной научной конференции «XII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии». Саров, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010 г. с. 49–54.

2. Петин В. К., Ратахин Н. А. Предельные возможности генераторов СЖРИ на базе сильноточных ускорителей электронов. // Сборник докладов IX межотраслевой конференции по радиационной стойкости. Снежинск, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 2011 г., т. 1 с. 19–26

3. Гордеев В. С., Басманов В. Ф., Гришин А. В и др. Результаты экспериментальных исследований системы передачи энергии типового модуля установки «Гамма» // Сборник докладов XIV Харитоновских тематических научных чтений «Мощная импульсная электрофизика» 12–16 марта 2012 г. Саров, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013 г. с. 112–116.

4. Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Гришин А. В. Система регистрации электрических параметров сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» // Сборник докладов международной научной конференции “XII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии”. Саров, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010 г. с. 112–118.

5. Cooperstein G., and Condon J. J. Impedance characteristics of diodes operation in the self-pinch mode. // J. Appl. Phys, 1975. V. 46. № 4. P. 1535–1538.

6. Bloomquist D. D., Stinnett R. W., McDaniel D. H., Lee J. R., Sharpe A. W., Halbleib J. A., Schlitt L. G., Spence P. W., and Corcoran P. "Saturn, A Large Area X-Ray Simulation Accelerator", Proceedings of the Sixth IEEE Pulsed Power Conference, Arlington, VA edited by P. J. Turchi and B. H. Bernstein (IEEE, New York, 1987), p. 310.

7. Savage M. E., LeChien K. R., Lopez M. R., Stoltzfus B. S., Stygar W. A. «Status of the Z Pulsed Power Driver» in Proceedings of the 18th International Pulsed Power Conference, 2011, pp. 983–990.

ИМПУЛЬСНЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМ ВЗРЫВНЫМ КАТОДОМ

П. В. Кучинский, В. К. Гончаров, В. В. Макаров

Научно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета

Разработан сильноточный диодный плазменный ускоритель электронов, который позволяет получать токи пучка до 10 кА. Импульсный генератор напряжений до 500 кВ реализован по схеме Аркадьева-Маркса. Фокусировка электронного пучка осуществляется магнитной системой, которая позволяет формировать цилиндрические и точечные пучки электронов с энергией до 0.5 МэВ и длительностью около 1 мкс. Цилиндрический пучок сильноточных электронов может быть использован для генерации СВЧ-излучения, которое возникает при взаимодействии пучка со специально разработанным СВЧ-резонатором. Точечный пучок может быть использован для генерации рентгеновского излучения.

Введение

Проблема создания потоков мощного электромагнитного излучения на основе малогабаритных источников сильноточных релятивистских пучков электронов уже многие десятилетия решается в крупнейших научных центрах, где внимание уделяется как мирным [1] так и военным целям [2]. При этом должны быть решены несколько задач: генерация импульса высокого напряжения [3–4], получение пучка сильноточных электронов и создание магнитной системы сопровождения данного пучка [5–6], расчёт и реализация черенковских генераторов [7], а также обеспечение синхронной работы всех этих узлов при наличии мощных электромагнитных помех.

Генератор импульсных напряжений

Для получения импульсных напряжений амплитудой до 500 кВ используется классическая схема Аркадьева – Маркса (рис/ 1) [3].

Несколько конденсаторов (в общем случае n) с емкостью *C* каждый соединяются параллельно и заряжаются от источника выпрямленного напряжения через сопротивления *R* до напряжения *U*. Если замкнуть одновременно все разрядники P, то конденсаторы *C* соединятся последовательно и на сопротивлении нагрузки Rн формируется импульс напряжения с амплитудой, близкой к *nU*. Сопротивления *R* служат также развязкой по импульсному напряжению и выбираются исходя из условий $RC > t_u$, где t_u – длительность импульса напряжения. В свою очередь, длительность импульса t_u определяется величиной емкости в «ударе» C/*n* и сопротивлением нагрузки Rн.

Разработанный генератор импульсных напряжений (ГИН) по схеме Аркадьева – Маркса, включает 10 отдельных ячеек, состоящих из зарядных сопротивлений типа С5-40В-500 (1 кОм), высоковольтных конденсаторов типа Э13-50-0,25 (50 кВ), тригатрона (управляемого воздушного разрядника) и неуправляемых воздушных разрядников. Тригатрон необходим для управляемого запуска ГИН от системы пуска, которая позволяет синхронизировать работу всех систем установки. Общая емкость ячейки составляет 1 мкФ. В этом случае «ёмкость в ударе» составляет 0,1 мкФ. Максимальное зарядное напряжение равно 50 кВ, а время заряда всех ячеек составляет 1 с.

Созданное устройство (рис. 2) позволяет получить максимальное импульсы напряжения с амплитудой 500 кВ и длительностью несколько мкс.

Диодный ускоритель электронов

Диодный ускоритель сильноточных релятивистских пучков электронов состоит из источника питания, ГИН по схеме Аркадьева – Маркса и непосредственно вакуумного диода. Вакуумный диод представляет собой два расположенных в вакууме (вакуум до 10^{-4} Па) электрода: катод и анод.

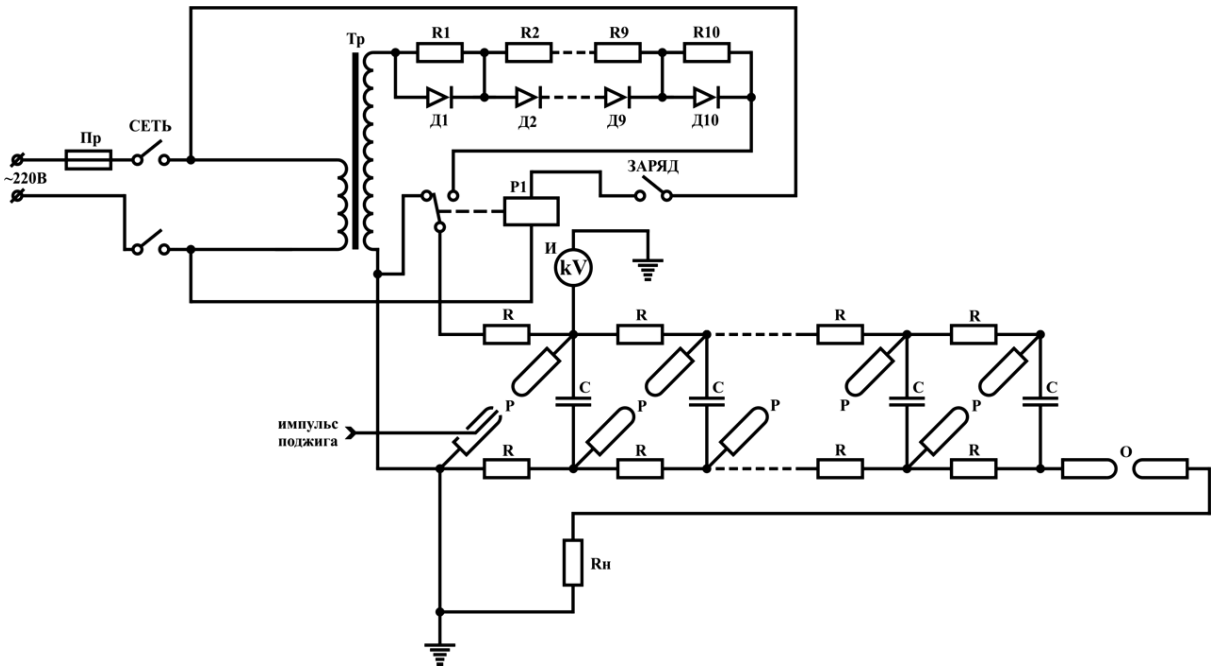


Рис. 1. ГИН по схеме Аркадьева – Маркса

Анод конструктивно заземлён, а катод соединён со вторым электродом обострителя. Анод представляет собой медную сетку или фольгу. Взрывной катод имеет форму либо острия, либо цилиндра, изготовлен из меди (рис. 3).

Принцип работы диодного ускорителя следующий: после зарядки конденсаторов до заданного напряжения в диапазоне 5–50 кВ, на тригатрон подаётся высоковольтный пусковой



Рис. 2. Фотография ускорителя электронов

импульс с гальванически разделённой помехоустойчивой схемы запуска. В результате замыкания управляемого разрядника к разряднику 2 прикладывается удвоенное напряжение и он тоже замыкается, к 3 также прикладывается утроенное напряжение и т. д. пока не замкнуться все разрядники. В результате к обострителю и катод-анодному промежутку прикладывается удесятерённое напряжение. После замыкания обострителя на катоде появляется отрицательный потенциал равный $-10U$. В виду того, что на краях катода плотность автоэлектронного тока превышает 10^7 А/см, это приводит к взрыву микроострий поверхности катода и образованию плазмы, которая и является источником мощного потока электронов. Электроны движутся к аноду под действием приложенного ускоряющего напряжения и могут обладать энергией до 0,5 МэВ. Величина тока в пучке может достигать до 10 кА.

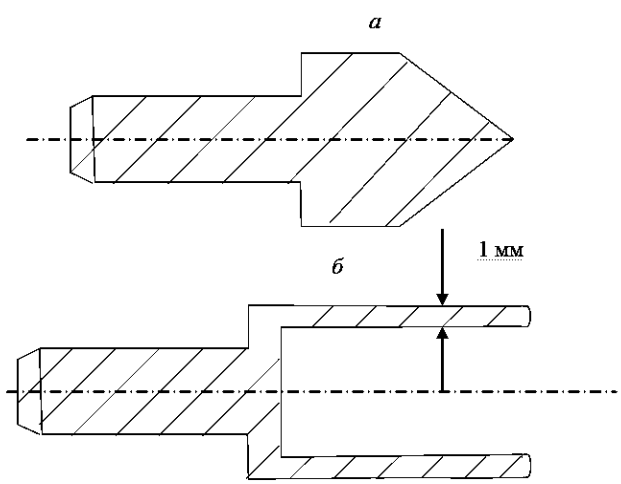


Рис. 3. Схема катодного узла диодного ускорителя

Магнитная система фокусировки сильноточных пучков релятивистских электронов

Из анализа экспериментальных данных по методам управления сильноточными релятивистскими пучками электронов следует, что для сопровождения пучка электронов с предполагаемыми параметрами необходимо создать магнитное поле с величиной индукции порядка 1 Тл.

Учитывая тот факт, что пучок является осесимметричным и распространяется в катод-анодном пространстве и далее в зоне взаимодействия, которое может быть цилиндрическим, система формирования магнитного поля также должна иметь форму цилиндра. Для формирования магнитного поля использовалась катушка индуктивности, которая перекрывает своей длинной рабочее пространство электронного пучка. Каркас катушки представляет собой цилиндр из капролона. Внутренний диаметр цилиндра равен 210 мм, а толщина его стенок 25 мм, длина 485 мм. На каркас намотан медный провод диаметром 2,5 мм.

Решена задача формирования и сопровождения в вакуумном пространстве, представляющем собой металлический цилиндр (резонатор) с достаточно толстыми стенками, сильноточного пучка электронов в форме полого цилиндра. При этом, если длительность импульса потока заряженных частиц достаточно большая (~10^{-5} с), то необходимо сформировать внутри цилиндра квазистационарное магнитное поле длительностью порядка 1 мс. Однако когда внутри катушки находится массивный полый цилиндр из проводника, система катушка–цилиндр превращается в трансформатор с коротко замкнутым витком и процесс взаимоиндукции не позволяет магнитному полю быстро проникнуть внутрь цилиндра.

Была разработана и создана система формирования мощных магнитных полей [6]., состоящая из *LC*-цепочек, которые включаются последовательно с определёнными задержками. Это реализуется с помощью ключей на мощных тиристорах Т243-400-40. Данные элементы рассчитаны на максимальное импульсное рабочее напряжение 4,2 кВ и ток в импульсе до 8 кА. Также разработана и создана система синхронизации, которая устанавливает задержки включения тиристоров в миллисекундном диапазоне от 0,1 до 10 мс.

Установлено, что для выхода на стационарный участок магнитного поля внутри проводящего толстостенного цилиндра необходимо не менее 7 мс. Разработанная магнитная система позволила получить стационарный участок с однородным магнитным полем внутри резонатора от 6 мс до 8 мс (рис. 4).

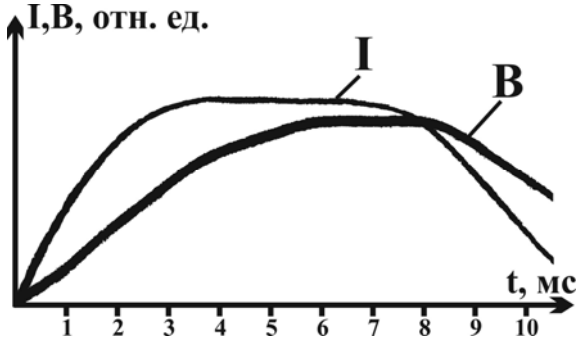
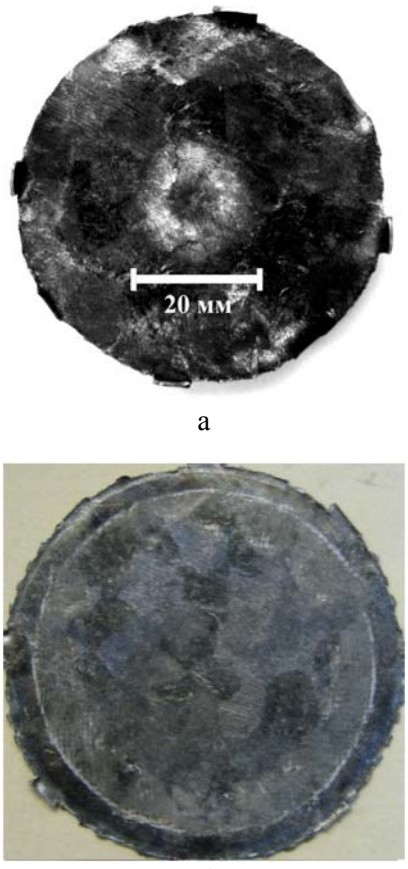


Рис. 4. Осциллограммы формы импульсов тока катушки и индукции магнитного поля внутри проводящего цилиндра в системе с тиристорами: *I* – рабочий ток; *B* – индукция магнитного поля внутри системы катушка-толстостенный цилиндр



а

б

Рис. 5. Свинцовая пластина после воздействия электронным пучком (след от пучка электронов обозначен стрелкой): а – острийный катод, б – катод в виде полого цилиндра

На рис. 5 представлено изображения свинцовой пластинки установленной на входе в пространство дрейфа после взаимодействия с пучком

электронов: ток – 1 кА, энергия – 0,22 МэВ, длительность ~ 1 мкс. Пучок сопровождался магнитным полем с индукцией 1 Тл.

Построение источника мощного импульсного СВЧ-излучения

На рис. 6 схематично изображено взаимное расположение катода, анода и периодической структуры в рабочем вакуумном пространстве.

Обобщённая блок-схема мощного СВЧ-излучателя совместно с внешними устройствами обеспечения его функционирования (системой синхронизации, источниками питания и измерительным оборудованием) приведена на рис. 7.

Генератор синхроимпульсов формирует импульс, поступающий на вход гальванически разделённой помехоустойчивой схемы запуска игнитрона магнитной системы, а задержанный на 7,2 мс импульс включает гальванически разделённую помехоустойчивую схему запуска тригатрона генератора Аркадьева – Маркса, напряжением не менее 40 В. Открываясь, игнитрон включает маг-

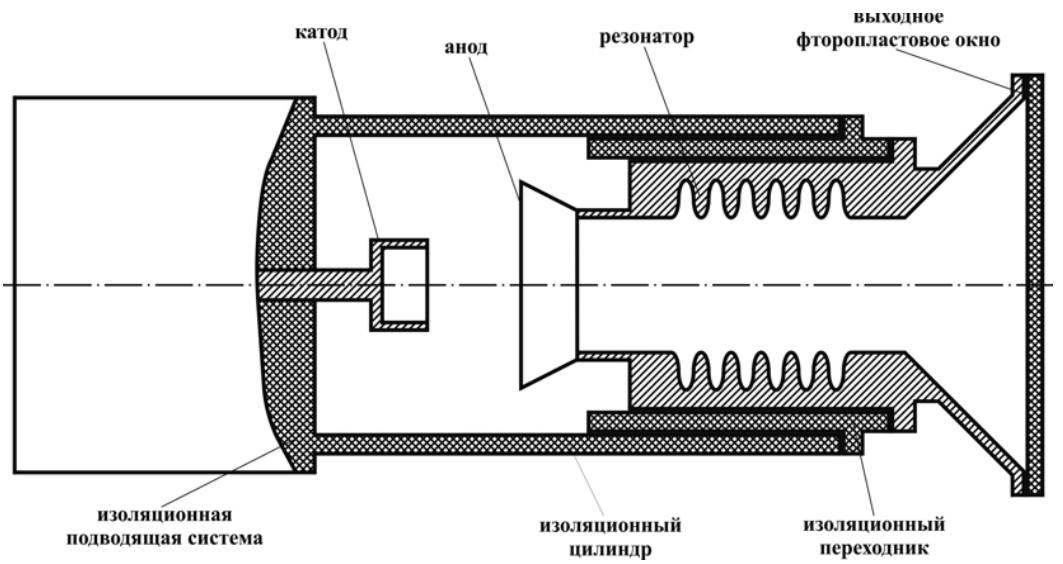


Рис. 6. Рабочее вакуумное пространство

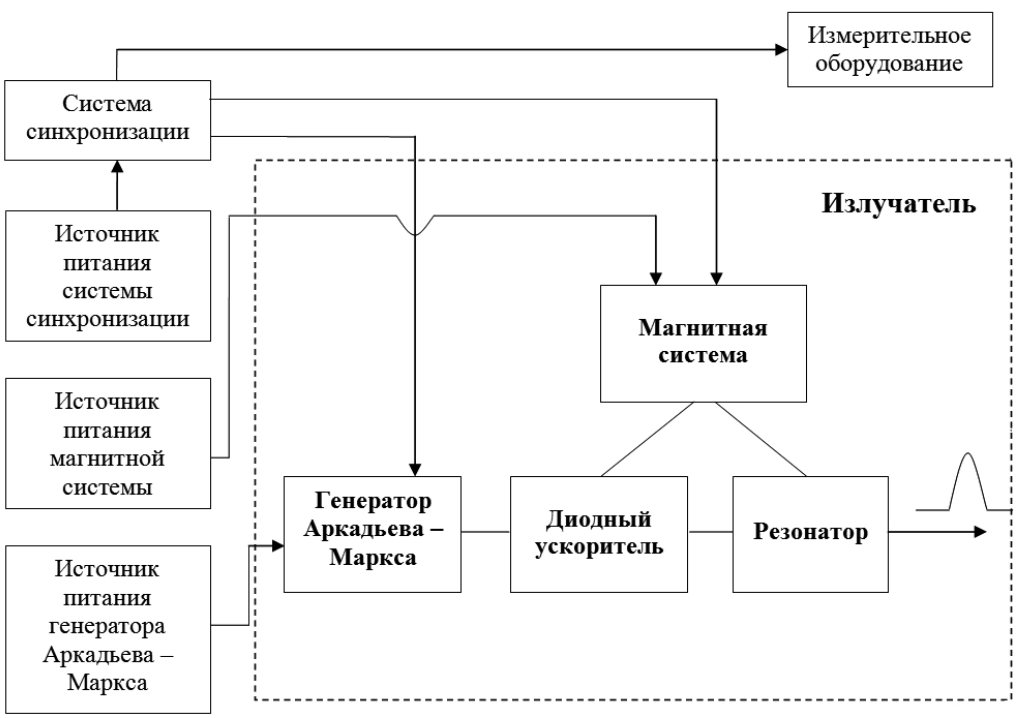


Рис. 7. Блок-схема мощного СВЧ-излучателя

нитную систему формирования и сопровождения сильноточного пучка релятивистских электронов. В момент, когда магнитное поле достигает максимального значения и выходит на квазистационарный участок, тригатрон запускает генератор Аркадьева – Маркса как источник питания диодного ускорителя электронов. Цилиндрический пучок сильноточных релятивистских электронов, формируемый и сопровождаемый магнитным полем, взаимодействует с резонатором, передавая свою энергию генерируемому электромагнитному импульсу. Импульс выходит из раструба резонатора и попадает в камеру с измерительным оборудованием. В качестве периодических систем (резонатор) можно использовать черенковские генераторы [7].

В силу того что каждый модуль рассматриваемой системы имеет высокую энергетику, реализация их эффективного взаимодействия при построении комплекса мощного СВЧ-излучателя представляется достаточно сложной задачей.

Заключение

Созданный экспериментальный комплекс генерации сильноточных пучков релятивистских электронов позволяет проводить исследования взаимодействия мощных потоков электронов с веществом; проводить исследования по генерации мощных потоков рентгеновского излучения, а также использоваться для исследований по взаимодействию пучков электронов с периодическими структурами различной конфигурации с целью создания высокоэнергетичных импульсов СВЧ-излучения. В отличие от мощных наносекундных источников излучения разработанный комплекс позволяет получить большую энергию в импульсе.

Одно из достоинств системы – это её модульность. Отдельные части установки могут выступать как самостоятельные устройства для проведения исследований. Также имеется возможность изменять параметры модулей, при этом не изменяя общую геометрию системы, получая новые наперёд заданные характеристики для установки в целом.

Список литературы

1. Диденко А. Н. СВЧ-энергетика: Теория и практика. М.: Наука, 2003.

2. Слюсар В. Генераторы супермощных электромагнитных импульсов в информационных войнах // Электроника: НТБ. 2002. № 5. С. 60–67.

3. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. Радио, 1974.

4. Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Интенсивные электронные пучки. М.: Энергоиздат, 1984.

5. Кнопфель, Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М: Мир, 1972.

6. Гончаров В. К., Макаров В. В., Чернявский А. Ф. Формирование магнитных полей внутри массивных проводящих цилиндров // ИФЖ. 2007. Т. 80, № 3. С. 177–180.

7. Батура М. П., Кураев А. А., Синицын А. К. Основы теории, расчета и оптимизации современных электронных приборов СВЧ. Минск: БГУИР, 2007.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА С ПОМОЩЬЮ КОРОТКОГО ВИБРАТОРА

К. Г. Гайнуллин, В. А. Павловский

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Получена верхняя оценка эффективности излучения энергии взрывомагнитного генератора (ВМГ) с антенной в виде тонкого короткого вибратора. В рамках метода сосредоточенных элементов, рассмотрены несколько схем подключения взрывомагнитного генератора к излучающей антенне, включающих трансформаторы и размыкатели тока (узлы разрыва). Полученные оценки можно использовать как для оценки эффективности излучения энергии ВМГ с антенной в виде диполя, так и для сравнения эффективности с другими излучающими устройствами.

Различные способы эффективного излучения энергии мощного накопителя, каким является взрывомагнитный генератор (ВМГ), исследовались ранее как расчетными, так и экспериментальными методами. В данной работе получена оценка эффективности работы ВМГ (без привязки к конкретным устройствам) совместно с простейшей антенной дипольного типа в виде тонкого короткого вибратора (ТКВ).

Рассмотрим подключение взрывомагнитного генератора через передающую линию непосредственно на антенну в виде тонкого короткого вибратора. К преимуществам такой антенны можно отнести простоту изготовления и соединения осесимметричной конструкции ТКВ и ВМГ. Кроме того, такая антенна характеризует целый класс излучателей емкостного типа [1, 2]. На рис. 1 показана рассматриваемая схема в виде сосредоточенных элементов. Такое представление допустимо, поскольку характерная длина ВМГ и ТКВ составляет 1–2 м, что много меньше длины излучаемых волн. Генератор представлен как изменяющаяся индуктивность L_T, передающая линия имеет сопротивление R_T и индуктивность L_T. Антенна обладает емкостью C_A, сопротивлением R_A и индуктивностью L_A.

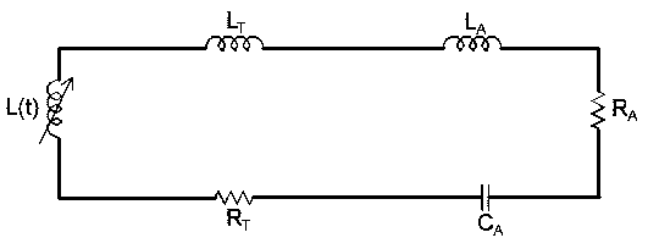


Рис. 1. Эквивалентная схема подключения ВМГ к ТКВ

ТКВ длиной l_A и радиусом $a << l_A$ обладает емкостью и индуктивностью [1,2]:

$$C_A = \frac{\pi \cdot \varepsilon \cdot l_A}{\ln\left(2l_A/a\right) - \ln 2} \quad L_A = \frac{\mu \cdot l_A}{3\pi}\left[\ln\left(2l_A/a\right) - \frac{11}{6}\right] \quad (1)$$

Сопротивление излучения ТКВ, расположенного нормально к проводящей поверхности, на частоте ω составляет [1, 2]:

$$R_A = \frac{\pi}{3}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\left(\frac{\omega}{c} l_A\right)^2 = A \cdot \dot{J}^2 / J^2 = A \cdot \omega^2 \qquad (2)$$

Если ввести дополнительное обозначение $L_E(t) = L(t) + L_A + L_T$, то ток J описывается следующим уравнением:

$$L_E \cdot \ddot{J} + \left(2\dot{L}_E + R_A + R_T\right) \cdot \dot{J} + \left(\dot{R}_A + \ddot{L}_E + C_A^{-1}\right) \cdot J = 0 \quad (3)$$

Подобное уравнение с емкостью в цепи ВМГ рассмотрено, например, в [3, 4].

Примем, что в начальный момент $t = 0$ ток равен $J(t=0) = J_0$, а $L_E(t=0) = L_0$. Поскольку характерное время работы ВМГ значительно превышает период излучаемой волны $L/\dot{L} \sim 10 - 100$ мкс $>> 2\pi/\omega$, то применим квазистационарный подход, полагая, что L за период меняется несильно. Тогда решение (3) имеет вид:

$$J(t) = J_0 \exp\left(-\int_0^t \frac{2\dot{L}_E + R_A + R_T}{2L_E} dt'\right)\cos\omega t = \\ = \frac{L_0 J_0}{L_e(t)} \exp\left(-\int_0^t \frac{R_A + R_T}{2L_E} dt'\right)\cos\omega t \quad , \quad (4)$$

где частота излучения и показатель экспоненты приблизительно равны

$$\omega^2(t)+\alpha^2(t)=\left(\frac{1}{L_E C_A}+\frac{\ddot{L}_E}{L_E}+\frac{\dot{R}_A}{L_E}\right)\approx\frac{1}{L_E C_A}\,.\qquad(5)$$
$$\alpha(t)=\frac{2\dot{L}_E+R_A+R_T}{2L_E}$$

Полученное решение (4) имеет колебательный характер, что является не характерным для традиционного режима работы ВМГ, однако, не противоречит принципу сжатия магнитного потока, поскольку давление электромагнитного поля зависит от квадрата амплитуды. Эта особенность отмечена в работе [3], а экспериментально колебательный режим работы ВМГ реализован, например, в [4, 5]. Вопрос изоляции внутри контура ВМГ в данной расчетно-теоретической работе не рассматривается. Мощность излучения затухающих колебаний типа $J(t)=J_0\cdot\exp(-\alpha t)\cdot\cos\omega t$ оценим из (2): $P_A=A\dot{J}^2=AJ_0^2\left(\alpha\cos\omega t+\omega\cos\omega t\right)^2\exp(-2\alpha t)=$ $=AJ_0^2\exp(-2\alpha t)\left(\alpha^2+\omega^2\right)\cos^2\left(\omega t-arctg\,\alpha/\omega\right)\approx$ $\approx A\left(\alpha^2+\omega^2\right)\cdot J^2(t)$. Откуда находим величину сопротивления излучения зависимости для тока (4): $R_A=A\cdot\left(\alpha^2+\omega^2\right)$.

Максимальная энергия, излучаемая антенной, получается в случае малости сопротивления передающей линии $R_A>>R_T\approx 0\to$, поэтому в дальнейшем будем полагать $R_T=0$. С учетом (2), (4) и (5) имеем:

$$W(t)=\int_0^t A\cdot\omega^2(t')\cdot J^2(t')dt'=$$
$$=\frac{A}{2C_A}\left(L_0J_0\right)^2\int_0^t\exp\left[-\int_0^{t'}\frac{Adt''}{C_AL_E^2}\right]\frac{dt'}{L_E^3(t')}\qquad(6)$$

В данном выражении неизвестна зависимость изменения индуктивности L_E от времени. Для получения верхней оценки найдем такую зависимость $L_E(t)$, чтобы интеграл (6) был максимален. Введем следующую функцию:

$$\varphi(t)=\int_0^t\frac{dt'}{L_E^2(t')}\;\to\;\frac{d\varphi}{dt}=\dot{\varphi}(t)=\frac{1}{L_E^2(t)}\qquad(7)$$

Тогда (6) можно выразить как:

$$W(t)=\frac{A}{2C_A}\left(L_0J_0\right)^2\int_0^t\exp\left[-\frac{A\cdot\varphi}{C_A}\right]\cdot\dot{\varphi}^{3/2}dt'=$$
$$=\frac{A}{2C_A}\left(L_0J_0\right)^2\int_0^t F(t',\varphi,\dot{\varphi})\cdot dt'\qquad(8)$$

Экстремальную функцию $\varphi(t)$ найдем из уравнения Эйлера [6] для $F(t,\varphi,\dot{\varphi})$:

$$F_\varphi-F_{\dot{\varphi}t}-\dot{\varphi}F_{\varphi\dot{\varphi}}-\ddot{\varphi}F_{\dot{\varphi}\dot{\varphi}}=0$$

где

$$F(t,\varphi,\dot{\varphi})=\dot{\varphi}^{3/2}\exp\left(-A\cdot\varphi/C_A\right)\qquad(9)$$

Решение этого уравнения с начальным условием $\dot{\varphi}(0)=L_0^{-2}$ имеет вид:

$$\varphi^{extrim}(t)=\frac{3C_A}{A}\ln\frac{L_0}{L_E(t)}$$

$$L_E^{extrim}(t)=\sqrt{L_0^2-(2A\cdot t)/(3C_A)}\qquad(10)$$

Очевидно, что в этом случае длительность работы ВМГ (и излучения !) равны

$$T=3\frac{L_0^2-\left(L_A+L_T\right)^2}{2A}C_A\qquad(11)$$

Откуда получаем верхнюю оценку для максимальной излученной энергии

$$W=\frac{3L_oJ_0^2}{4}\left[1-\left(\frac{L_A+L_T}{L_0}\right)^2\right]<\frac{3L_0J_0^2}{4}=\frac{3}{2}W_0\qquad(12)$$

Убедимся, что на найденной зависимости (10) реализуется максимум, а не минимум. Для этого пусть $L_E(t)=\text{const}=L_0$. В этом случае

$$W(t)=\int_0^t A\cdot\omega^2(t')\cdot J^2(t')dt'=$$
$$=\frac{A}{2C_A}\left(L_0J_0\right)^2\int_0^\infty\exp\left[-\int_0^{t'}\frac{Adt''}{C_AL_0^2}\right]\frac{dt'}{L_0^3(t')}=\frac{L_0J_0^2}{2}=W_0,$$

излучится лишь первоначальный запас энергии (без учета потерь R_T !), что меньше значения (12) и, тем самым, доказывает наличие максимума с функцией (10).

При выводе (4) использованы некоторые допущения. Проверим степень их выполнения. Из (1) и (5) можно оценить период колебаний в контуре как:

$$T=2\pi/\omega\approx 2\pi\sqrt{L_EC_A}>2\pi\sqrt{L_AC_A}\approx\left(2\pi/\sqrt{3}\right)\cdot l/c$$

При характерной длине ТКВ ~1 м, минимальное значение периода T ~10 нс много меньше длительности сжатия контура ВМГ 10…100 мкс, а длина волны ~10 м, что много больше характерного размера ТКВ.

Оценим частоту в (5) для оптимальной зависимости (10) с учетом производных:

$$\dot{L}_E = \frac{-A/3C_A}{\sqrt{L_0^2 - (2A\cdot t)/(3C_A)}} = \frac{-A}{3L_E C_A}$$

$$\ddot{L}_E = \frac{A\dot{L}_E}{3L_E^2 C_A} \qquad \dot{R}_A = \frac{-A\dot{L}_E}{L_E^2 C_A} \tag{13}$$

и подставим в (5), после чего получаем:

$$\omega^2 \cdot L_E C_A =$$

$$= \omega^2\left(1 - \frac{A^2}{9L_E^3 C_A} + \frac{A^2}{3L_E^3 C_A}\right) - \left(\frac{A}{2L_E^{3/2}C_A^{1/2}} - \frac{A}{3L_E^{3/2}C_A^{1/2}}\right)^2 =$$

$$= \left(1 + \frac{7A^2}{36L_E^3 C_A}\right) > 0 \tag{14}$$

Правая часть зависит от комбинации параметров контура $N = A^2/L_E^3 C_A$, значение которой оценим с помощью (1) и (2). Полагая, $(L_T + L)/L_A = \xi > 0$ получаем:

$$N = \frac{A^2}{L_E^3 C_A} = \frac{A^2}{(1+\xi)^3 L_A^3 C_A} =$$

$$= \frac{3\pi^4}{(1+\xi)^3 \ln^2(l_A/a)} \approx \frac{B}{(1+\xi)^3} \sim \frac{27...125}{(1+\xi)^3}, \tag{15}$$

откуда следует, что уже при ξ >2, рассматриваемая комбинация параметров $\frac{7N}{36} \approx \frac{A^2}{5\cdot L_E^3 C_A} < 1$, и все выражение (14) стремится к 1. Такое соотношение сохраняется на протяжении почти всего времени сжатия контура ВМГ, поскольку для этого должно быть $(L_T + L)/L_A = \xi >> 1$. Но даже на конечном этапе когда ξ ~ 1, значение частоты согласно (14) меняется незначительно и составляет ~1,9 от «номинальной» частоты $(L_E C_A)^{-1/2}$.

Таким образом, даже при оптимальной зависимости сжатия контура ВМГ, величина излученной ТКВ энергии не превышает 3/2 от начальной энергии в контуре, т. е. непосредственное подключение ТКВ к ВМГ неэффективно.

Отметим, что в конечное выражение для излученной энергии не входят параметры антенны, что указывает на более широкую применимость этого вывода, а именно: непосредственное подключение к ВМГ антенн емкостного типа в качестве излучателя не эффективно.

В этой связи рассмотрим другой вариант подключения ВМГ [7, 8] – через трансформатор с индуктивностями обмоток L_1, L_2 и взаимной индуктивностью M. На рис. 2 показана эта схема подключения, а прочие обозначения совпадают с рис. 1. Если ток в первичном сжимаемом контуре с ВМГ обозначить как I, а во вторичном как J, то уравнения для токов имеют вид [7]:

$$\frac{d(L\cdot I)}{dt} + L_1\dot{I} + M\dot{J} = 0$$

$$(L_2 + L_A + L_T)\cdot\dot{J} + (R_A + R_T)\cdot J + \int\frac{J}{C_A}dt + M\cdot\dot{I} = 0 \tag{16}$$

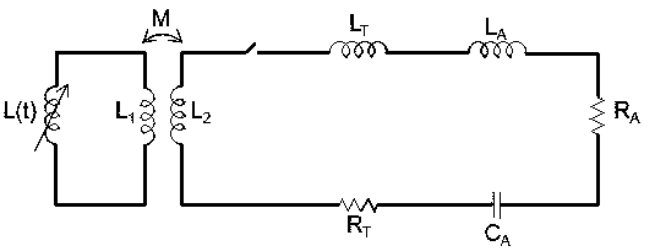


Рис. 2. Схема подключения ВМГ к ТКВ через трансформатор

В начальный момент во вторичном контуре ток отсутствует $J(t=0) = 0$, а в первичном контуре имеется магнитный поток

$$\left[L_1 + L(t=0)\right] I_0 = M\Phi_0 \tag{17}$$

Если ввести дополнительное обозначение

$$L_E(t) = L_A + L_T + L_2 - \frac{M^2}{L_1 + L(t)},\ L_E(t=0) = L_0 \tag{18}$$

то ток $J(t)$ описывается следующим уравнением:

$$L_E\cdot\ddot{J} + \left(2\dot{L}_E + R_A + R_T\right)\cdot\dot{J} +$$

$$+\left(\dot{R}_A + \ddot{L}_E + C_A^{-1}\right)\cdot J = \ddot{L}_E\Phi_0 \tag{19}$$

В отличие от (3) данное уравнение имеет правую часть и начальные условия:

$$J(t=0) = 0 \qquad \dot{J}(t=0) = \dot{L}_E(0)\cdot\Phi_0/L_E(0)$$

Если принять допущения, аналогичные предыдущему случаю, то для постоянных коэффициентов уравнения (19) его решение имеет вид:

$$J(t)=\frac{\dot{L}_E(0)\sin\omega t}{\omega\cdot L_E(0)}\Phi_0 e^{-\alpha t}+$$
$$+\frac{\ddot{L}_E(0)}{L_E(0)}\cdot\Phi_0\frac{1-\exp(-\alpha t)\cos\omega t}{\omega^2+\alpha^2},$$

где частота ω находится из (5), а коэффициент затухания тока α равен

$$\alpha(t)=\frac{R_A+R_T+2\dot{L}_E}{2L_E}$$

Второй член с $\ddot{L}_E$ выражения для J(t) много меньше первого и его можно удалить.

Через период $T=2\pi/\omega$ значение первого члена вернется к начальному $J(t)=0$, и все повторится сначала, но с несколько другими значениями $L_E(t)$, т. е.

$$J(t)=\frac{\dot{L}_E(t)\sin\omega t}{\omega\cdot L_E(t)}\Phi_0\exp\left[-\int_0^t\frac{R_A+R_T+2\dot{L}_E}{2L_E}dt'\right]=$$
$$=\frac{\dot{L}_E(t)\sin\omega t}{\omega\cdot L_E^2(t)}L_0\Phi_0\exp\left[-\int_0^t\frac{R_A+R_T}{2L_E}dt'\right] \quad (20)$$

Максимальная энергия, излучаемая антенной, получается в случае малости сопротивления передающей линии $R_A>>R_T\approx 0$, поэтому, как и предыдущем случае, полагаем $R_T=0$. С учетом (2), (5), (18) и (20) имеем:

$$W(t)=\int_0^t A\cdot\omega^2(t')\cdot J^2(t')dt'=$$
$$=\frac{A}{2}(L_0\Phi_0)^2\int_0^t\exp\left[-\int_0^{t'}\frac{Adt''}{C_A L_E^2}\right]\frac{\dot{L}_E^2dt'}{L_E^4(t')} \quad (21)$$

В данном выражении неизвестна зависимость изменения индуктивности L_E от времени. Для получения верхней оценки найдем такую зависимость $L_E(t)$, чтобы интеграл (21) был максимален. Введем следующую функцию:

$$\varphi(t)=\int_0^t\frac{dt'}{L_E^2(t')}\rightarrow\frac{d\varphi}{dt}=\dot{\varphi}(t)=\frac{1}{L_E^2(t)}\rightarrow$$
$$\rightarrow\frac{dL_E}{dt}=\frac{dL_E}{d\varphi}\frac{d\varphi}{dt}=\frac{dL_E}{d\varphi}\cdot L_E^{-2} \quad (22)$$

Тогда в интеграле (21) можно заменить переменную t на φ:

$$W(t)=\frac{A}{2}(L_0\Phi_0)^2\int_0^t\frac{\dot{L}_E^2dt'}{L_E^4(t')}e^{-A\cdot\varphi(t)/C_A}=$$
$$=\frac{A}{2}(L_0\Phi_0)^2\int_0^{t(\varphi)}\frac{\dot{L}_E^2d\varphi}{L_E^6(\varphi)}e^{-A\cdot\varphi(t)/C_A} \quad (23)$$

Экстремальная зависимость $L(\varphi)$ находится из решения уравнения Эйлера [6] $F_L-\frac{dF_{\dot{L}}}{d\varphi}=F_L-F_{\varphi\dot{L}}-\dot{L}\cdot F_{L\dot{L}}-\ddot{L}\cdot F_{\dot{L}\dot{L}}$ для функции $F(\varphi,L,\dot{L})=\frac{\dot{L}_\varphi^2}{L^6}e^{-A\cdot\varphi/C_A}$, которое в данном случае имеет вид:

$$\ddot{L}_{\varphi\varphi}-\frac{3\cdot\dot{L}_\varphi^2}{L}-\frac{A\cdot\dot{L}_\varphi}{C_A}=0 \quad (24)$$

Рассматривая $\dot{L}_\varphi=p(L)$ как функцию L, находим первый интеграл:

$$\ln\left|\dot{L}_\varphi+\frac{A\cdot L}{2C_A}\right|=\ln\left|C\cdot L^3\right|$$

Правая граница подвижна вдоль φ, но имеет конечное значение остаточной индуктивности $L_F=L_A+L_T+L_2-M^2/L_1\geq L_A+L_T$. Из условия трансверсальности [6] на правой границе можно определить значение константы интегрирования $C=\pm\frac{A}{2C_A L_F^2}$. С учетом фиксированного значения $L(\varphi=0)=L_0$ на левой границе в данной вариационной задаче физически осмысленное решение задачи реализуется для отрицательного знака константы и имеет вид:

$$L_E^2(t)=L_F^2+\left(L_0^2-L_F^2\right)\cdot\exp\left(-\frac{A\cdot t}{C_A L_F^2}\right)$$
$$\frac{L_F^2}{L_E^2(\varphi)}=1-\frac{L_0^2-L_F^2}{L_0^2}\exp\left(-\frac{A\cdot\varphi}{C_A}\right) \quad (25)$$

Дифференцируя последнее соотношение $-\frac{2L_F^2\dot{L}_\varphi}{L_E^3}=A\frac{L_0^2-L_F^2}{C_A L_0^2}\exp\left(-\frac{A\cdot\varphi}{C_A}\right)$, найдем значение интеграла энергии (23) в зависимости от вспомогательной функции φ:

$$W(\varphi)=\frac{A}{2}\left(L_0\Phi_0\right)^2\left(A\frac{L_0^2-L_F^2}{2C_AL_0^2L_F^2}\right)^2\int_0^{\varphi}e^{-3A\cdot\varphi'/C_A}d\varphi'=$$

$$=\frac{C_A}{24}\Phi_0^2\left(A\frac{L_0^2-L_F^2}{C_AL_0L_F^2}\right)^2\left(1-e^{-3A\cdot\varphi/C_A}\right)$$

После замены переменных с учетом (17) найдем интеграл энергии в явном виде:

$$W(t)=\frac{C_A}{24}\left(\frac{A\cdot I_0}{C_AL_0}\right)^2\left(\frac{L_0^2-L_F^2}{L_F^2}\right)^2\left(\frac{L+L_1}{M}\right)^2\times$$
$$\times\left\{1-\left[L_F^2\exp\left(A\cdot t/L_F^2C_A\right)-L_F^2+L_0^2)\right]^{-3}\right\} \quad (26)$$

Половина этой энергии излучится за характерное время

$$T_{0,5}=\frac{C_AL_F^2}{A}\ln\left(1+\frac{L_0^2}{4L_F^2}\right) \quad (27)$$

А большая часть (до 90 %) энергии излучится за характерное время

$$T_{0,9}=\frac{C_AL_F^2}{A}\ln\left(1+\frac{L_0^2}{L_F^2}\right) \quad (28)$$

В качестве верхней оценки сравним излученную энергию с начальной энергией ВМГ $W_0=\left(L+L_1\right)I_0^2/2$ для идеального трансформатора $M^2=L_1L_2$ и остаточной индуктивности во втором контуре при условии $L_F=$ $=L_A+L_T+L_2-M^2/L_1\sim L_A>>L_T$:

$$W^{\max}/W_0=\frac{A^2}{24L_A^4C_A}\times\frac{L^2}{L+L_1}\times\frac{L_2}{L_1}\times\left(1+\frac{L_A}{L_0}\right)^2 \quad (29)$$

Первый сомножитель содержит параметры ТКВ. Второй – зависит от значения индуктивностей в первом контуре и указывает на возможность роста W за счет увеличения начальной индуктивности ВМГ. Третий сомножитель представляет собой коэффициент трансформации и указывает на необходимость применения повышающего трансформатора $L_2/L_1>>1$. Наконец, последний - зависит от комбинации индуктивностей и может незначительно изменяться (от 1 до 4).

Таким образом, подключение ВМГ к ТКВ через повышающий трансформатор может быть в принципе эффективно, если обеспечить достаточную изоляцию внутри контура сжатия. Для такого варианта найдена зависимость вывода индуктивности ВМГ, обеспечивающая максимальную энергию излучения.

Третья «очевидная» схема использования ВМГ показана на рис. 3 и предполагает накопление энергии внутри контура с размыкателем тока R и последующую ее переброску через разрядник в цепь с ТКВ.

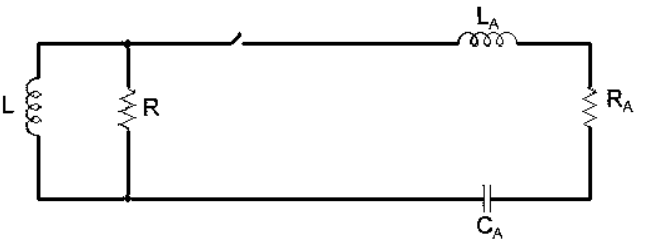


Рис. 3. Схема подключения ВМГ к ТКВ через размыкатель тока

Основной вопрос состоит в требуемой величине сопротивления размыкателя R и эффективности передачи энергии. В рамках верхней оценки можно пренебречь наличием передающей линии и полагать, что если $Z_A(\omega)$ импеданс нагрузки меньше сопротивления R, то заметная часть энергии излучится при условии:

$$R^2\geq\left|Z_A(\omega)\right|^2=\left(R_A+R_T\right)^2+\left(\omega L_A+\omega L_T-\frac{1}{\omega\cdot C_A}\right)^2$$

Выражение для импеданса нагрузки с учетом (2) записать как:

$$\left|Z_A(\omega)\right|^2=A^2\omega^4+\omega^2L_A^2+\omega^{-2}C_A^{-2}-2\cdot L_A/C_A \quad (30)$$

Эта функция от частоты имеет минимум в области положительных значений ω, значение которого (с учетом преобладания емкости в импедансе ТКВ [1,2]) равно

$$\omega_0^2\approx\left(2A^2C_A^2\right)^{-1/3}\left[1-\frac{2^{1/3}}{6B^{2/3}}\right]=\left(L_AC_A\right)^{-1}\sqrt[3]{1/2B} \quad (31)$$

где комбинация его параметров $B=A^2/L_A^3C_A\approx$ $\approx 27...125$ введена формулой (15), а суммарная индуктивность внешнего контура обозначена как L_E :

$$L_E=L+L_A=\left(1+\xi\right)\cdot L_A \quad (32)$$

Частоту колебаний во внешнем контуре (для $R>>Z_A$) найдем из выражения:

$$\omega^2 = \left(L_E C_A\right)^{-1} - \left(A\omega^2/2L_E\right)^2$$

Его положительный корень находится из решения биквадратного уравнения:

$$\omega^2 = \frac{2L_E^2}{A^2}\left[\sqrt{1+\frac{A^2}{L_E^3 C_A}}-1\right] = \frac{2\left(L_E C_A\right)^{-1}}{1+\sqrt{1+N}} \quad (33)$$

Значение частоты (33) будет вблизи минимума ω_0 , если параметр $N = B/(1+\xi)^3$ удовлетворяет следующему уравнению $\sqrt[3]{\frac{1}{2N}} = \frac{2}{1+\sqrt{1+N}}$

Его корень примерно равен $N \sim 1$, которому из (15) соответствует $\xi \approx 3$. Таким образом, оптимальное значение индуктивности контура находится вблизи:

$$L_E^{opt} = L + L_T + L_A \approx 4 \cdot L_A, \quad (34)$$

Для него из (30) можно вычислить минимальное значение импеданса $Z_A(\omega)$:

$$\left|Z_A(\omega_0)\right|^2 = \frac{L_A}{C_A}\left(\frac{3\sqrt[3]{2B}}{2}+\frac{1}{3\sqrt[3]{2B}-2}\right) \approx \frac{\mu \ln^2\left(l_A/a\right)}{3\pi^2\varepsilon} \times$$

$$\times\left[\frac{3}{2}\sqrt[3]{\frac{6\pi^4}{\ln^2(l_A/a)}}-2+\frac{1}{3}\sqrt[3]{\frac{\ln^2(l_A/a)}{6\pi^4}}\right] \quad (35)$$

Полагая отношение длины ТКВ к диаметру $l_A/a \sim 10...20$, можно оценить значение минимального импеданса ТКВ для рассматриваемой схемы как:

$$\left|Z_A(\omega)\right|_{\min} \sim 300 \text{ Ом}, \quad (36)$$

что является очень большой величиной для существующих размыкателей тока, поэтому в дальнейшем можно полагать $R << |Z_A|$.

Более последовательную оценку можно получить из решения системы уравнений Кирхгофа для данной схемы на рис. 3, где ток *J* течет в нагрузке, а ток *I* течет в индуктивности L:

$$\begin{cases} L\dot{I} + RI = RJ \quad I(0) = I_0 \quad J(0) = 0 \\ L_A\dot{J} + \left(R+R_A\right)J + \int\frac{J(t)}{C_A}dt = RI \end{cases} \quad (37)$$

При условии $R << |Z_A|$ ток в нагрузке *J* будет много меньше тока $I >> J$, что позволяет найти зависимость $I(t) = I_0\exp(-Rt/L)$ и получить уравнение для J:

$$L_A\ddot{J} + R_A\dot{J} + \left(C_A^{-1} + \dot{R}_A\right)J = -L\ddot{I} = -L\beta^2 I_0\exp(-\beta t)$$

$$\beta = R/L \quad J(0) = 0 \quad (38)$$

Решение есть сумма решений однородного уравнения (собственного) и внешнего (вынужденного) под действием $-J_0\exp(-\beta t)$. Для этой зависимости сопротивление излучения равно $R_A = A\dot{J}^2/J^2 = A\beta^2$, что позволяет найти амплитуду тока J_0:

$$J_0 = \frac{LI_0\beta^2}{L_A\beta^2 - A\beta^3 + C_A^{-1}} \quad \left(\dot{R}_A = 0\right) \quad (39)$$

Анализ показал, что собственное решение является функцией $e^{-\lambda t}$ с показателем

$$\lambda_1 = \frac{1}{\sqrt[3]{AC_A}} - \frac{L_A}{3A} = \frac{R_0}{L_A B^{2/3}}\left(1+\frac{1}{3B^{1/3}}\right) \quad (40)$$

где сопротивление R_0 ~1200 Ом дано в (42). Сравнение показателей экспоненты вынужденного (38) и собственного (40) решений указывает на большую разницу в их значениях: $-\lambda_1 = (0,04...0,08)\cdot R_0/L_A >> \beta = R/L$

Поэтому для общего решения $J(t) = J_0\exp(-\lambda_1 t) - J_0\exp(-\beta t)$ можно найти излученную энергию как $W = \int_0^\infty A\dot{J}^2 dt = AJ_0^2\left(\lambda_1-\beta\right)/2\left(\lambda_1+\beta\right)$. Долю излученной энергии $W(R)$ по отношению к первоначальной $W_0 = 0,5\cdot L\cdot I_0^2$ находим как

$$\frac{W(R)}{W_0} = \frac{A}{L}\frac{\left(\lambda_1-\beta\right)^2}{\left(\lambda_1+\beta\right)}\left(\frac{\beta^2}{L_A\beta^2 - A\beta^3 + C_A^{-1}}\right)^2 =$$

$$= B\frac{\left(b\xi-\eta\right)^2}{\left(b\xi+\eta\right)}\left(\frac{\eta^2}{\eta^2\xi - B\eta^3 + \xi^3/B}\right)^2 \quad (41)$$

На рис. 4 представлены результаты вычисления линий уровня излученной энергии для $B = 100$ в зависимости от отношений $\xi = L/L_A$ и $\eta = R/R_0$, где

$$R_0 = \frac{A}{L_A C_A} = \pi\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\frac{\ln\left(2l_A/a\right)-\ln 2}{\ln\left(2l_A/a\right)-11/6} \approx 120\pi^2 \approx 1200\,[\text{Ом}]$$

$$b = \frac{1+3B^{1/3}}{3B} \approx 0,05 \quad (42)$$

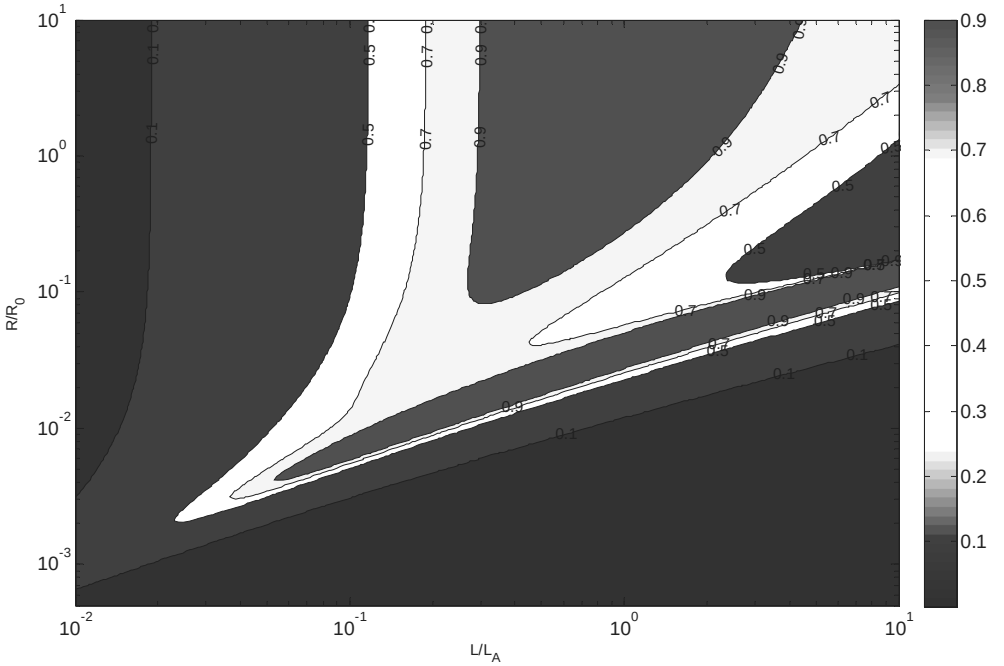


Рис. 4. Изолинии уровня излученной энергии в зависимости от отношения индуктивностей L / L_A и сопротивления R / R_0

Как и следовало ожидать согласно ранее полученной оценки, требуемая величина сопротивления размыкателя тока лежит выше нескольких десятков Ом, что много превышает достигнутый уровень современных размыкателей тока для ВМГ.

Таким образом, из трех рассмотренных вариантов подключения ВМГ к простой антенне дипольного типа (прямое подключение, через размыкатель тока и через повышающий трансформатор), лишь последний вариант может в принципе обеспечить эффективное использование энергии ВМГ.

Список литературы

1. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. М.: Энергия, 1975.

2. Schelkunoff S.A. and Friis H.T. Antennas. New York. John Wiley &Sons. 1952.

3. Кравченко А. С., Людаев Р. З., Мальков М. А., Павловский А. И., Пляшкевич Л. Н. Работа магнитокумулятивного генератора на емкостную нагрузку. ПМТФ, 1981. № 5, с. 122–127

4. Трейси П., Алтгилберс Л. Л., Браун М., Меррит И. Индуктивный генератор электромагнитного поля. МЕГАГАУСС – 7. Саров, 1997. Т. 1. С. 320–325.

5. Прищепенко А. Б., Щелкачев М. В. Работа взрывомагнитного генератора имплозивного типа на емкостную нагрузку. Там же. С. 315–319.

6. Эльсгольц Л. Э. Вариационное исчисление. ГИТТЛ, М.-Л., 1952.

7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., Мир, 1972.

8. Бердышев А. В., Малышев И. И., Нахмансон Г. С., Проворотов Г. Ф., Елфимов Е. И., Павловский А. И., Кравченко А. С. О возможности применения ВМГ для передачи информации в чрезвычайных ситуациях. МЕГАГАУСС-7. Саров, 1997. Т. 2. С. 1021–1030.

КОММУТИРУЮЩИЙ РАЗРЯДНИК УСКОРИТЕЛЯ МЕГААМПЕРНОГО КЛАССА РАПИД-2

Н. М. Вагина, А. М. Гафаров, А. В. Комиссаров, А. В. Власова

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ» им. академика Е. И. Забабахина, Снежинск, Россия

Представляются результаты работ по созданию конструкции рельсового газонаполненного коммутирующего разрядника для ускорителя РАПИД-2. Впервые удалось применить стандартную полиэтиленовую трубу для изготовления корпуса трехканального разрядника, работающего по принципу искажения поля, выдерживающего статическое напряжение 400 кВ при двуполярной зарядке и способного коммутировать токи порядка 500 кА. Проведены расчеты распределения электрического поля внутри корпуса разрядника в статическом режиме для оптимизации конструкции поджигающих электродов. Получены кривые самопробоя для 8-ми разрядников и определена зона управляемости при давлениях рабочего газа до 0,6 МПа. Данная разработка позволила создать индуктивно-емкостной накопитель энергии для ускорителя РАПИД-2.

Создание импульсно-периодических ускорителей электронов для получения сильноточных релятивистских электронных пучков требует создания различных систем ускорителя, в том числе зарядных устройств – генераторов импульсного напряжения (ГИН). Самыми простыми и дешевыми являются генераторы на основе индуктивно-емкостных накопителей энергии, собранных по схеме Аркадьева – Маркса с одно или двуполярной зарядкой. Электрическая энергия в батарее ГИН накапливается за счет параллельного заряда конденсаторов от внешнего зарядного устройства в течение относительно длительного времени, а затем выделяется в нагрузке за относительно короткий промежуток времени при последовательном разряде конденсаторов. Специально созданный коммутирующий разрядник отделяет нагрузку от батареи в процессе зарядки и подключает её в нужный момент времени [1]. Для получения больших значений импульсов тока батареи за время ~1 мкс используют низкоиндуктивные коммутирующие газонаполненные разрядники. Такие разрядники имеют широкий диапазон управления без регулировки длины межэлектродного зазора и могут работать параллельно.

Для создания индуктивно-емкостного накопителя энергии ускорителя РАПИД-2 создана конструкция трехканального газонаполненного коммутирующего рельсового разрядника с двуполярной зарядкой, выдерживающая статическое напряжение 400 кВ в масляной изоляции.

Впервые корпус трехэлектродного высоковольтного газонаполненного разрядника изготовлен из стандартной полиэтиленовой трубы с продольными и кольцевыми пазами, а также отверстиями для крепления электродов. Внутреннее устройство высоковольтного рельсового разрядника представлено на рис. 1.

Разрядник с двуполярной зарядкой работает по принципу искажения электрического поля. В момент зарядки острая кромка поджигающего электрода находится вдоль нулевой эквипотенциали и не вносит никого искажения в распределение электрического поля внутри разрядника. При подаче поджигающего импульса на торце поджигающего электрода возникает сильное искажение электрического поля и увеличение напряженности, что приводит к появлению стримеров и пробою разрядного промежутка.

Основной разрядный промежуток образован двумя протяженными латунными электродами и может варьироваться в диапазоне от 21 до 29 мм с помощью фторопластовых втулок и резиновых уплотнений разной толщины. После сборки проводится проверка зазора между основными электродами по всей длине с помощью специального шаблона. Три конусных поджигающих электрода из нержавеющей стали устанавливаются на диэлектрические втулки через резиновые уплотнения разной толщины. Расстояние от поджигающего электрода до центральной оси разрядника может варьироваться от 15 до 18 мм в зависимости от режима работы.

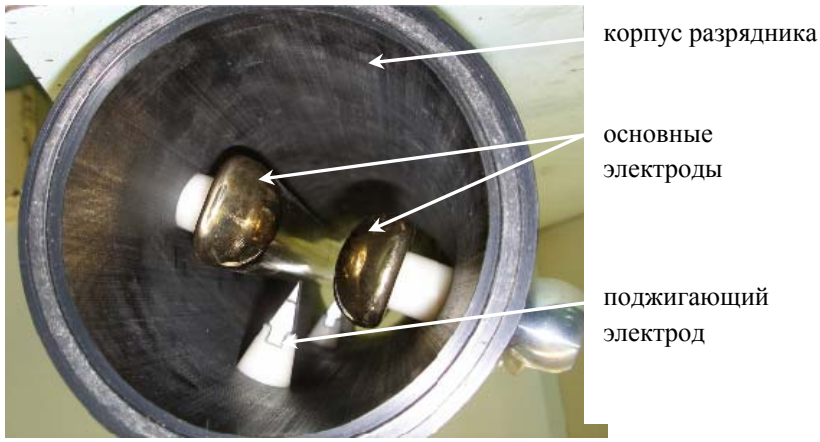


Рис. 1. Внутреннее устройство высоковольтного рельсового коммутирующего разрядника

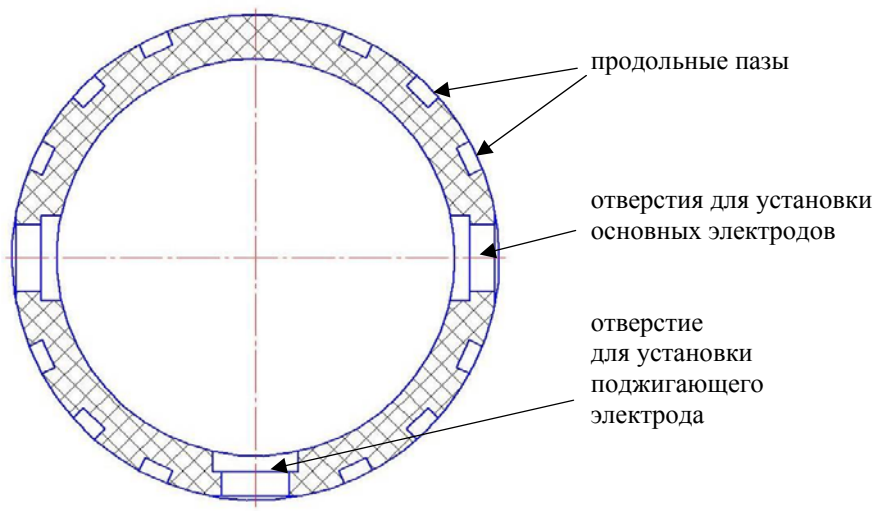


Рис. 2. Поперечное сечение полиэтиленового корпуса разрядника

При работе разрядника в трансформаторном масле двенадцать продольных пазов на внешней поверхности корпуса разрядника увеличивают электрическую прочность стандартной полиэтиленовой трубы до 400 кВ в статическом режиме (см. рис. 2). Для увеличения электрической прочности по внутренней поверхности в разрядник подается избыточное давление рабочего газа от 0,2 до 0,6 МПа в зависимости от режима работы. В корпусе выполнены отверстия для крепления двух основных и трех поджигающих электродов. В качестве рабочих газов может быть использован аргон, элегаз, углекислота или их смеси.

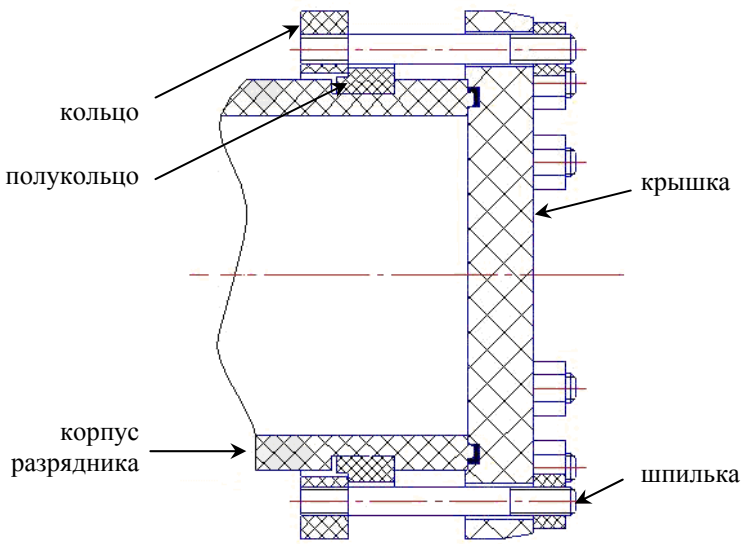


Рис. 3. Поперечное сечение корпуса разрядника

Два кольцевых паза (см. рис. 3) предназначены для установки в каждом из них двух полуколец, которые служат упорами для кольцевого фланца. К кольцевым фланцам посредством шпилек крепятся крышки корпуса. Материал крышек, кольцевых фланцев, полуколец и крепежных деталей – поликарбонат марки ПК-ЭТ-3,5. Для обеспечения герметичности внутреннего объема корпуса используются резиновые уплотнения.

Перед работой корпус разрядника испытывается на герметичность давлением 0,1 МПа сжатого воздуха в течение 24 часов, после чего разрядник устанавливается в конденсаторную батарею, и контейнер ГИН заполняется трансформаторным маслом.

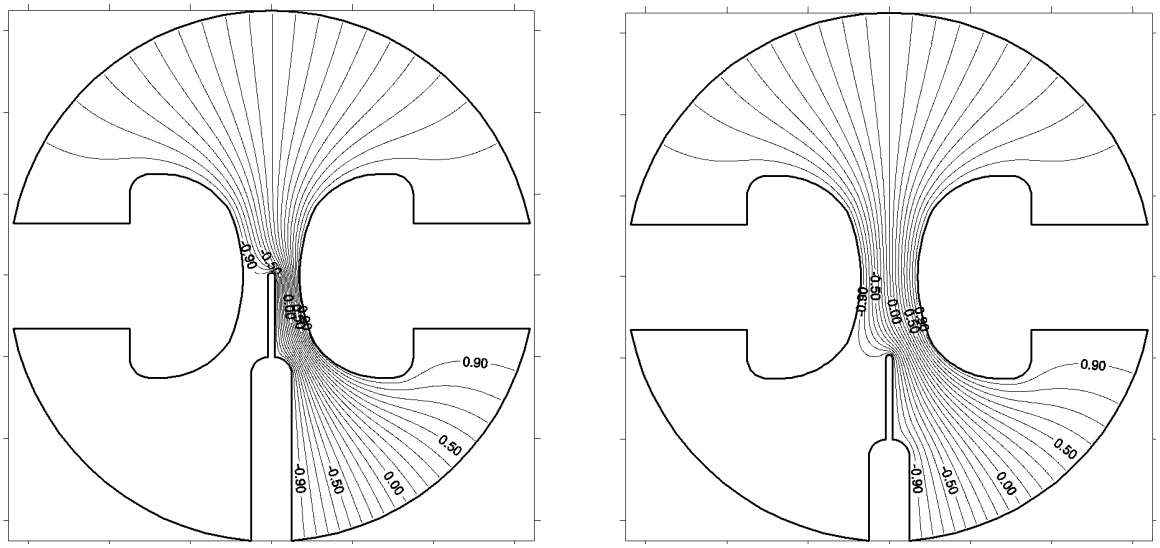
Расстояние между электродами выбирается с учетом математического моделирования электрических полей внутри корпуса. Расчетным способом определены области наибольшей напряженности электрического поля в межэлектродном зазоре. В данной работе представлены результаты исследования зависимости конфигурации электрического поля от расстояния между центральной осью разрядника и поджигающим электродом. Расчеты проводились для случая, когда на левый электрод подается напряжение U_I = –100 кВ, на правый U_{II} = +100 кВ, а на поджигающий электрод U_H = –100 кВ. Считалось, что пространство между электродами заполнено неионизированным газом. Корпус разрядника выполнен из диэлектрика, и электрическое поле в корпусе отсутствует. Электроды полностью металлические.

Расчеты распределения потенциала электрического поля проведены для случаев, когда острая кромка поджигающего электрода находилась на расстоянии 0, 5, 10, 15 и 20 мм от оси разрядника (рис. 4). По результатам расчета видно, что в случае расстояния 20 мм искажение электрического поля максимально только на острой кромке поджигающего электрода. Это облегчает появление первого стримера и образование искрового канала между основными электродами, уменьшая износ поджигающего электрода. От небольшого перенапряжения на полусфере поджигающего электрода можно избавиться, изменив его форму. В окончательной конструкции поджигающий электрод выполнен в виде гладкого стального конуса на фторопластовой вставке (см. рис. 1).

Для оценки влияния так называемых «тройных» точек – точек сопряжения металл – диэлектрик – газ в месте крепления основных электродов и корпуса разрядника при расчетах были заданы углубления размером 0,5 мм. Получены следующие максимальные значения напряженности электрического поля:

– в точке соприкосновения основания поджигающего электрода с корпусом разрядника E_{max} = 40 кВ/см;

– в точке соприкосновение основания положительного электрода с диэлектриком E_{max} = 10 кВ/см.



а) – поджигающий электрод находится на расстоянии 0 мм от оси разрядника;

б) – поджигающий электрод находится на расстоянии 20 мм от оси разрядника.

Рис. 4. Распределение потенциала электрического поля внутри корпуса разрядника

Полученные значения напряженности электрического поля в местах сопряжения электродов с корпусом разрядника на порядок меньше, чем в межэлектродном пространстве и не окажут существенного влияния на распределение электрического поля в разряднике. Исключить источник электронов с «тройной» точки и самоход разрядника по поверхности можно заглубив ввод основного электрода и заэкранировав капролоновой втулкой, закрыв тем самым «тройную» точку телом электрода и дополнительным изолятором.

Проверка работоспособности модели разрядника проводилась на специально созданном стенде ВИС-400 (рис. 5) на базе конденсаторов ИК-200-0,1. Высоковольтный импульсный стенд состоит из стального маслонаполненного контейнера (1) м на подставке (5). На боковых поверхностях расположены два стальных фланца (2) для крепления высоковольтных вводов. Данный стенд позволил оперативно провести эксперименты по выбору конструкции макета коммутирующего разрядника.

Отработка режима работы коммутирующего разрядника проводилась на ускорителе РАПИД-М [2]. Получены кривые самопробоя для восьми коммутирующих разрядников и определена зона управляемости при давлениях рабочего газа до 0,6 МПа при напряжениях до ±200 кВ. Типичная зависимость напряжения самопробоя (показана величина

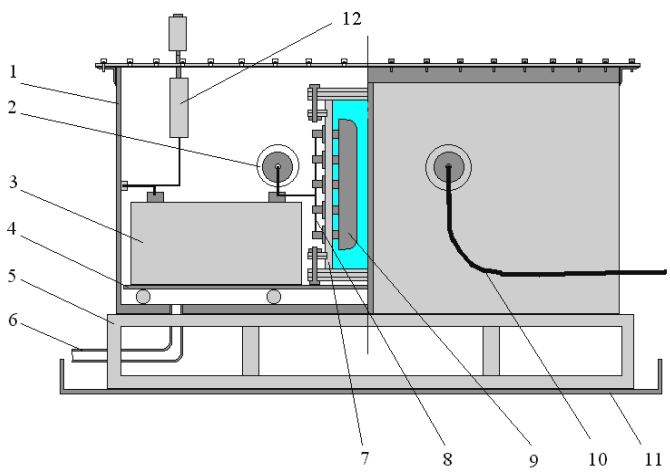


Рис. 5. Высоковольтный импульсный стенд ВИС-400: 1 – корпус; 2 – стальной фланец; 3 – конденсатор; 4 – гетинаксовая подставка; 5 – металлическая подставка; 6 – сливная труба; 7 – корпус разрядника; 8 – медная шина; 9 – основной электрод; 10 – высоковольтный кабель; 11 – поддон; 12 – делитель напряжения

одной из полярностей статического напряжения) разрядников от давления смеси аргона (20 %) и элегаза (80 %) представлена на рис. 6. Основной зазор составляет 29 мм. Зона управляемой коммутации разрядника лежит в диапазоне от 90 % напряжения самопробоя и выше при определенном давлении газа (рис. 6, заштрихованная область).

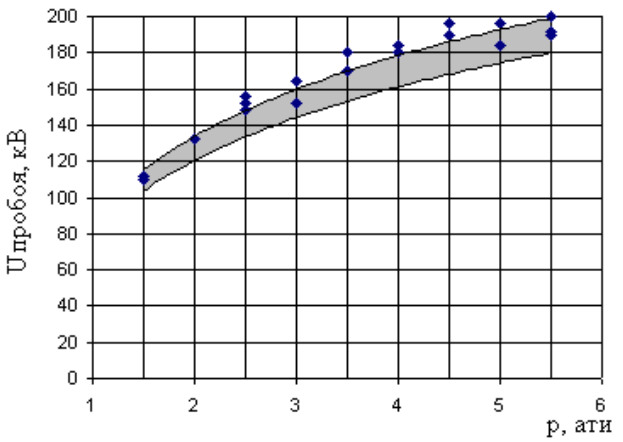


Рис. 6. Типичная зависимость напряжения самопробоя от давления газа и зона управляемости разрядника

Результаты этих работ позволили создать двухступенчатый генератор импульсов напряжения ускорителя РАПИД-2 [3], в котором восемь трехканальных коммутирующих разрядников располагаются между этажерками конденсаторной батареи попарно, один под другим. При двуполярной зарядке ±200 кВ ударное напряжение ГИН составляет 800 кВ. Схема расположения коммутирующих разрядников между конденсаторными батареями ГИН ускорителя РАПИД-2 представлена на рис. 7.

Запуск коммутирующих разрядников ускорителя РАПИД-2 осуществляется параллельно от одного внешнего генератора запуска модулей импульсом напряжения амплитудой 350…500 кВ с фронтом ~120 нс и позволяет коммутировать ток до 1 МА в область плазменного размыкателя [4].

В результате проведенной работы создана конструкция трехканального газонаполненного коммутирующего рельсового разрядника с двуполярной зарядкой, выдерживающая статическое напряжение 400 кВ в масляной изоляции. Впервые корпус трехэлектродного высоковольтного газонаполненного разрядника изготовлен из стандартной полиэтиленовой трубы. По результатам проведенных работ поданы заявки на два изобретения – способ изготовления корпуса высоковольтного разрядника, изготовленного из стандартной полиэтиленовой трубы, и сильноточный коммутирующий газонаполненный рельсовый разрядник с двуполярной зарядкой. Данная разработка позволила создать индуктивно-емкостной накопитель энергии для ускорителя мегаамперного класса – РАПИД-2 в целях создания мощного источника тормозного излучения.

Список литературы

1. Дашук, Зейнц др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Под ред. В. С. Комелькова, М., Атомиздат, 1970.

2. Гафаров А. М., Филатов В. А., Корепанов В. М., Пудов В. П., Антонов Н. Д., Плотникова А. В., Пьянков М. А. Сильноточный ускоритель

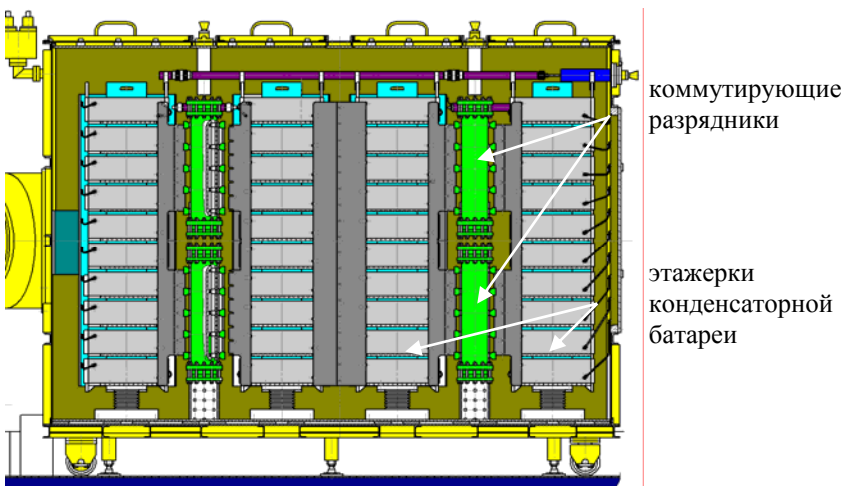


Рис. 7. Схема расположения коммутирующих разрядников между конденсаторными батареями ГИНа ускорителя РАПИД-2

РАПИД-М для генерации рентгеновского излучения / Вопросы атомной науки и техники, 2006. Вып. 3–4. С. 146–148.

3. Вагина Н. М., Гафаров А. М. и др. / О ходе работ по созданию ускорителя РАПИД-2/ 9 Межотраслевая конференция по радиационной стойкости, сборник докладов г. Снежинск, РФЯЦ-ВНИИТФ, 2010. С. 213–218.

4. Вагина Н. М., Гафаров А. М. и др. / РАПИД-2 – новый источник тормозного излучения мегаамперного класса / Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру» Москва, Лыткарино, 2013. № 4. С. 70–73.

Секция 5
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСТАНОВКИ PHELIX ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТЁПЛОГО ПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВЕ АЛЮМИНИЕВЫХ И МЕДНЫХ ФОЛЬГ

С. Ф. Гаранин[1], *С. Д. Кузнецов*[1], *Р. Е. Рейновски*[2]

[1] ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия
[2]Los Alamos National Laboratory

Рассмотрена возможность использования установки PHELIX ЛАНЛ (токи 3-5 МА с характерным временем ~10 мкс) для получения тёплого плотного вещества (ТПВ), т. е. вещества с плотностью порядка (0,01…1) твёрдотельной и температурой 1–10 эВ, при электровзрыве тонкой цилиндрической металлической фольги, окруженной изолятором. Показано, что в этой системе, можно получить однородное ТПВ с плотностью 0,1–1 г/см^3 и температурой 3–4 эВ и с хорошей доступностью для измерений. Рассмотрена схема восстановления параметров ТПВ, использующая результаты электротехнических измерений и измерений скорости границ взрывающейся фольги.

Введение

Теплым плотным веществом (ТПВ) [0] называют состояние вещества в промежуточной области между конденсированным веществом и идеальной плазмой, более горячее, чем обычное конденсированное вещество, но более холодной и более плотной, чем традиционная идеальная плазма. В этой области состояния, которую часто характеризуют диапазоном температур $1 < T < 50$ эВ и плотностью в диапазоне $0{,}01\rho_0 < \rho < 2\rho_0$ (ρ_0 – твердотельная плотность), вещество не может описываться теориями, применимыми для идеальной плазмы или для конденсированного (твердотельного) вещества. Задача получения ТПВ представляет интерес для ряда явлений. ТПВ встречается в ядрах газовых планет-гигантов, а в технических и физических приложениях образуется в системах, испытывающих быстрый переход от твердого состояния в плазму, таких как взрывающиеся проволочки и быстро нагреваемое (под действием, например, лазерного излучения или сильных магнитных полей) вещество.

Для получения ТПВ используются различные экспериментальные методы: изохорический нагрев [0, 3], изобарическое расширение [4–6], ударное сжатие низкоплотной плазмы [3], ударное сжатие конденсированного вещества пластинами или лайнерами, разгоняемыми магнитным полем, (см., например, [7, 8]).

В опытах [9], проводимых в университете в Рино, Невада (UNR) на установке Zebra при разряде тока (с характерным временем нарастания тока ~100 нс и характерной величиной тока ~ 1 МА) через проволочки диаметром порядка 1 мм, изучалось образование и эволюция поверхностной плазмы, когда магнитные поля мегагауссного диапазона взаимодействуют с металлической поверхностью. При этом, как показали расчеты [10], наряду со сравнительно горячей (десятки эВ) малоплотной короной, образующейся на поверхности проводника, внутри проводника образовывалась сравнительно однородная плотная плазма с температурой около 4 эВ и плотностью ~60 % твердотельной, т. е. как раз ТПВ [0, 11].

Расчеты [12] показали, что при электровзрыве металлического стержня с помощью взрывомагнитного генератора (ВМГ) с взрывным размыкающим ключом (ВРТ) можно получить большой объем однородной ТПВ в центральной области взрывающегося стержня. Однако измерение параметров полученной плазмы представляет собой сложную задачу. В работе [12] была рассмотрена также система для получения ТПВ, образующейся при электровзрыве цилиндрической металлической фольги, окруженной изолятором.

В данной работе исследуется такая же система для получения ТПВ под действием тока установки PHELIX [13], в которой использование трансформатора при разряде батареи позволяет получить импульс тока 3–5 МА с характерным временем ~ 10 мкс, близкий по параметрам к токам создаваемым спиральными ВМГ с ВРТ.

1. Постановка задачи для расчётов электровзрыва цилиндрической фольги

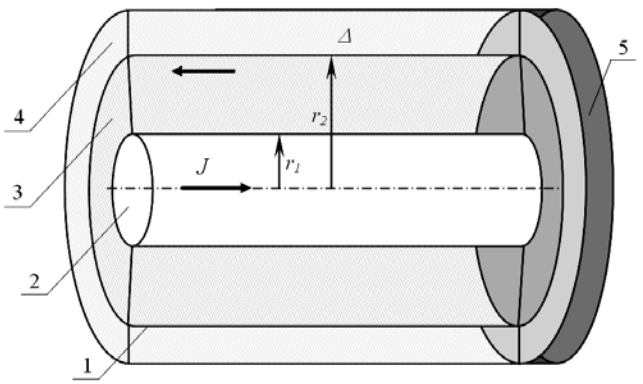


Рис. 1. Физическая схема нагрузки. 1 – фольга; 2 – центральный стержень; 3, 4 – цилиндры из диэлектрика; 5 – торцевой фланец

Рассматривается система, состоящая из фольги, зажатой между двумя цилиндрическими слоями изолятора, через которую протекает ток установки PHELIX. Предполагается, что фольга расположена на наружном радиусе электровзрывной нагрузки, что может существенно облегчить проведение измерений параметров ТПВ. Принципиальная физическая схема нагрузки показана на рис. 1.

Центральный металлический стержень (2) имеет радиус r_1, который определяет механическую жёсткость всей конструкции, а также служит центральным токопроводом. Толщина стержня должна быть достаточно велика для того, чтобы избежать электровзрыва поверхности. Обратный токопровод представляет из себя цилиндр (1) радиуса r_2 из металлической фольги толщиной δ. Между центральным стержнем и фольгой, а также снаружи фольги расположен диэлектрик (3, 4). Внешний диэлектрик (4) требуется для сдерживания разлёта цилиндрической электровзрываемой фольги, что обеспечивает высокую плотность и однородность электровзрывной плазмы. Для возможности диагностик в видимом свете требуется, чтобы диэлектрик был прозрачным и оставался прозрачным после воздействия на него взрывающейся фольги. Общая длина нагрузки определяется удобством для измерений, а также ограничениями на общую индуктивность нагрузки. Замыкание цепи осуществляется при помощи толстого металлического фланца, который должен иметь хороший электрический контакт с центральным стержнем и металлической фольгой.

В качестве источника тока предполагается использовать установку PHELIX. Характерная форма разряда такой системы на жёсткую нагрузку показана на рис. 2 [13], эта кривая тока и была использована в расчётах разряда на предлагаемую низкоиндуктивную нагрузку.

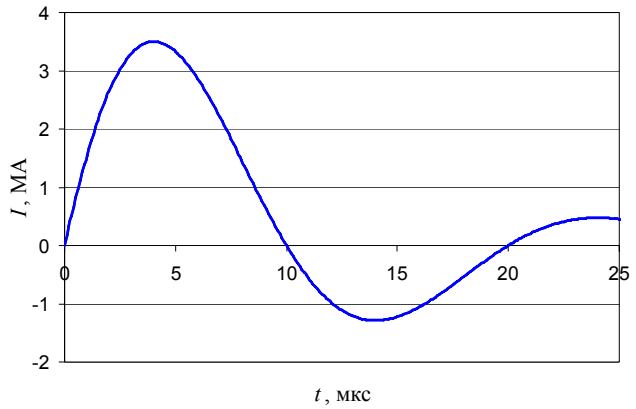


Рис. 2. Зависимость тока в нагрузке от времени из работы [13], использовавшаяся в расчётах

Начальная индуктивность нагрузки определяется геометрическими размерами нагрузки

$$L_0 = 2l \ln r_2 / r_1 \qquad (1)$$

(l – длина цилиндра на рис. 1).

Расчеты проводились с помощью одномерной программы УП МГД [14]. Сетка расчетов выбиралась так, чтобы обеспечить достаточно высокую точность и сходимость результатов.

Для описания металлов использовались уравнения состояния (УРС) и проводимости из работ [15–17]. В качестве рабочего изолятора в системе использован пластик с физическими свойствами лавсана с ρ_0~1 г/см^3. Для описания этого пластика были специально подобраны параметры УРС. В расчётах была задана нулевая прочность на разрыв соединения пластика с металлом, так как образование зазора между фольгой, смещающейся под действием магнитного поля, и слоем пластика, а также заполнение этого зазора веществом фольги после взрыва может оказаться существенным для описания развития разряда и образования ТПВ.

2. Результаты расчётов взрыва фольги

В качестве базовых размеров нагрузки были взяты

$$r_1 = 0,7 \text{ см}; r_2 = 1,5; \Delta = 2 \text{ см}; l = 2 \text{ см}. \qquad (2)$$

Общая индуктивность нагрузки с такими геометрическими размерами, согласно (1) составляет

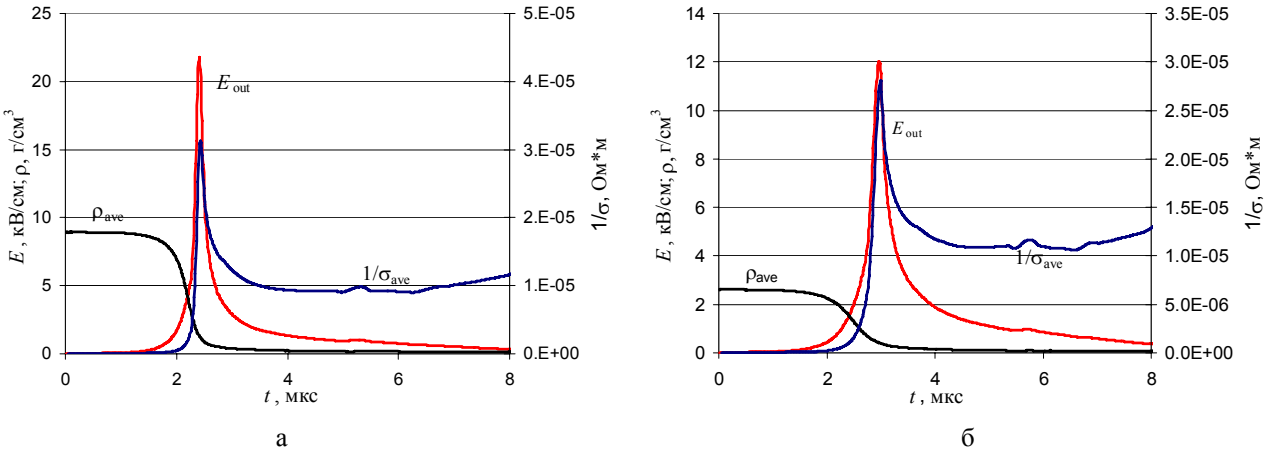


Рис. 3. Напряжение на единицу длины фольги, её средняя плотность и удельное сопротивление, вычисленные по радиусам внешней и внутренней границ: а – Медная фольга, б – алюминиевая фольга

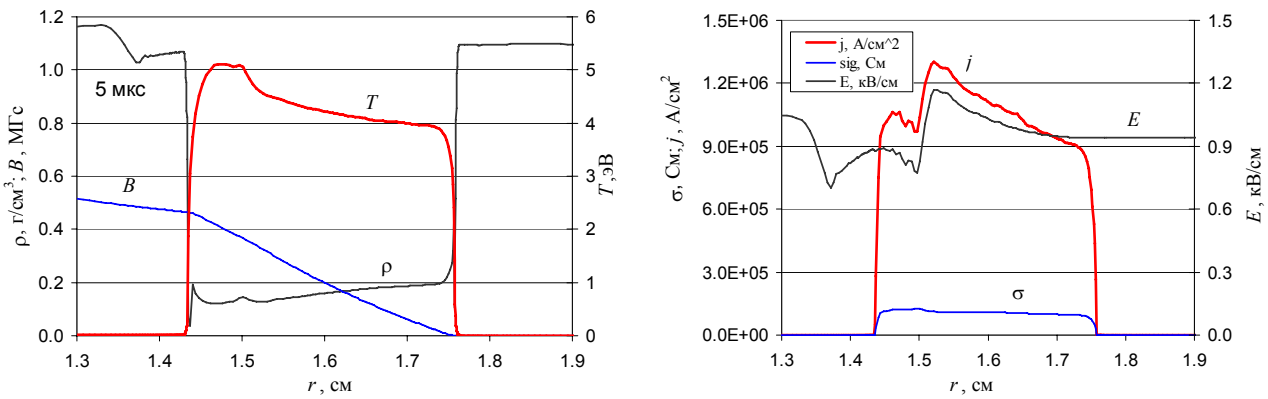


Рис. 4. Распределение МГД величин по радиусу для медной фольги с начальной толщиной 0,0625 мм на момент 5 мкс

~ 3 нГн. По сравнению с суммарной индуктивностью вторичной обмотки трансформатора установки PHELIX (~ 25 нГн) это малая величина, даже с учётом «раздувания» этой индуктивности в процессе электровзрыва, что оправдывает использование кривой тока, полученной из опытов на постоянную нагрузку.

Для размеров нагрузки (2) были проведены расчёты с медной и алюминиевой фольгой. Толщина медной фольги была 0,0625 мм, а алюминиевой 0,125 мм. В целом результаты расчётов с медной и алюминиевой фольгой близки, о чём можно судить по приведённым ниже результатам.

Напряжение на внешней поверхности фольги, которое может быть непосредственно измерено в опыте, показано на рис. 3, на котором показана также средняя плотность и среднее удельное сопротивление фольги, вычисленные по радиусам внешней и внутренней её поверхности, а также току и напряжению на внешней поверхности. Величина пика напряжения, соответствующего взрыву алюминиевой фольги при этом ниже, чем в случае с медью, и взрыв происходит несколько позже.

На рис. 4 показаны распределения МГД величин по сечению взорванной медной фольги, которые демонстрирую степень однородности ее взрыва. В расчётах было обнаружено, что нагрев пластика, окружающего фольгу, не приводит к сколько-нибудь заметному ответвлению тока в разряд по пластику. В расчётах также было обнаружено, что увеличение толщины медной фольги приводит к большей неоднородности электровзрыва и большему ответвлению тока в разряд по изолятору.

Аналогичные величины для алюминиевой фольги представлены на рис. 5. Как показывает рис. 5, разряд в алюминиевой фольге происходит даже более равномерно, чем в медной.

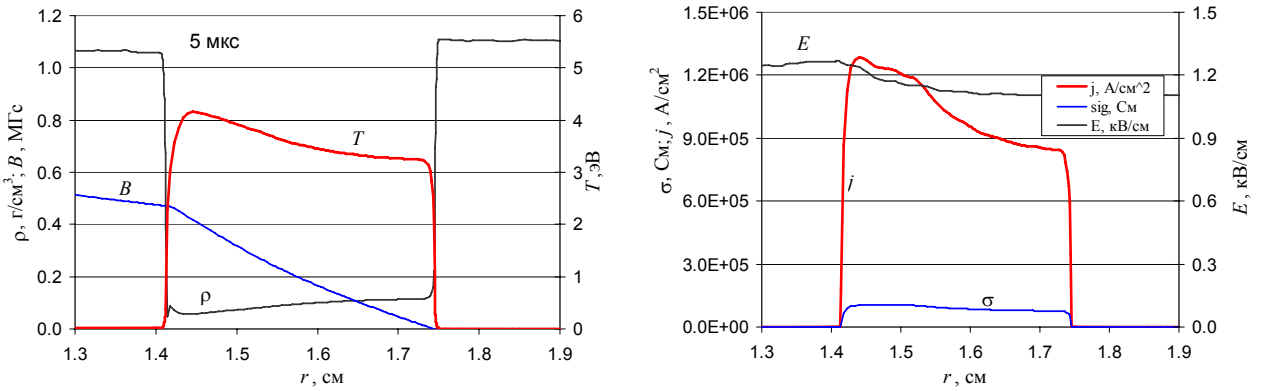


Рис. 5. Распределение МГД величин по радиусу для алюминиевой фольги с начальной толщиной 0,0125 см на момент 5 мкс

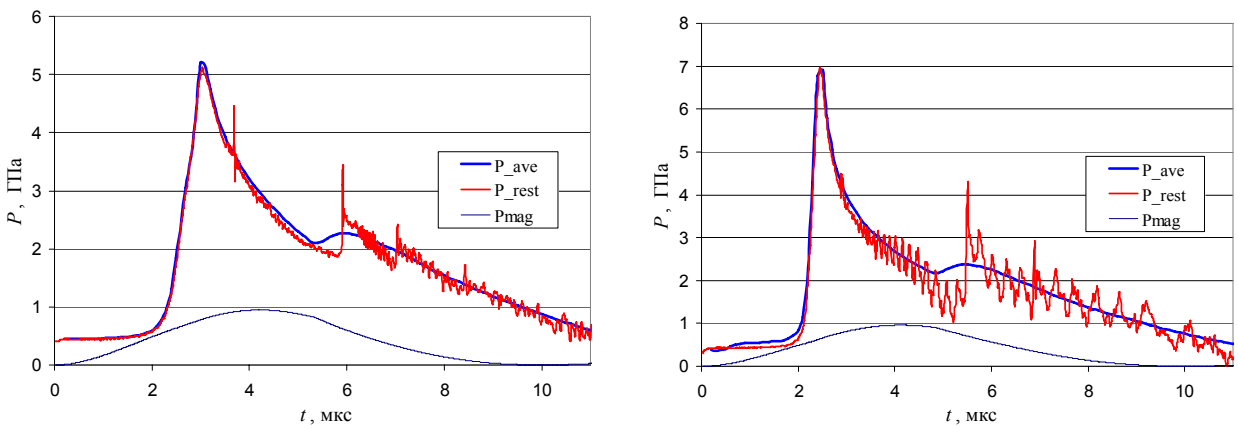
С помощью измерений возможно определить давление плазмы внутри фольги. Нами была предложена [12] расчетно-экспериментальная методика восстановления давления металлической плазмы при условии, если УРС внешнего материала, окружающего фольгу, известно. На рис. 6 показано давление, полученное из одномерного гидродинамического (ГД) расчёта слоя пластика с заданной скоростью на внутренней границе (эта скорость была взята из МГД расчета, а в эксперименте ее можно получить, например, с помощью велосиметрических методик, просвечивая лазером окружающий фольгу диэлектрик и получая информацию о движении границы фольги, если этот диэлектрик будет прозрачным), и усреднённое по объему давление в фольге, получающееся в МГД расчётах. Для получения теплового давления P_{rest} в фольге нами производится вычет усреднённого магнитного давления, которое в случае линейного профиля магнитного поля (оболочка тоньше скин-слоя) равно 1/3 от магнитного давления на границе фольги

$$P_{rest} = P_{HD} - \frac{1}{3}\frac{B_b^2}{8\pi}, \quad B_b = \frac{I}{5r_{\text{int}}}, \qquad (3)$$

где I – ток в системе в МА, r_{int} – внутренний радиус фольги в см.

Из рис. 6 видно, что давления в плазме на всех стадиях взрыва, в том числе на стадии существования ТПВ, полученные из прямого МГД расчёта и гидродинамического расчёта пластика с известным уравнением состояния совпадают с достаточно хорошей точностью.

Измеряя напряжение и ток в эксперименте, можно найти джоулево тепловыделение и, если



а б

Рис. 6. Среднее по объёму давление P_{ave} в медной (а) и алюминиевой плазме (б), полученное в МГД расчёте, и восстановленное давление P_{rest}, полученное из одномерного ГД расчёта внешнего слоя пластика с навязанной скоростью на внутренней границе, взятой из МГД расчёта

удастся определить давление во взорванной фольге, то с помощью уравнения энергии

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = EI/m - P\frac{dV}{dt} \qquad (4)$$

(ε – внутренняя энергия, m – масса фольги на единицу длины, V – объем единицы длины фольги) можно найти внутреннюю энергию ТПВ. На рис. 7 показана джоулева энергия на грамм, выделяющаяся в фольге при протекании через неё тока, и сравнение средней расчётной внутренней энергии ε_f со средней внутренней энергией в фольге ε_{rest}, восстановленной с помощью уравнения (4), восстановленного давления P_{rest} из рис. 6 и объема фольги, который должен быть измерен с помощью регистрации координат границ. Из рис. 7 видно, что расчетная внутренняя энергия с хорошей точностью совпадает с восстановленной энергией.

Кроме объема, давления и внутренней энергии, зная напряжение и ток (рис. 3), можно определить удельное сопротивление ТПВ. Таким образом, измерения динамики границ фольги, тока и напряжения могут позволить определить уравнение состояния и проводимость ТПВ в рассматриваемых экспериментах.

В целом результаты расчётов позволяют надеяться на успешность экспериментальной реализации такой системы. В качестве недостатков системы с нагрузкой, взрываемой током изнутри, можно отметить лишь достаточно узкую область температур 2–5 эВ, которые можно получить при выполнении требования однородности разряда по сечению фольги. При повышении плотностей тока реализуются режимы с неоднородным взрывом фольги и преимущественным нагревом внутренней поверхности взрывающейся фольги.

Заключение

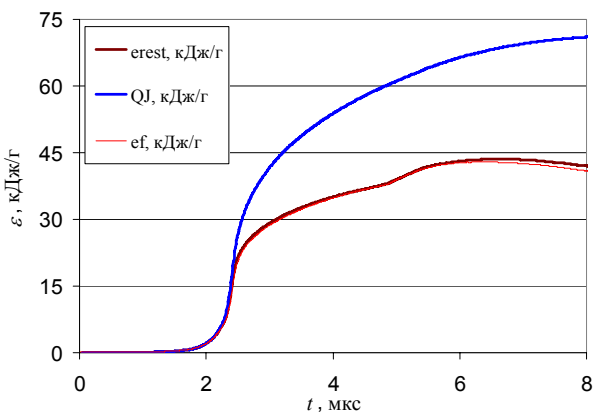
Произведено моделирование электровзрыва цилиндрической металлической фольги, зажатой между слоями изолятора, с использованием в качестве источника энергии установки PHELIX. Показана возможность получения ТПВ с плотностью > 0,1 г/см^3 и температурой ~3–4 эВ. За счёт энергии используемого источника рассматриваемая система с трансформатором тока позволяет получить большой объём электровзрывной плазмы. При этом геометрическая конфигурация и постановка эксперимента представляется более удобной для диагностики, по сравнению с взрывом проволочки. Показаны возможности для диагностики параметров полученной плазмы в рассматриваемой системе, в частности, описана схема восстановления параметров плазмы по результатам электротехнических измерений и измерений скорости движения границ взрывающейся фольги.

Авторы выражают благодарность участникам семинара отдела ИТМФ ВНИИЭФ за полезные обсуждения.

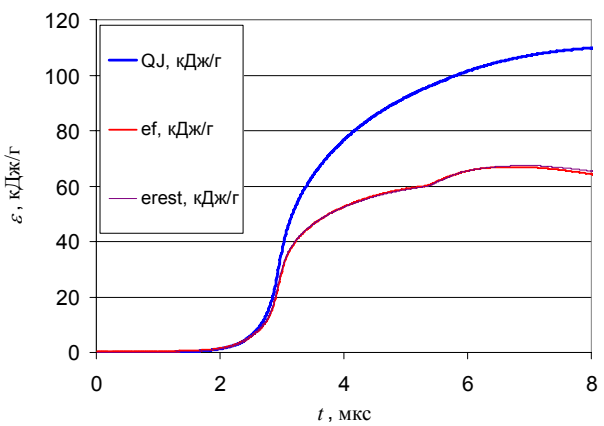
Список литературы

1. Reinovsky R. E. Warm Dense Matter: Another application for pulsed power hydrodynamics // Dig. Tech. Papers, XVII IEEE Int. Pulsed Power Conf., Washington, DC, USA, 2009. P. 203–208.

2. Sasaki T., Kikuchi T., Nakajima M., et al. Tamped target for Warm Dense Matter experiments



а



б

Рис. 7. Средняя выделившаяся джоулева энергия на грамм Q_J и сравнение средней расчётной внутренней энергии ε_f со средней восстановленной внутренней энергией в фольге ε_{rest}: а – медная фольга, б – алюминиевая фольга

using intense heavy ion beams // J. Phys. 2008. Vol. 112. P. 042027.

3. Benage J., Christensen C., Cobble J., Dodd E. Formation of plasma targets suitable for equation of state experiments // 47th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, October 24–28, 2005; Denver, Colorado, Bull. Amer. Phys. Soc. 2005. P. 223.

4. Лебедев С. В. О возможности создания плазмы при электровзрыве проволочек // ТВТ. 1968. Т. 6. С. 50.

5. Gathers G. R. Fast transient thermophysical measurements at Livermore // Int. J. Thermophys. 1990. Vol. 11. N 4. P. 693–708.

6. Gathers G. R., Shaner J. W., Brier R. L. Improved apparatus for thermophysics measurements on liquid metals up to 8000K // Rev. Sci. Instrum. 1976. Vol. 47. N 4. P. 471.

7. Bailey J. E., Knudson M. D., Carlson A. L., et al. Time-resolved optical spectroscopy measurements of shocked liquid deuterium // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78. P. 144107(17).

8. Buyko A. M., Garanin S. F., Gorbachev Yu. N., et al. Explosive magnetic liner devices to produce shock pressures up to 3 TPa // Dig. Tech. Papers, XVII IEEE Int. Pulsed Power Conf., Washington, DC, USA, 2009. P. 215–220.

9. Awe T. J., Bauer B. S., Fuelling S., Siemon R. E. Threshold for thermal ionization of an aluminum surface by pulsed megagauss magnetic field // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104, N 3. P. 035001(4).

10. Garanin S. F., Kuznetsov S. D., Atchison W. L. et al. Numerical simulations of thick aluminum wire behavior under megaampere current drive // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. Vol. 38. P. 1815–1821.

11. Reinovsky R. E., Atchison W. L., Rousculp C. et al. Pulsed high magnetic fields for exploring the dynamic properties of materials // Proc. of XIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, ed. SUN Chengwei, LIU Cangli, Suzhou, China, 2010. P. 44–45.

12. Buyko A. M., Garanin S. F., Kuznetsov S. D., Reinovsky R. E. Numerical simulations of foil electrical explosion under HEMG current drive for warm dense matter generation // High-Power Pulsed Electrophysics. Proc. of Int. Conf. XIV Khariton's topical scientific readings 2012. Sarov: RFNC VNIIEF, 2013. P. 95–103.

13. Rousculp C. L., Reass W. A., Oro D. M., et al. Small scale magnetic drivers for shock physics and other applications // Int. Conf. XV Khariton's topical scientific readings, 2013.

14. Гаврилов Н. Ф., Иванова Г. Г., Селин В. И., Софронов В. Н. Программа UP-Ok для решения одномерных программ механики сплошной среды в одномерном комплексе // ВАНТ, Серия: Методики и программы. 1982. № 3(4). С. 11–14.

15. Buyko A. M., Garanin S. F., Demidov V. A., et al. Investigation of the dynamics of a cylindrical exploding liner accelerated by a magnetic field in the megagauss range // Megagauss Fields and Pulsed Power Systems, ed. V. M. Titov, G. A. Shvetsov, New York: Nova Science Publishers, 1990. P. 743.

16. Гаранин С. Ф., Мамышев В. И. Остывание замагниченной плазмы на границе со взрывающейся металлической стенкой // ПМТФ. 1990. № 1. С. 30–37.

17. Garanin S. F., Ivanova G. G., Karmishin D. V., Sofronov V. N. Diffusion of a megagauss field into metal // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2005. Vol. 46, N 2. P. 153–159.

ПРОВЕРКА И УТОЧНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УСТРОЙСТВА ДЛЯ РАЗГОНА ЛАЙНЕРА ДО 20 КМ/С

А. М. Буйко, С. Ф. Гаранин, А. М. Глыбин, Б. Е. Гриневич, П. В. Дудай, А. А. Зименков, В. В. Змушко, Г. Г. Иванова, А. В. Ивановский, А. И. Краев, В. И. Мамышев, И. В. Морозова, А. Н. Скобелев, В. Б .Якубов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Представлены результаты модельных экспериментов по отработке нового взрывомагнитного лайнерного устройства, его уточненные характеристики и результаты двумерных магнитогидродинамических расчетов имплозии лайнера в этом устройстве.

Введение

В натурном эксперименте – аналоге экспериментов [1] – предполагается проверить эффективность магнитной имплозии лайнера и возможность высокоточных ударно-волновых измерений, при скоростях лайнера ~20 км/с и давлениях до 10Мбар (Al) [2–5]. При ожидаемом токе до 70 МА (магнитная индукция – до 5МГс) основной проблемой является развитие неустойчивости лайнера, весьма опасное по расчетам [6–8].

Натурное устройство (см. рис. 1) разрабатывается на основе 15-элементного дискового взрывомагнитного генератора ∅0,4 м (ДВМГ) с электровзрывным открывающим ключом – фольговым размыкателем тока (ФРТ). Спиральный ВМГ (СВМГ) обеспечивает начальный ток ДВМГ I_0 ко времени t_0, когда СВМГ отключается от ДВМГ (взрывным замыкателем 3) и начинается сжатие магнитного потока в ДВМГ. Нагрузка – коаксиально-радиальная передающая линия (ПЛ) 6, 7 и лайнерный пондеромоторный узел (ПУ) 8, 9 – подключается в заданное время t_{0l} взрывным замыкателем тока (ВЗТ) 4 (Ω_l – его сопротивление). Основные узлы натурного устройства разрабатываются вновь, поэтому потребовалась их отработка в модельных экспериментах. Ранее сообщалось [9] о начале такой отработки – дискового элемента, модуля ВЗТ, системы высоковольтной изоляции ПЛ и о подготовке комплексного модельного эксперимента с 2-элементным ДВМГ (см. рис. 2). Сообщалось также [10] о выборе геометрии торцевых электродов ПУ 9 (см. рис. 1), сделанном по результатам двумерного магнитогидродинамического (2D МГД) моделирования лайнерной имплозии в ПУ с различной формой этих электродов.

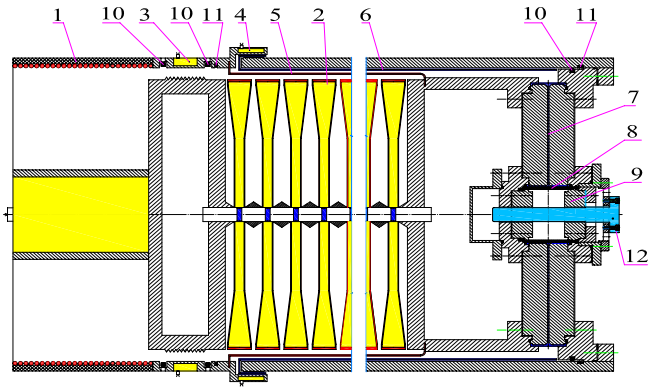


Рис. 1. Схема разрабатываемого натурного экспериментального устройства: 1 – СВМГ, 2 – диски с взрывчаткой - ДВМГ, 3 – взрывной узел отключения СВМГ от ДВМГ, 4 – ВЗТ нагрузки, 5 – электровзрывающаяся Cu-фольга – ФРТ, 6, 7 – передающая линия – ПЛ, 8 – Al-лайнер ПУ, 9 – торцевые электроды ПУ, 10, 11 – датчики для измерения токов и их производных, 12 – центральный измерительный блок – ЦИБ (Al)

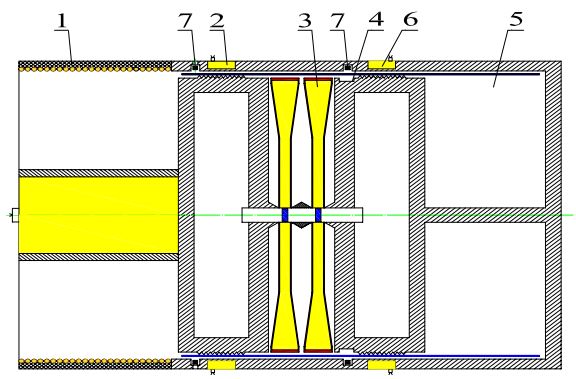


Рис. 2. Схема модельного экспериментального устройства: 1 – СВМГ, 2 – взрывной узел отключения СВМГ, 3 – диски с взрывчаткой – ДВМГ, 4 – эквивалентная нагрузка, 5 – дополнительная нагрузка, 6 – взрывной узел отключения дополнительной нагрузки, 7 – индуктивные датчики для измерения производных токов СВМГ и ДВМГ

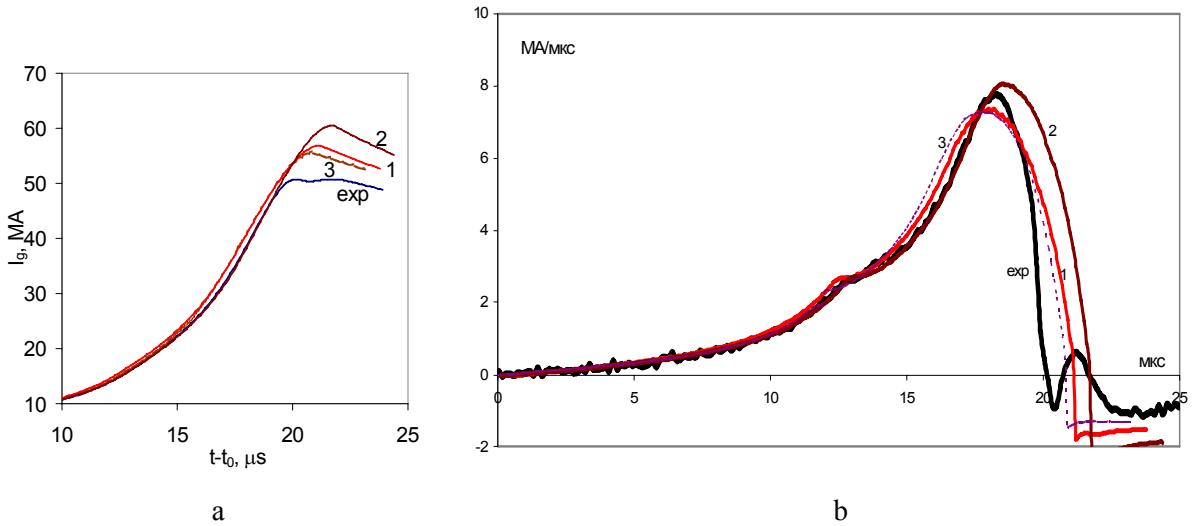


Рис. 3. Зависимости от времени тока ДВМГ (a) и его производной (b) в модельном устройстве: эксперимент (exp), предварительный и уточненный расчеты (1 и 2); 3 – расчет с дополнительными потерями в начальной стадии работы ДВМГ.

В настоящей работе представлены результаты модельных экспериментов, уточненные характеристики натурного лайнерного устройства – с учетом конструкторской и расчетной его разработки и модельных экспериментов – и результаты 2D МГД расчетов имплозии лайнера в ПУ с уточненной формой торцевых электродов.

1. Результаты модельных экспериментов

В таких экспериментах подтверждена высокая эффективность предложенной в [9] конструкции модуля ВЗТ, которая обеспечивает – при токе 1,33 МА и омическом сопротивлении до 0,5 мОм – стабильный электроконтакт в течение 20мкс. Натурный ВЗТ, состоящий из таких модулей [9], должен иметь пренебрежимо малое омическое сопротивление Ω_l~0,01 мОм.

В эксперименте с модельным устройством (см. рис. 2) использовались такие же основные узлы, как и в натурном устройстве (см. рис. 1): СВМГ 1, его узел отключения 2 и дисковые элементы 3. СВМГ работал на двухэлементный ДВМГ, эквивалентную нагрузку 4 и дополнительную нагрузку 5, что моделировало начальную индуктивность 15-модульного ДВМГ и его нагрузки в натурном устройстве ($t < t_0$). Двухэлементный ДВМГ – после срабатывания узлов отключения 2 и 6 ($t > t_0$) – работал на эквивалентную нагрузку 4, что моделировало работу модулей ДВМГ в натурном устройстве (по величине индуктивности на один модуль, но не моделировало потери магнитного потока).

В этом эксперименте полученный ток СВМГ близок к расчету: максимум тока ~7 МА (начальный ток ДВМГ I_0), интеграл действия ~1000 МА^{2}мкс, эффективное время нарастания ~52 мкс (оценка по максимальным величинам тока и его производной). Экспериментальный максимальный ток ДВМГ – ~51 МА – более близок к предварительному расчету 1, чем к уточненному расчету 2 (~57 МА и ~61 МА, см. рис. 3a). В расчете 2 учтены такие уточнения, как начальные индуктивности ДВМГ и его нагрузки (24,00 вместо 23,28 нГн и 1,67 вместо 1,86 нГн). Отличия результатов этих расчетов и результатов эксперимента более детально видны на графиках производных токов (см. рис. 3b). Был проведен также расчет 3 с искусственным увеличением потерь в начальной стадии работы ДВМГ – в отличие от расчета 2. Результаты расчета 3 близки к эксперименту лишь до 14 мкс, а позднее они отличаются от эксперимента так же, как и результаты расчета 1. Очевидно, в эксперименте в конце работы ДВМГ (после 19 мкс) тоже имели место дополнительные потери магнитного потока – сверх расчетных потерь, связанных с диффузией магнитного поля в проводящие стенки.

Следует отметить, что ток ДВМГ, полученный в модельном устройств, существенно меньше, чем ток ДВМ, ожидаемый в натурном устройстве (71–79 МА, см. раздел 2). Это связано с такими отличиями модельного устройства от натурного, как большая индуктивность нагрузки на 1 модуль и увеличенные потери магнитного потока в начале и в конце работы.

2. Уточненные характеристики натурного устройства

Результаты конструкторской и расчетной разработки натурного устройства и результаты модельных экспериментов позволили уточнить (по сравнению с [5]) такие его параметры, как сопротивление ВЗТ Ω_l = 0,01 мОм (было 0,2 мОм), индуктивность нагрузки L_{0l} = 6нГН (было 6–7 нГ) и время подключения нагрузки t_{0l}–t_0 = 14,8–17,0 мкс, требуемое при толщине Cu-фольги ФРТ Δ_f = 0,12–0,15 мм соответственно. Указанные времена выбраны так, чтобы напряжение на ВЗТ при подключении нагрузки не превышало величины U_{0l} = 10 кВ.

Расчеты устройства с уточненными параметрами были проведены по коду 1D(MHD)$_n$ [11], который позволяет, как показала практика [1, 12], рассчитывать характеристики близких устройств с точностью порядка точности их измерения в экспериментах. Поэтому результаты двух серий расчетов 1(t_{0l}) и 2(t_{0l}) с заданными временами t_{0l}, которые соответствуют толщинам Cu-фольги ФРТ Δ_f = 0,12 и 0,15 мм (см. табл. 1), можно рассматривать как ожидаемые в экспериментах с возможными начальными токами ДВМГ I_0 = 7,5–6,0 МА. Серия расчетов 1(t_{0l}) – для Δ_f = 0,12 мм – дает токи в ПУ I_{lm} = 64,7–61,2 МА и скорости лайнера v_{imp} = 21,5–19,6 км/с, при напряжениях на ФРТ U_{fm} = 227–249 кВ. В серии расчетов 2(t_{0l}) – для Δ_f = 0.15 мм – токи, скорости лайнера и напряжения на ФРТ несколько больше: I_{lm} = 70,6–64,1 МА, v_{imp} = 23,2–20,2 км/с, U_{fm} = 281–306 кВ. На рис. 4a,b показаны характерные зависимости от времени

Таблица 1

Расчетные характеристики устройства при возможных значениях его параметров Δ_f, I_0 и t_{0l} (U_{0l}).

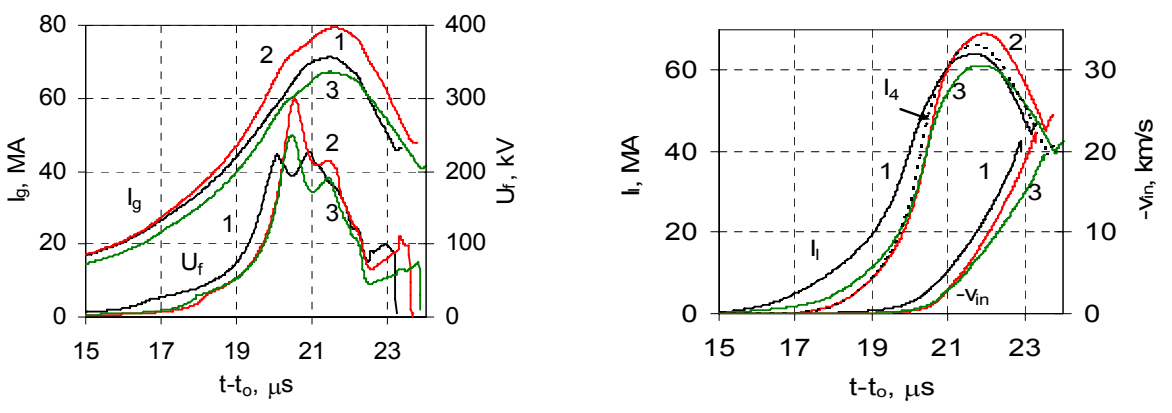
#(t_{0l}, U_{0l}) Δ_f	# (№)	I_0 MA	t_{0l}(U_{0l}) μs(kV)	U_{fm} kV	I_{gm} MA	I_{lm} MA	t_{lm}–t_0 μs	v_{imp} km/s	t_{imp}–t_0 μs
1(t_{0l}) 0,12 mm	967	7,5	14,8(10)	236	72,6	64,7	21,6	21,5	22,6
	973(**1**)	**7,0**	**14,8(6)**	**227**	**71,2**	**64,1**	**21,7**	**21,3**	**22,9**
	977(**2**)	**6,0**	**14,8(3)**	**249**	**67,2**	**61,2**	**21,8**	**19,6**	**23,5**
2(t_{0l}) 0,15 mm	968	7,5	17,0(10)	281	81,3	70,6	21,8	23,2	23,0
	974(**3**)	**7,0**	**17,0(7)**	**298**	**79,3**	**69,0**	**22,0**	**22,3**	**23,3**
	978	6,0	17,0(4)	306	73,9	64,1	22,2	20,2	23,9
1(U_{0l}) 0,12 mm	928	7,0	15,3(8)	233	73,0	65,4	21,6	21,7	22,8
	930	6,0	16,7(8)	237	68,5	62,4	21,8	19,9	23,3
2(U_{0l}) 0,15 mm	857(**4**)	**7,0**	**17,0(8)**	**307**	**78,9**	**66,1**	**21,7**	**20,8**	23,3
	854	6,0	18,0(8)	329	73,3	61,7	21,9	18,5	23,9

Примечания к таблице 1:

t_{0l} (U_{0l}) – время t_{0l} подключении нагрузки, при котором напряжение на ВЗТ равно U_{0l} (в сериях расчетов 1(U_{0l}) и 2(U_{0l}) время t_{0l} определялось по заданному напряжению U_{0l} на ВЗТ);

U_{fm}, I_{gm}, – пики напряжения на фольге и тока ДВМГ; I_{lm} и t_{lm} – пик тока в ПУ и время его достижения;

v_{imp} и t_{imp} – скорость и время соударения лайнера с ЦИБ.



a b

Рис. 4. Результаты уточненных расчетов натурного устройства: a – ток I_g в ДВМГ и напряжение U_f на ФРТ – из расчетов **1, 2, 3**; b – ток в лайнерной нагрузке I_l и скорость внутренней границы лайнера v_{in} – из расчетов **1, 2, 3**; тестовый ток $I_4(t)$ – из расчета **4**.

тока в ДВМГ, тока в лайнерной нагрузке, напряжения на ФРТ и скорости внутренней границы лайнера, – из расчетов **1, 2, 3 (**выделенных жирным шрифтом в табл. 1). Сравнения расчетов **1, 3** и **1, 2** показывают, как повлияют на ожидаемые характеристики устройства предстоящий перед экспериментом выбор толщины фольги в пределах 0,12–0,15 мм и возможное в эксперименте снижение начального тока ДВМГ (с 7 до 6 МА).

Как видно из приведенных данных, при одинаковых величинах Δ_f и I_0 результаты уточненных расчетов из 1(t_{0l}) и 2(t_{0l}) близки к результатам предварительных расчетов 1(U_{0l}) [5] и к результатам поисковых расчетов 2(U_{0l}) ($\Omega_l > 0{,}5$ мОм, 2010 год). Например, токи в ПУ из расчетов **1, 2, 3** достаточно близки к току $I_4(t)$, который был взят из поискового расчета **4** (см. табл. 1 и рис. 4b), использовался в качестве тестового тока при 2D МГД моделировании лайнерной имплозии в работах [6–8, 10] и используется с той же целью в разделе 3 настоящей работы.

3. 2D МГД расчеты имплозии лайнера

Уточненное 2D МГД моделирование лайнерной имплозии под действием тока $I_4(t)$ проводится, как и ранее [6,8,10], по эйлерово-лагранжевой методике МИМОЗА [13].

В работе [10] для выбора геометрии ПУ расчеты имплозии лайнера проводились без учета его начальных возмущений, – в отличие от расчетов, моделирующих развитие его неустойчивости типа Релея – Тейлора [6–8]. Поэтому расчеты [10] давали нижнюю оценку максимальной разновременности T_{imp} соударения с ЦИБ рабочего участка лайнера высотой $2Z_{imp}$ (центральная зона лайнера – ударник): $T_{imp}=A_{imp}/v_{imp}$, где A_{imp} и v_{imp} – максимальная амплитуда возмущений и максимальная скорость внутренней поверхности ударника. Незначительные отличия выбранной геометрии поверхностей скольжения ПУ (при $R > 3$ см) слабо влияют на характеристики ударника высотой $2Z_{imp} = 2{,}6$ см: $T_{imp} = 1{,}7$-$1{,}1$-$0{,}8$ нс и $1{,}2$-$0{,}6$-$0{,}6$ нс – в предварительных и в уточненных ранее расчетах с разрешением сеток $h = 50$-33-20 мкм, соответственно. Сходимость этих результатов с уменьшением величины h делает их методически достаточно достоверными. Такие расчеты лайнерной имплозии показывают (см. рис. 5, $Z < 0$), что перед соударением лайнера с ЦИБ возникает небольшая струя у торцевого электрода ПУ, которая отстает от ударника лишь на 0,1 нс. Нельзя исключить, что в действительности она может опередить ударник, что помешало бы выводу информации о результатах измерений из ЦИБ. Для устранения этой опасности в выбранную ранее геометрию ПУ, согласно [10], был введен противоструйный «барьер» – достаточно эффективный по уточненному расчету (см. рис. 5, $Z > 0$).

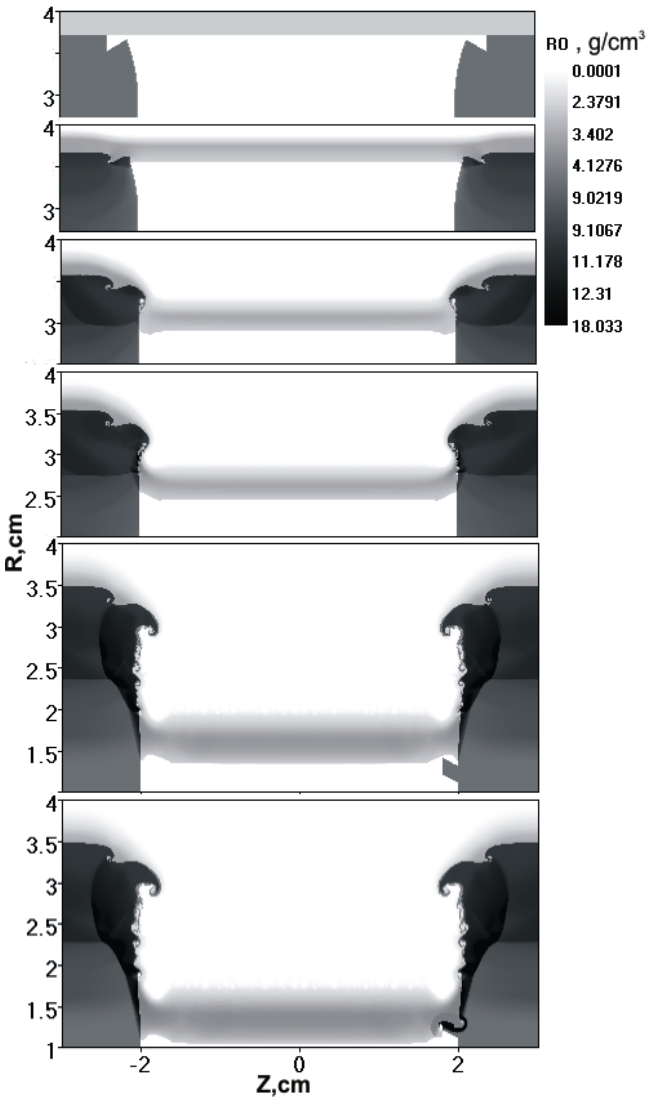


Рис. 5. Распределения плотности лайнерного ПУ в начале, в процессе и в конце имплозии (сверху вниз) – из расчетов без начальных возмущений лайнера с выбранной геометрией торцевых электродов с противоструйным барьером ($Z > 0$) и без него ($Z < 0$)

В работе [8] показано, что форму внутренней поверхности лайнера-ударника и ее основную характеристику A_{imp} определяет развитие неустойчивости лайнера, возникающее вследствие его начальных возмущений, – при слабом влиянии геометрии торцевых электродов ПУ. Так, для электродов с различной формой при $R > 3$ см – со «ступенькой» или с «зубом» (близким к рис. 5, вверху) – одинаковые случайные возмущения наружной поверхности лайнера

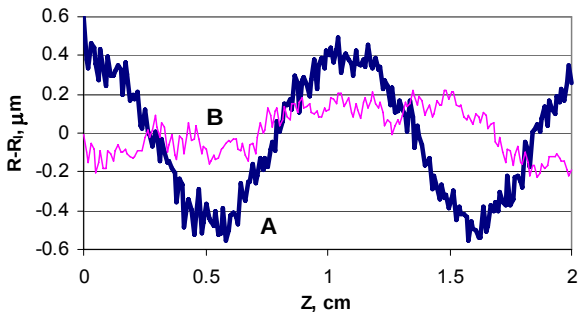
с максимальной амплитудой $a_0 \approx 0{,}17$ мкм приводят к концу имплозии к близким результатам в центральной зоне лайнера $2Z_{imp} < 3$ см (при разрешении сеток $h = 33$ мкм): $A_{imp} = 0{,}33$ и 0,38 мм ($T_{imp} = 16$ и 18 нс). Увеличение втрое величины a_0 приводит в расчете со «ступенькой» к росту величины A_{imp} с 0,33 до 0,38 мм.

Форма начальных возмущений и разрешение сеток h существенно влияют на результаты, сходимость которых с уменьшением h отсутствует [6]: $A_{imp} = 0{,}15$-0,22-0,48 мм – для величин $2Z_{imp} =$ 2,7-2,7-3,2 см при $h = 50$–33-25 мкм, соответственно. Приведем результаты этих же расчетов для величин $2Z_{imp} = 2$ и 3см (используемых в [10, 14]):

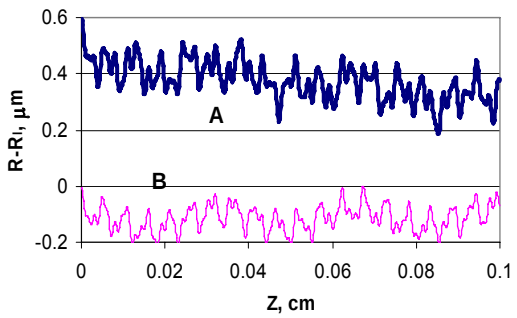
A_{imp} ($2Z_{imp} = 2$ см) = 0,15-0,22-0,48 мм (T_{imp} = 8-11-24 нс);

A_{imp} ($2Z_{imp}$=3 см) = 0,30-0,48-0,48 мм (T_{imp}=15-24-24 нс).

Аналогичные уточненные расчеты были проведены с двумя другими начальными возмуще-

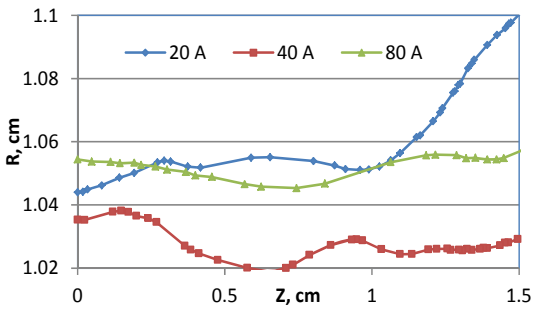


a

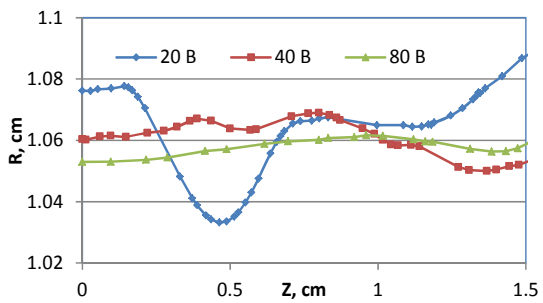


b

Рис. 6. Формы A и B*) начальных возмущений наружной поверхности двух прецизионно обработанных лайнеров (a) и те же возмущения на фрагментах лайнеров (b)



a



b

Рис. 7. Формы внутренней поверхности рабочего участка лайнера из расчетов с его начальными возмущениями A (a) и B (b) – при h = 80-40-20 мкм.

*) Параметры начальных возмущений наружной поверхности лайнера, определяемых формулой из доклада [14] $R(Z)-R_l = \sum\{a\cos(2\pi Z/\lambda+\varphi)\}^{(R_l=40\text{ мм})}$.

A (test 3a)			B (test 3в)		
λ (mm)	a (μm)	φ	λ (mm)	a (μm)	φ
10,7250	0,437478	0,00733367	20,3850	0,160000	3,08107
5,36200	0,0375836	3,13565	15,2890	0,0739775	0,0513646
1,69300 0,335000	0,0358307	0,00192529	6,11600	0,0562101	3,14365
0,131000	0,0269713	0,00131416	3,82200	0,0188448	0,00969661
0,0630000	0,0262631	0,00280489	2,78000	0,0166121	0,0105065
0,0270000	0,0463916	0,00440671	1,79900	0,0169567	3,14578
0,0160000	0,0437554	0,00134288	0,329000	0,0341893	0,000510319
-	0,0196561	0,000357714	0,0520000	0,0441961	0,00275870
-	-	-	0,0270000	0,0206755	0,00111632
	-	-	0,0160000	0,0184813	0,000208535

ниями наружной поверхности лайнера – возможными при прецизионной обработке лайнера, – с тестовыми возмущениями A и B (рис. 6a,b, максимальные амплитуды $a_0 \approx 0{,}2$ и 0,5 мкм). Формы внутренней поверхности лайнера в конце имплозии, полученные в этих расчетах, приведены на рис. 7a,b. Обработка этих данных дает следующие характеристики лайнера-ударника по расчетам при h = 80–40–20 мкм соответственно:

для возмущений A

($a_0 \approx 0{,}2$ мкм): $A_{imp}(2Z_{imp} = 2$ см) = 0,09-0,19-0,11 мм ($T_{imp} = 4.5$-9.5-5.5 нс),

$A_{imp}(2Z_{imp} = 3$см) = 0,11-0,19-0,57 мм ($T_{im\,p} = 5.5$-9.5-28 нс);

для возмущений B

($a_0 \approx 0{,}5$ мкм): $A_{imp}(2Z_{imp} = 2$ см) = 0.08-0.09-0.38 мм ($T_{imp} = 4.0$-4.5-19 нс),

$A_{imp}(2Z_{imp} = 3$с м) = 0,08-0,20-0,45 мм ($T_{imp} = 5{,}5$-9,5-28 нс).

Здесь развитие возмущений несколько слабее, чем в вышеприведенных расчетах со случайными возмущениями лайнера. Это свидетельствует о том, что для ослабления развития неустойчивости лайнера необходима его прецизионная обработка.

Следует отметить, что погрешности приведенных уточненных расчетов имплозии лайнера с учетом его начальных возмущений, как и расчетов [6, 8], остаются значительными – в отличие от расчетов без начальных возмущений лайнера (см. выше). Указанные погрешности связаны с тем, в частности, что коротковолновые участки спектра возмущений лайнера передаются в расчетах весьма грубо: здесь разрешение сетки h больше длин волн λ (см. рис. 6b).

Заключение

Завершены модельные эксперименты по отработке основных узлов нового лайнерного устройства на основе 15-элементного ДВМГ Ø0,4 м – для планируемого эксперимента по проверке эффективности магнитной имплозии лайнера и возможности высокоточных ударно-волновых измерений. Отработан модуль ВЗТ, который должен обеспечить пренебрежимо малое омическое сопротивление ~0,01 мОм натурного ВЗТ. В модельном эксперименте с 2-элементным ДВМГ ∅0,4 м показана работоспособность СВМГ, его узла отключения и дисковых элементов. Зарегистрированные токи СВМГ и ДВМГ достигали ~7 МА и ~51 МА, что в целом близко к расчетам.

В результате уточненных расчетов натурного устройства получены следующие характеристики его системы импульсной мощности: ток ДВМГ – 71–79 МА, напряжение на ФРТ – 230–300 кВ, ток в ПУ – 64–69 МА, – при токе СВМГ 7 МА и толщине Cu-фольги ФРТ 0,12–0,15 мм. При этом скорость лайнера должна достигать 21–22 км/с.

Приведены основные результаты уточненных 2D МГД расчетов магнитной имплозии лайнера в ПУ натурного устройства:

– добавление противоструйного «барьера» к выбранной геометрии торцевых электродов ПУ достаточно эффективно: устраняется потенциальная опасность для получения экспериментальной информации об эффективности лайнерной имплозии и результатах ударно-волновых измерений;

– начальные возмущения лайнера, возможные при его прецизионной обработке, могут привести к ослаблению развития его неустойчивости – по сравнению со случайными возмущениями той же амплитуды (порядка долей микрона).

Список литературы

1. Buyko A. M., Gorbachev Yu. N., Zmushko V.V. et al. Simulation of Atlas parameters in explosive magnetic experiments ALT-1,2 // MEGAGAUSS-9. Proc. of Ninth Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics, M.–St. Petersburg, July 7–14, 2002. Eds V.D. Selemir and L.N. Plyashkevich, VNIIEF, Sarov, 2004. P. 747–751.

2. Буйко А. М., Горбачев Ю. Н., Иванова Г. Г. и др. Устройства с дисковыми взрывомагнитными генераторами для высокоскоростной имплозии конденсированных лайнеров // Труды XII международной конференции Генерация мегагауссных магнитных полей и родственные эксперименты, Новосибирск, 13–18 июля 2008 г. Ред. Швецов Г. А., СО РАН, Новосибирск, 2010. С. 475–485.

3. Буйко А. М., Куделькин В. В., Кузяев А. И., Мамышев В. И. и др. Влияние параметров взрывчатки на характеристики дискового ВМГ // Там же. С. 274–281.

4. Buyko A. M., Garanin S. F., Gorbachev Yu. N. et al. Explosive magnetic liner devices to produce shock pressures up to 3 TPa // Digest of Technical Papers of the 17th IEEE Int. Pulsed Power Conf., Eds. F. Peterkin and R. Curry. Washington, DC, USA, June 28–July 2, 2009. S.I., 2009. P. 215–220.

5. Буйко А. М., Гаранин С.Ф., Глыбин А. И. и др. Система с дисковым ВМГ для ускорения лайнеров-ударников до скоростей ~20 км/с // Труды Международной конференции XIII Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные

состояния вещества. Детонация. Ударные волны», РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 14–18 марта 2011 г. Редактор Михайлов А. Л., ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, 2011. С. 488–495.

6. Буйко А. М., Гаранин С. Ф., .Змушко В. В., Кудрявцева Н. А. и др. Расчеты магнитной имплозии лайнеров-ударников, ускоряемых до скоростей ~20 км/с // Там же. С. 549–556.

7. Sgro A. G., Atchison W. L. Simulation of Magnetically Driven Experiments // Ibid. P. 211–221.

8. Buyko A. M., Garanin S. F., Zmushko V. V. Magnetic Liner Implosion Simulations for the ALT-3 Experiment // Pres. at the XIV Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics. Oct. 14–19, 2012, USA, Hawaii, Maui. ISBN: 978-1-4673-5720-7, IEEE, Inc., 2012. P. 172–177.

9. Glybin A. M., Grinevich B. E., Dudai P. V. et al. Model experiments to test pulsed power system components // Ibid. P. 252–260.

10. Буйко А. М., Гаранин С. Ф., Змушко В. В. К выбору геометрии лайнерного ПУ для эксперимента ALT-3 // Сборник докладов. Международная конференция XV Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны», РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 18–22 марта 2013 г. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, 2013. С. 779–789.

11. Buyko A. M. Disc Explosive Magnetic Generator and Quasi-Spherical Liner Simulations with a 1D code // Proc. 2006 Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics, Nov. 5–10, 2006, Santa Fe, NM, USA. Eds Kiuttu G. F., Turchi P. J., Reinovsky R. E., IEEE, Inc., 2007. P. 287–292.

12. Буйко А. М. Электровзрывные размыкатели сильноточных взрывомагнитных генераторов // Труды Международной конференции XVI Харитоновские тематические научные чтения «Мощная импульсная электрофизика», РФЯЦ-ВНИИЭФ, 21–25 апреля 2014 г. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров. Настоящий сборник.

13. Софронов И. Д., Винокуров О. А., Змушко В. В. и др. Комплекс программ МИМОЗА. Решение многомерных задач гидродинамики // Вопросы математического моделирования, вычислительной математики и информатики. Сб. научных трудов. Москва–Арзамас-16, 1994.

14. Майлс А. Р. Комплексное моделирование систем ВМГ– мишень и новая тестовая задача по исследованию целостности лайнера // Сборник анн. Международная конференция XVI Харитоновские тематические научные чтения «Мощная импульсная электрофизика», РФЯЦ-ВНИИЭФ, 21–25 апреля 2014 г. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, 2014. С. 68–69.

ALT-3 LINER-TARGET INTERACTION

A. G. Sgro and C. L. Rousculp

Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

The ALT-3 experiment will measure the equation of state (EOS) of a cylindrical target which is hit by a cylindrical imploding liner. Previous simulations of the liner implosion without the target included have found that the part of the liner immediately adjacent to the axial glide planes (which bound the axial extent of the volume internal to the liner) creates a jet which runs ahead of the rest of the liner and reaches the position of the target first. This presentation will include the target and will describe and summarize two dimensional simulations of the liner- target interaction, which is driven by the expected axial current profile. One of the simulations presented herein will show that the part of the target hit by the jet in turn hits the central measuring unit (CMU) before the rest of the target does. This will damage the CMU and may endanger data collection. Other simulations will show how various features (a small "tooth" in the glide plane close to the target as designed by A. Buyko, or small rings of various materials covering the target next to the glide plane), can prevent damaging the CMU before data collection is complete. A previous report has summarized results of one dimensional simulations of the interaction and reported on the velocity of the inner liner surface at the radius of the target, the velocity of the shock in the target, and the jump off velocity of the inner target surface after the shock reaches it, and the resulting determination of the EOS parameter for the "computational Aluminum" in the simulation. The 2 dimensional simulations produce very similar results for these velocities and the EOS parameter.

Introduction

Dynamic material science experiments, especially those at extreme pressure, temperature, and density, may require large amounts of energy to be converted to particle kinetic energy and delivered with high precision. Electromagnetic energy sources offer significant advantages in precision, controllability, reproducibility, and sometimes even energy, over other drivers for some experiments. Both magnetically imploded, cylindrical liners and magnetically driven planar impactors have met the requirements for precision on high performance laboratory sources. Two explosive pulse compression systems, capable of even larger energies have emerged as attractive drivers, especially for liner driven shock physics, materials EOS, and constitutive properties. These systems are the Disk Explosive Magnetic Generator (DEMG) developed at VNIIEF, and the Coaxial Flux Compression Generator (Ranchero) developed at LANL.

Cylindrical Liners

The cylindrical, imploding liner is perhaps the most thoroughly studied mechanism for converting electrical energy into the particle kinetic energy needed for shock physics and high energy density applications.

Techniques producing 20-30 MJ of liner kinetic energy (at 5-8 MJ/cm) with velocities approaching 10 km/sec have been demonstrated. Systems can be designed to achieve even higher liner velocities. Liner implosion techniques, compressing an initially solid target, can convert many megajoules of liner kinetic energy into internal energy, producing warm dense matter with only modest requirements on liner precision. In hydrodynamic design calculations, an aluminum liner at 10 km/sec (2 MJ/cm) compresses a (matched) Al target to 8 gm/cc (~3 times normal density) and energy densities approaching 140 kJ/gm (>1MJ/cc), at a few eV, and maintains the conditions for several hundred nanoseconds. Compressing the Al sample between a tungsten liner (10 km/sec) and a tungsten core could achieve Al densities of 10 gm/cc (> 4 times normal) and 150 kJ/gm (1.5MJ/cc).

However, shock physics and materials experiments, while sometimes relaxing the need for total energy, place much more stringent requirements on precision.

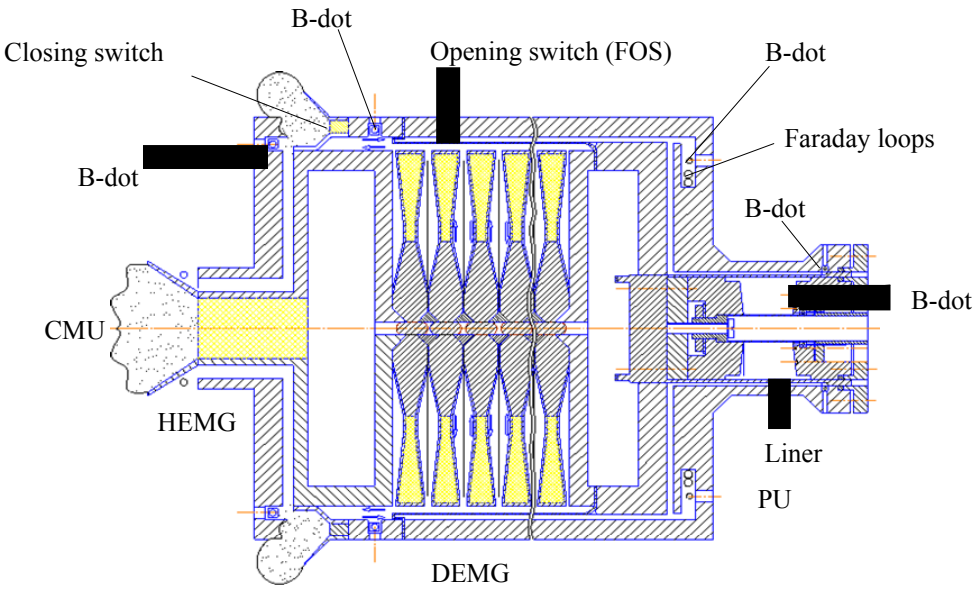
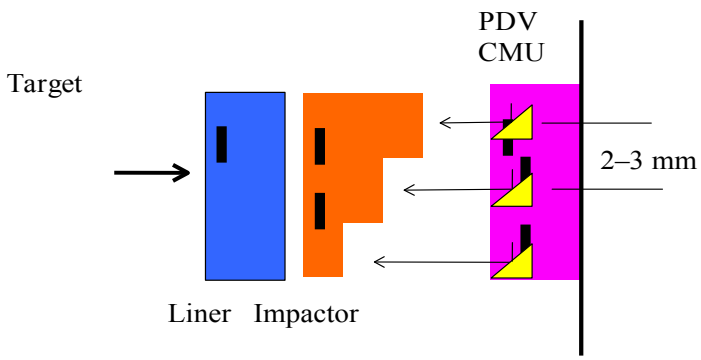


Figure 1. The DEMG with the load attached on the right



- **Approximately 32 probes**
- **8 probes for liner at 2 axial stations**
- **24 probes => 8 targets using 3/tgt**
- **2 materials, 4 measurements**

Figure 2. Sketch of the experiment

For very large energies, LANL teamed with VNIIEF in 1996 to conduct the High Energy Liner (HEL-1) experiment producing a world record liner implosion kinetic energy with a 100-MA current drive. With more than 50 % of the 1-kg liner mass unmelted, 2D effects were manifested (computationally) primarily in "end plane run-ahead." Experimental measurements were consistent. The liner velocity at the central measuring unit (CMU) was 6.7 km/sec – 8.4 km/sec. The liner kinetic energy at the CMU (4:1 radial convergence) was between 22 MJ and 35 MJ.

Terapascal Equation of State (EOS) Experiment

LANL and VNIIEF are collaborating in the design of a cylindrical terapascal EOS experiment based on a 60 MA, 20 km/sec, imploding liner powered by a Disk Explosive Magnetic Generator (DEMG), see Figure 1. The experiment itself, called the Advanced Liner Technology Experiment, **ALT-3**, similar to the ALT-1&2 experiments[1], is inside the load on the right side and consists of a liner (initially 0.3 cm thick with a 4 cm outer radius (OR)), a target (an 0.8 mm shell of OR 1 cm, with some thinner notched regions), a CMU, and associated hardware. The liner and the space inside it are axially bounded

by two copper end walls often called glide planes (GP). A sketch of ALT-3 is shown in Figure 2.

The Influence of Glide Plane Shape on Implosion Quality

Significant effort has been devoted to the development of the optimal glide plane shape for ALT-3[2–9] in order to minimize the perturbation level on the inner surface of the liner just before it impacts the target. Our previous simulations included the liner and glide plane and examined the perturbation levels when the inner liner surface reached a radius of 1 cm, the initial position of the outer surface of the target. These simulations have found that a perturbation of about 100 μm is expected on most of this surface. However, the part immediately adjacent to the glide planes creates a jet which runs ahead of the rest of the liner and impacts the target first.

Interaction of the Liner and Target

This report describes 2-D Eulerian AMR simulations which enhance our previously reported ones by including the target in the calculation. The effect of the jet on the target and the CMU, and ways to mitigate these effects, are examined. The minimum cell resolution is 50 μm and the liner is driven by a prescribed axial current (J4).

Interaction of the Liner and Target – Effect of the Jet

To illustrate the effect of the jet, the first simulation calculates the target-liner interaction with

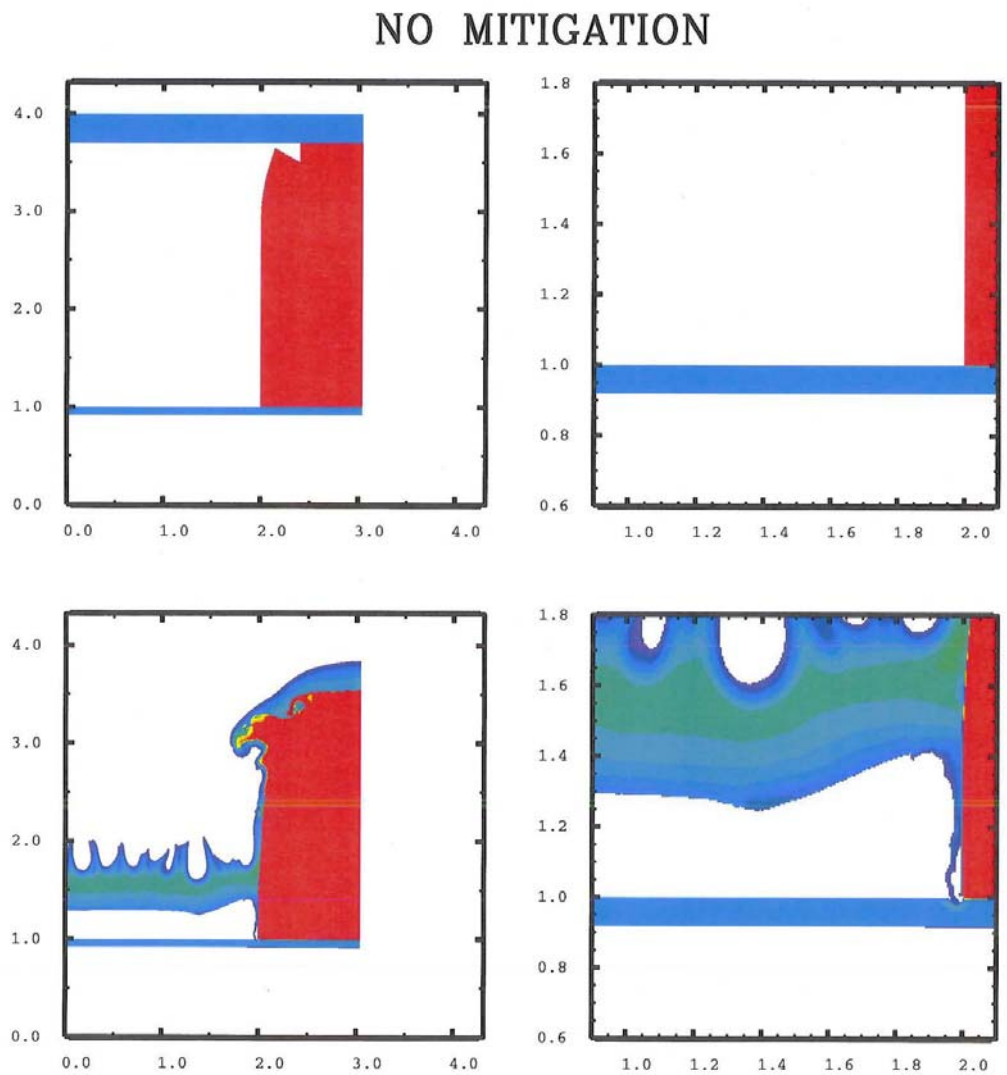


Figure 3. Target-Liner interaction with no jet mitigation. The top row shows the initial conditions and the bottom row shows the time when the jet first reaches the target

no attempt to mitigate the jet. The following figures show density plots and have two columns. The left hand column presents the full region of the simulation and the right hand column presents an expanded view of the interaction region, from 0.6 cm < r < 1.8 cm and 0.9 cm < z < 2.1 cm. In figure 3, the top row presents density plots of the initial conditions. . The Aluminum liner is between 3.7 cm < r < 4 cm and is colored blue. The copper end wall is red and the glide plane is the left surface of the end wall. Since the target is also Aluminum, and thus the same initial density as the liner, it is also blue and is located at 0.92 cm < r < 1.0 cm. In this figure, the outer surface of the CMU would be at 0.8 cm. Since the CMU is a highly non axisymmetric measuring device, it was not included in these axisymmetric calculations. The bottom row shows the time when the top of the jet first reaches the top of the target. Note that the liner is still ~3 mm away from the target.

The top row of figure 4 shows the time when the shock in the target due to the jet reaches the bottom of the target. Note that the liner is still ~2 mm from the target. The bottom row shows the time when the jet pushed the target ~0.5 mm inward, so that this feature is just ~0.7 mm away from the CMU. Note that the liner is still ~0.7 mm from the target.

The top row of figure 5 shows the time when the target material pushed by jet reaches outer radial position of CMU (8 mm). Beyond this time the measurements are potentially compromised. Note that the shock due to the liner is still traveling through target and has not yet broken out. The bottom row

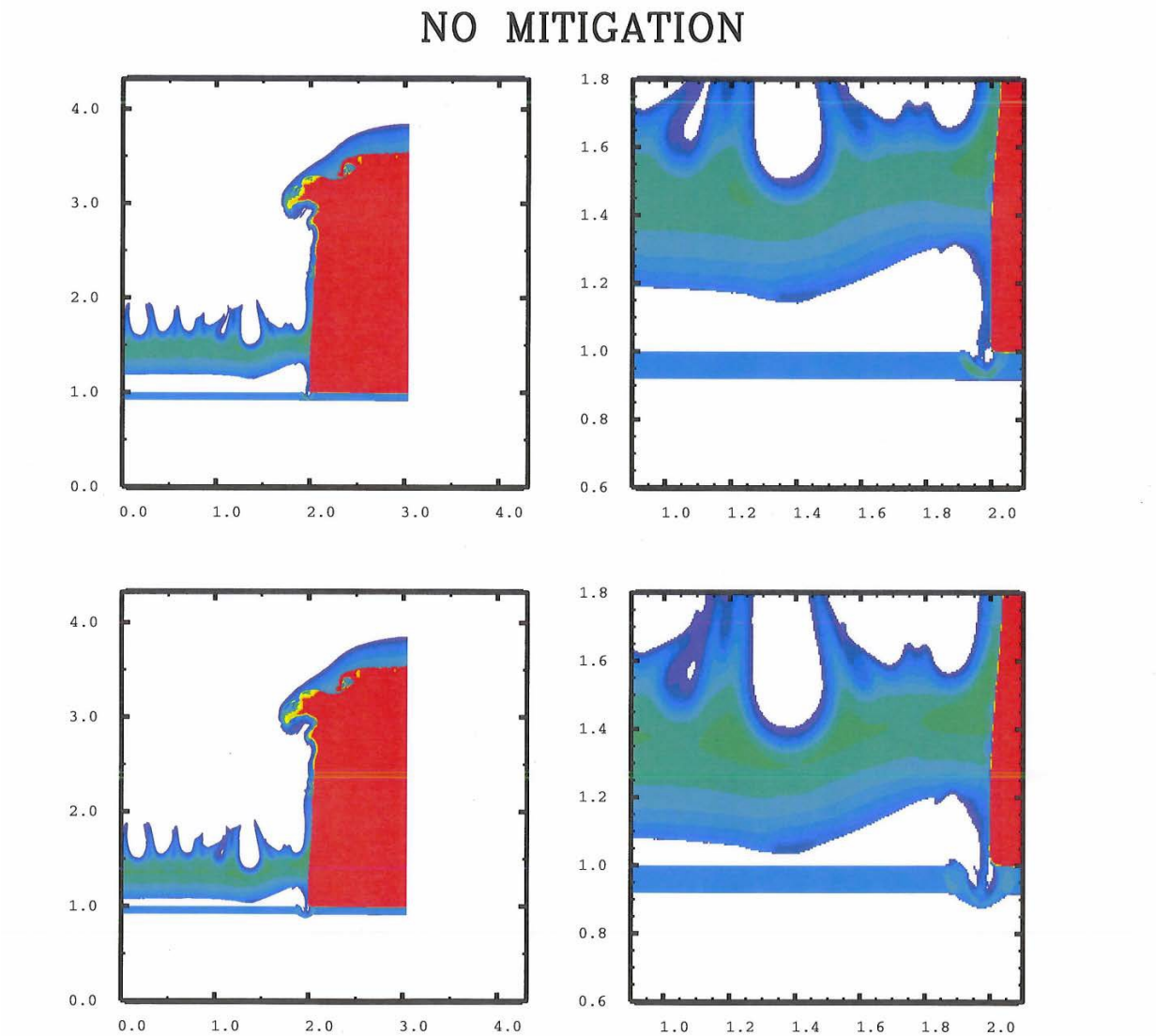


Figure 4. Target-Liner interaction with no jet mitigation. Top row: the shock from the jet reaches the bottom of the target. Bottom row: the jet pushes the bottom of the target ~0.5 mm inward.

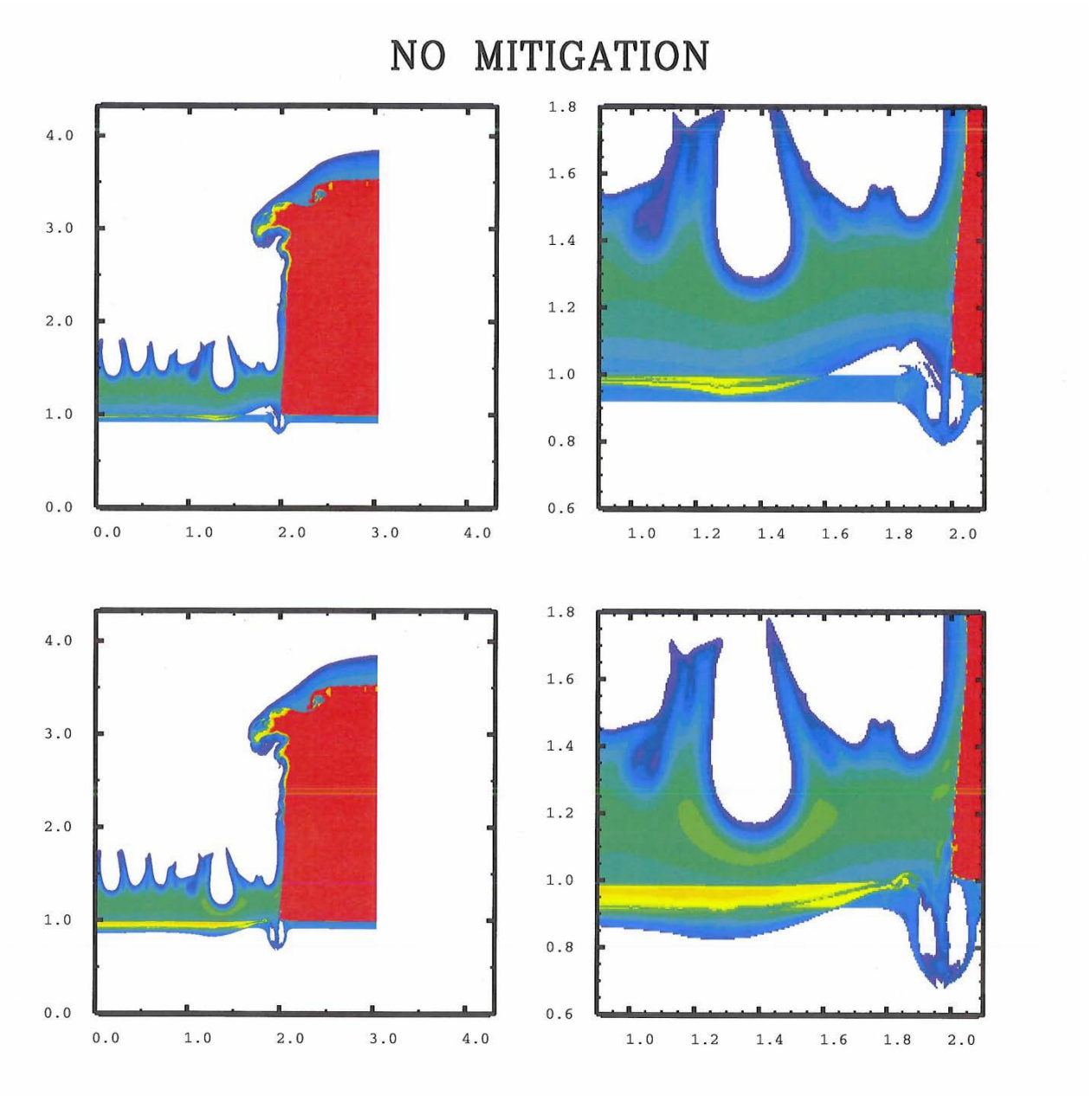


Figure 5. Target-Liner interaction with no jet mitigation. Top: Target material pushed by jet reaches outer radial position of CMU. The shock due to liner is still traveling through target. Bottom: Target pushed by the jet is deep into CMU location. The inner target surface has not yet reached the position of the CMU.

of this figure shows the time when the target has pushed by jet deep into CMU location. Note that the inner target surface has not yet reached the position of the outer surface of the CMU. This simulation shows that the data collection is potentially compromised without mitigation of jet.

The next few sections will examine various possibilities to mitigate the potential effect of the jet on the CMU. The basic idea of all the mitigation attempts is to put extra mass between the liner and the target at the expected axial position of the jet, in order to slow it down.

Target-Liner Interaction with Tooth Notch

One idea for mitigating the influence of the jet is to include a notch in the glide plane, as designed by Buyko[10]. This is illustrated in the top row of figure 6, which shows the initial conditions of the simulation. The notch is at r ~1.2 cm, 1.8 cm < z < 2.0 cm. The bottom row of this figure shows the time when the jet first reached the top of the notch. At this time the tip of the jet is far ahead of the rest of the liner.

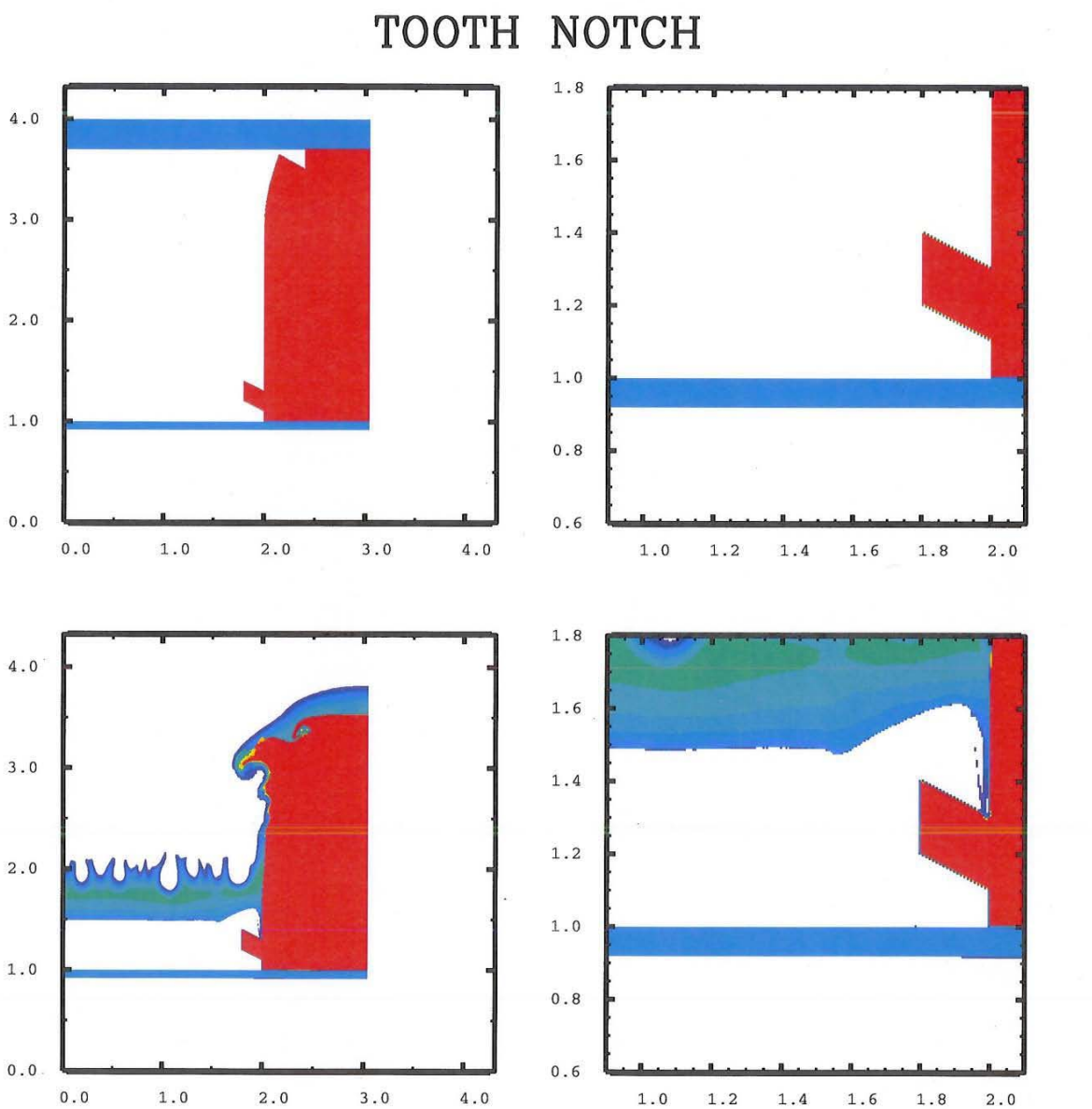


Figure 6. Target-liner interaction with a tooth notch[10]. Top row: initial conditions. Bottom row: tip of jet reaches top of notch. The tip of the jet is ahead of the rest of the liner

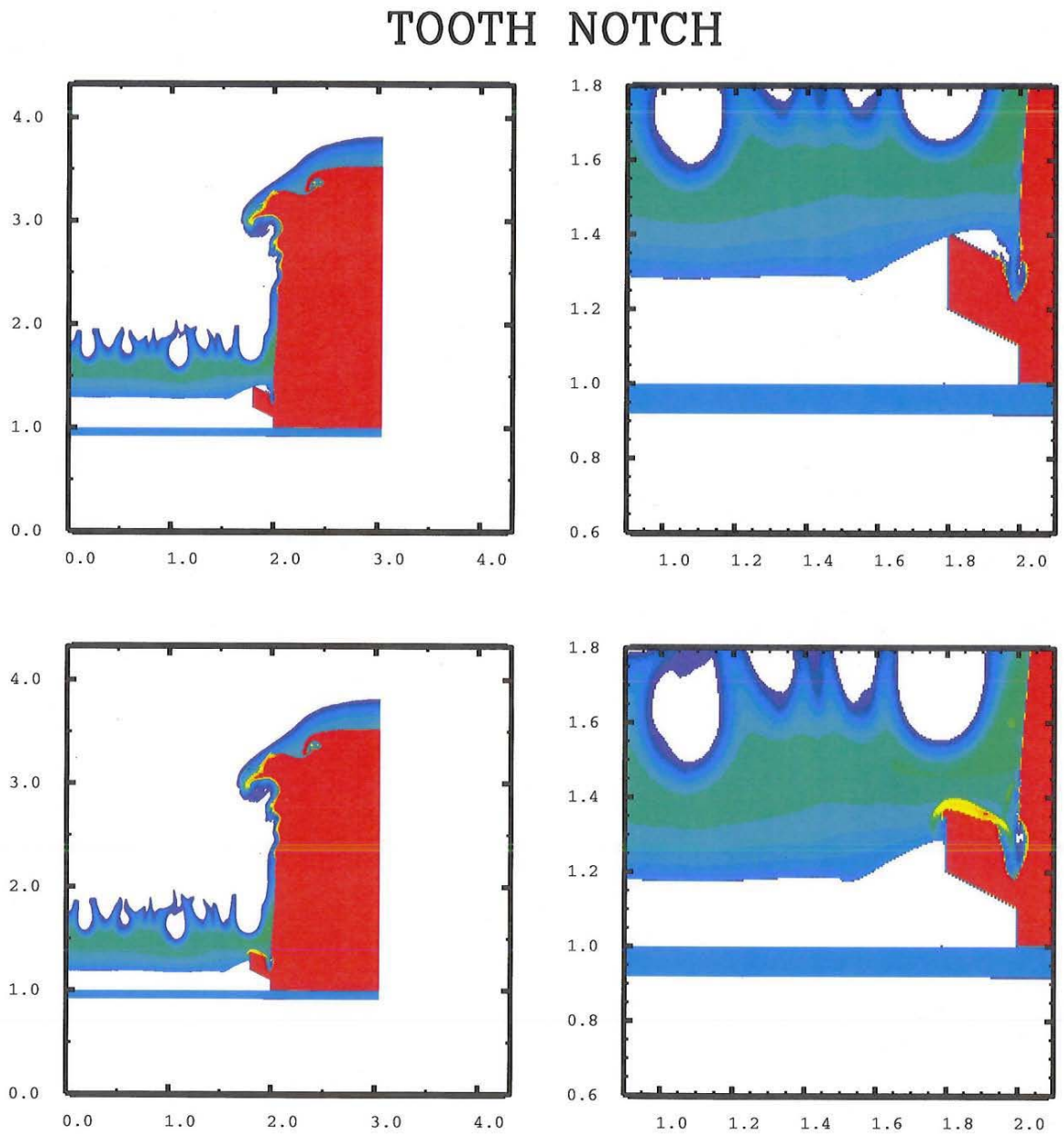


Figure 7. Target-liner interaction with a tooth notch[10]. Top: The jet slows down as it plows through notch. The rest of liner starts to catch up. Bottom: The jet still is still restrained by notch. The rest of liner starts to pass the jet

Figure 7 shows the continuation of the interaction. The top row shows that the Jet slows down as it plows through the extra mass of the notch while the rest of liner starts to catch up. The bottom row shows that the jet is still restrained by notch while the rest of liner starts to pass the jet.

Figure 8 presents the conclusion of this run. The top row shows that the jet still constrained by notch even as the rest of the liner has already hit the target and the resulting shock is traveling through target. The bottom row shows that as the liner approaches the top of CMU position, and the experiment almost over, the jet is still constrained by notch. Thus, in the design by Buyko [10] the jet does not interfere with measurement.

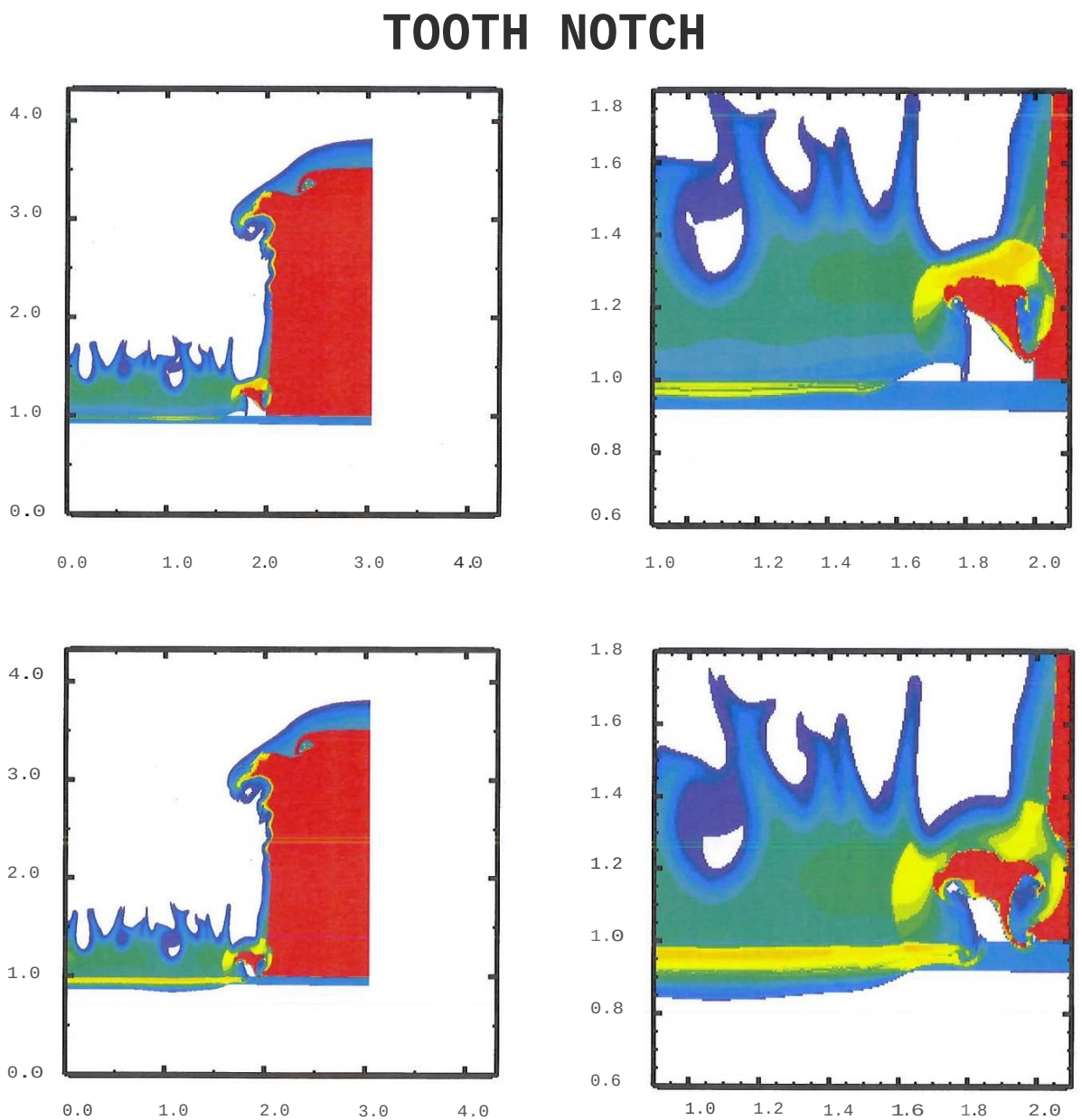


Figure 8. Interaction concludes- jet does not interfere with measurement. Top: Liner hits target and shock is half way through target. Jet still constrained by shell. Bottom: Liner almost reaches top of CMU position. Experiment almost over. Jet still constrained by notch and does not interfere with measurement.

Target-Liner Interaction with TA shell surrounding Target

Another way to put mass between the jetted region of the liner and the target is to put a ring of material around the target at the expected position of the jet. The top row of figure 9 shows the initial configuration with a ring of TA surrounding the target. In this figure, because the density of TA is much higher than that of CU, the graphics colors the CU green and the TA red. The bottom row of this figure shows the time when the jet first reaches the outer surface of the ring. Again in this calculation, the jet is far ahead of the rest of the liner

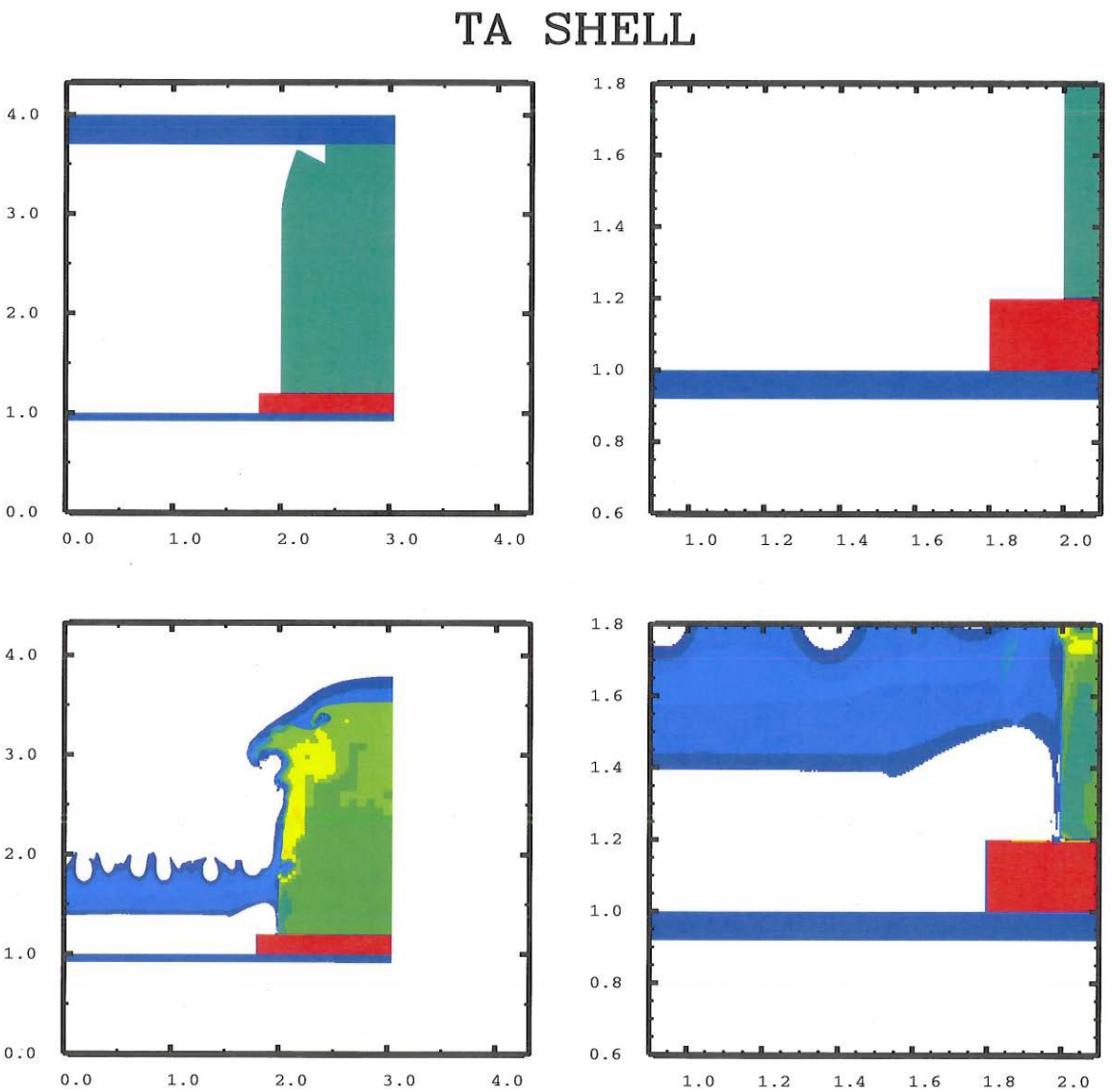


Figure 9. Target-Liner Interaction with TA ring surrounding Target. Top row: initial conditions. Ta ring surrounds target near GP. The graphics colors the Ta ring red and the GP green. Bottom row: tip of jet reaches shell. The jet is far in front of rest of liner.

Figure 10 shows this interaction continuing. The top row shows the jet slowing down as it plows through the ring, while the rest of liner starts to catch up. The bottom row shows the jet still restrained by the ring while the rest of liner starts to pass the jet.

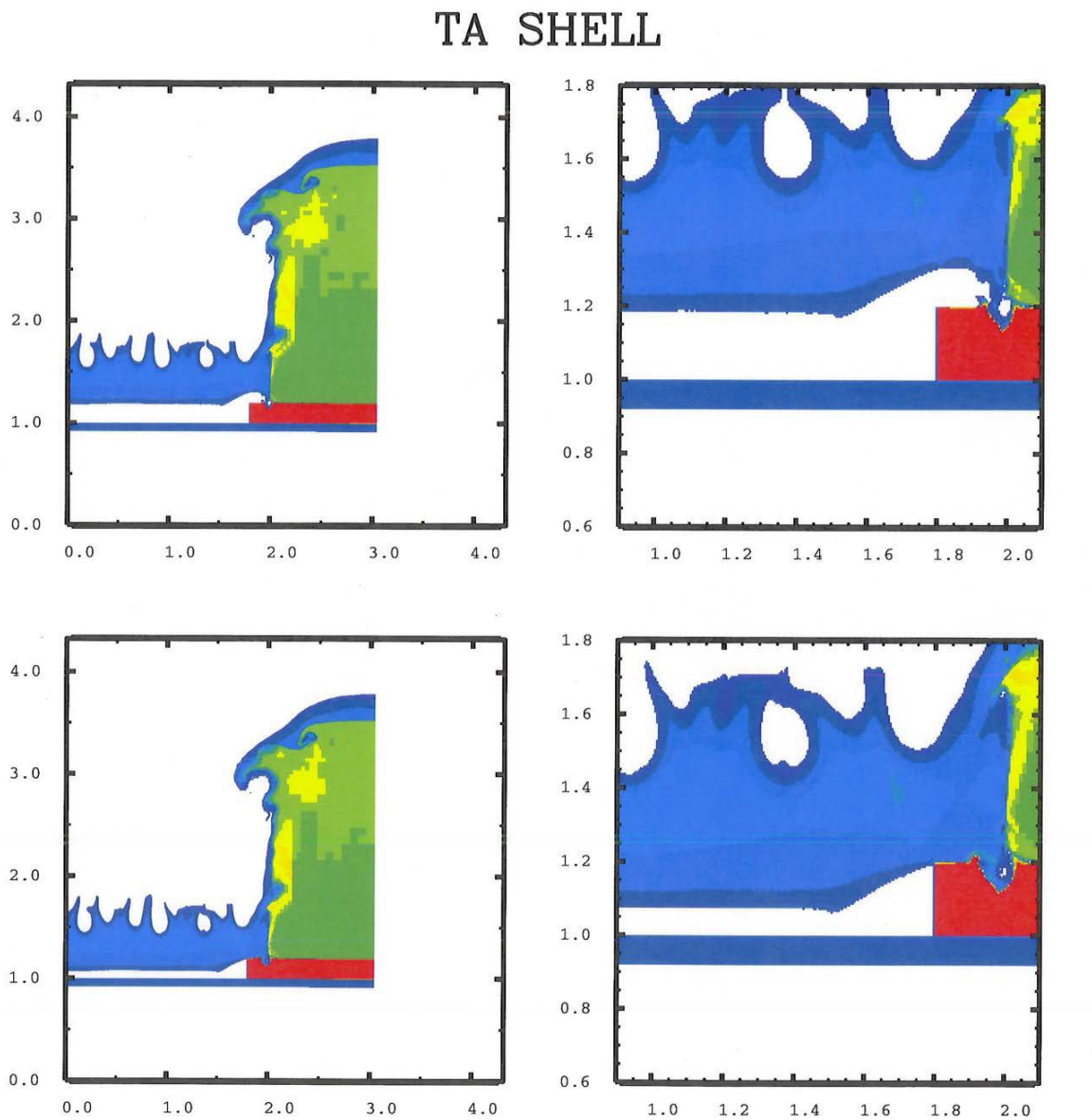


Figure 10. The interaction continues. Top: Jet slows down as it plows through the ring. Rest of liner starts to catch up. Bottom: Jet still restrained by the ring. Rest of liner starts to pass the jet.

Figure 11 shows the interaction concluding. The top row shows that after the liner hits the target and the shock travels half way through, the jet is still constrained by the ring. The bottom row shows the liner just about reaching the top of CMU position so the experiment is almost over. The jet is still constrained by the ring and does not interfere with measurement.

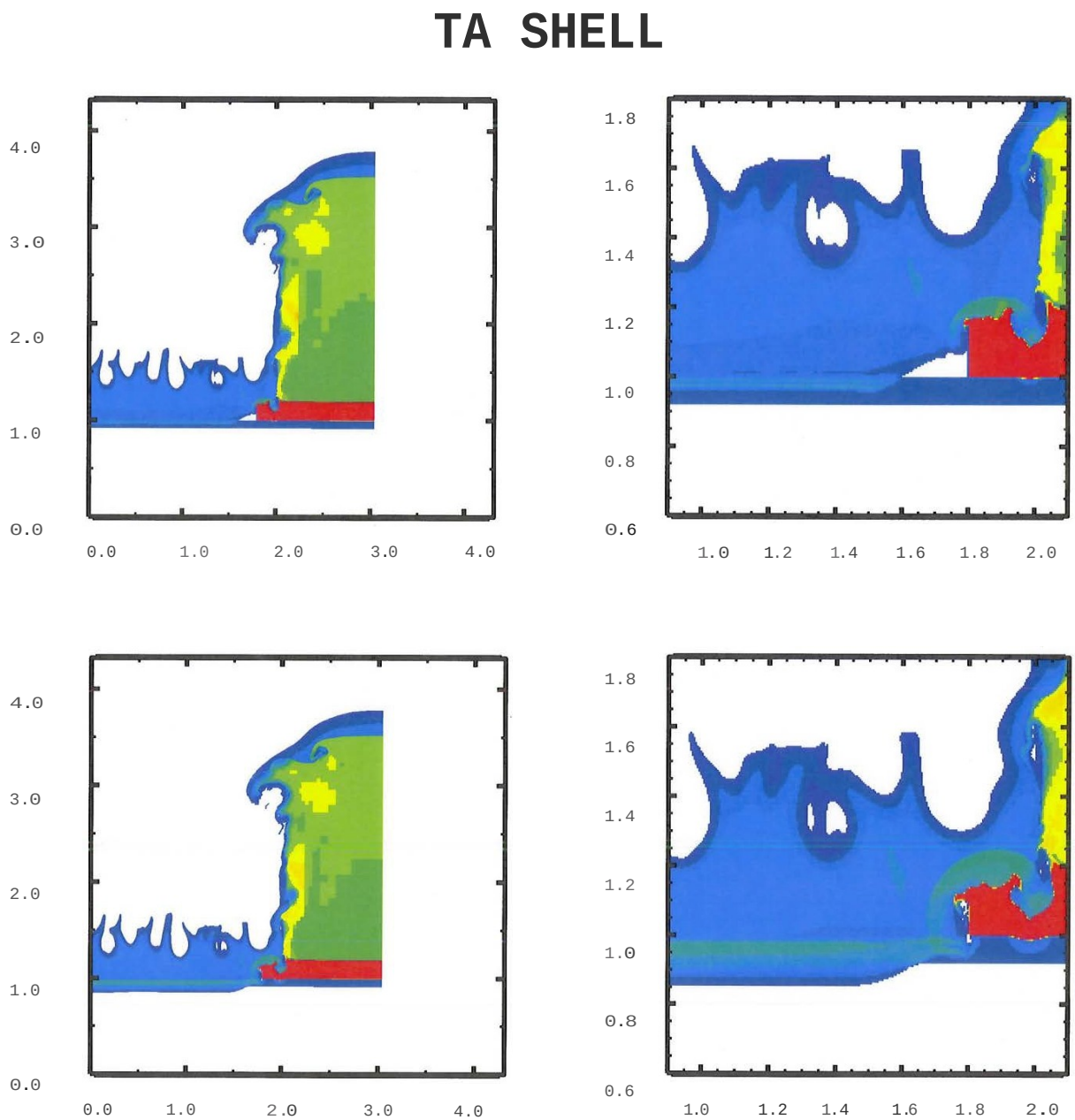


Figure 11. Interaction Concludes – Jet does not interfere with Measurement. Top: After liner hits target and shock is halfway through target. Jet still constrained by ring. Bottom: Liner almost reaches top of CMU position. Experiment almost over. Jet still constrained by the ring and does not interfere with measurement.

Target-Liner Interaction with CU shell surrounding Target

Another possibility is to surround the target with a CU ring. The top row of figure 12 shows the initial conditions of such a configuration and the bottom row shows the time when tip of jet reaches the ring. The jet is far in front of rest of liner.

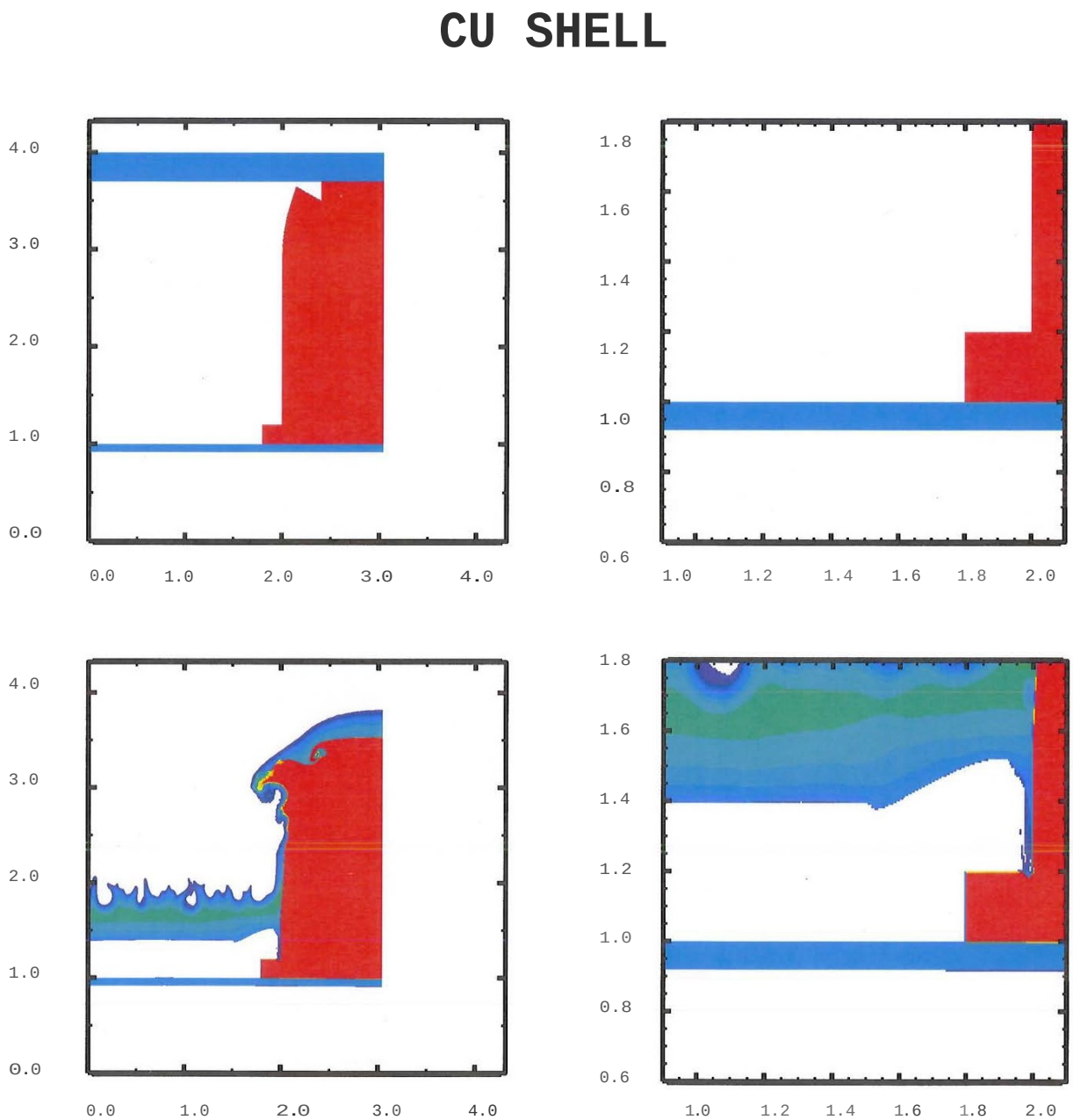


Figure 12. Target-Liner Interaction with CU ring surrounding Target. Top row: initial conditions. A CU ring surrounds target near the glide plane. Bottom row: tip of jet reaches the ring. Jet is far in front of rest of liner.

Figure 13 shows the interaction continuing. As in the previous simulation, the top row shows the jet slowing down as it plows through ring while the rest of liner starts to catch up. The bottom row shows the jet still restrained by ring while the rest of liner starts to pass the jet.

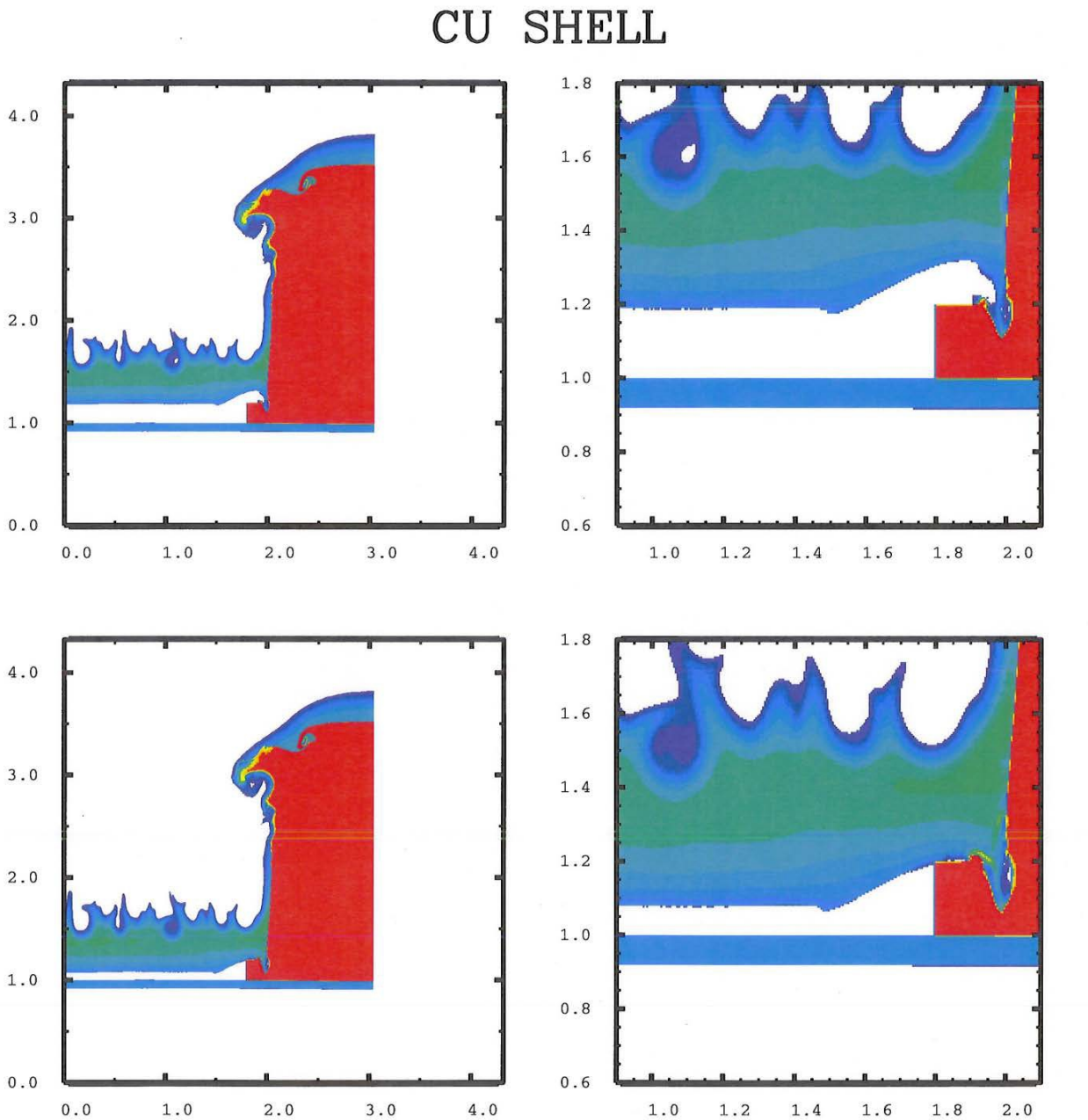


Figure 13. The interaction Continues. Top: Jet slows down as it plows through ring. Rest of liner starts to catch up. Bottom: Jet still restrained by ring. Rest of liner starts to pass the jet.

Interaction Concludes – Jet does not interfere with Measurement

Figure 14 shows the conclusion of the simulation. After the liner hits the target and the shock is half way through (top row), the jet is still constrained by the shell. The bottom row shows the liner almost reaching the top of CMU position while the jet is still constrained by the ring. Thus, the CU ring also prevents the jet from interfering with the measurement.

Several other simulations have shown that any sufficient amount of mass intercepting the jet will constrain it for enough time for the measurements to be viable.

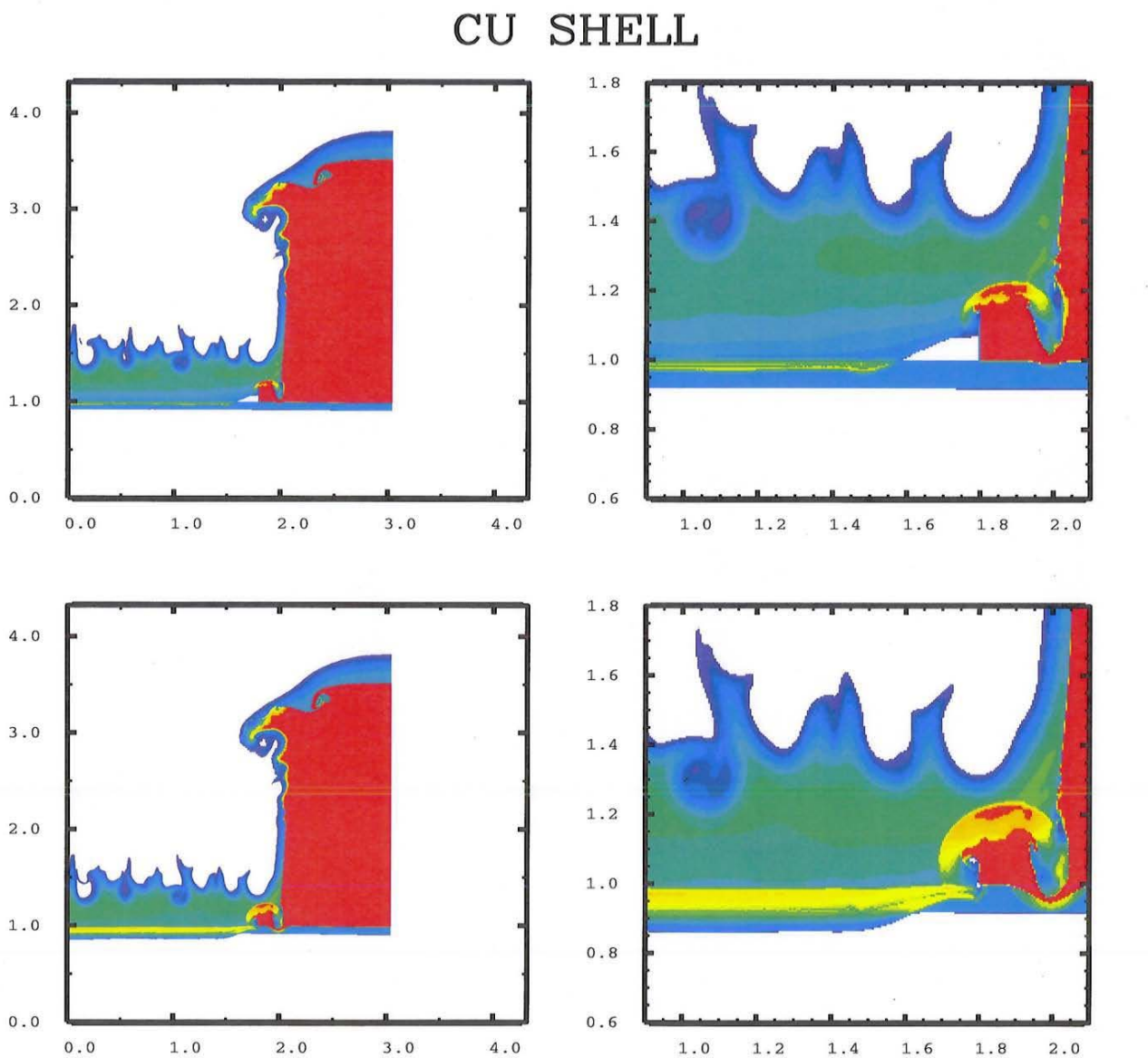


Figure 14. Interaction Concludes – Jet does not interfere with Measurement. Top: Liner hits target and shock is half way through. Bottom: Liner almost reaches top of CMU position. Experiment almost over. Jet still constrained by ring and does not interfere with measurement.

Target-Liner Interaction – Conclusions

- The interaction of the liner with the GP (as designed) results in a jet of fast liner material next to the GP which outruns the rest of the liner.
- If the jet motion is not mitigated, the jet smashes through the target before the main part of the liner reaches the target. The jet and associated target material reach the CMU position before the shock from the main part of the liner interaction brakes out. So the measurements are potentially compromised even before they begin.
- Any piece of high density metal outside the target near the GP will slow down the jet.

The Main part of the liner then passes the jet and hits the target. The resulting shock breaks out of the inner target surface and the desired signal can be measured by the CMU without being compromised.

- The tooth notch (A. Buyko[10]) should work well for this purpose.
- A high density ring just outside the target next to the GP also should work well.
- The deciding considerations may be ease of manufacture and the predicted qualities of the inner target surface (such as smoothness and uniformity) as it approaches the CMU.
- Our previously reported results[11] (at the XV Khariton conference) of 1D target-liner interactions found that in the «computational» aluminum forming the target:
  - The post transmitted shock density is about 6.2 gm/cc;
  - The post transmitted shock material velocity v_p = = 1.15 ± 0.05 cm/μ*s*;
  - The transmitted shock velocity v_s = 1.7 ± ± 0.1 cm/μs;
  - $v_s / v_p = 1.5$;
  - Just before impact, the inner 0.1 cm of the liner and the part of the liner beyond
  - 1.5 cm are melted;
  - The target expands and melts as it implodes. The inner target surface velocity increases quickly to 2.4 cm/μ*s*, which is velocity of the inner liner surface just before contact, 2.1 cm/μs, increased by 1/*r*.
  - The initial evaluation of the 2D simulations are consistent with these results.
  - The experiment will measure these quantities in "real" aluminum.

References

1. Buyko A. M., Gorbachev Yu. N., Zmushko V. V. et alia "Simulation of Atlas parameters in explosive magnetic experiments ALT-1,2", Proc. of 9th Int. Conf. on Meg. Mag. Field Gen. and Related Topics. M.–St.Pet. 2002, Eds. V. D. Selemir and L. N. Plyashkevich, Sarov, VNIIEF, 2004. P. 747–751.

2. Sgro A. G., and Atchison W. L. "Simulation of Magnetically Driven Experiments" Proc. XIII Khariton Scientific Talks. Ed. A. L. Mikhailov, RFNC-VNIIEF, Sarov, 2011. P. 211–221.

3. Buyko A. M., Garanin S. F., Glybin A. I. et alia "A Disk EMG System for Driving Impacting Liners to ~20 km/s", Proc. XIII Khariton Scientific Talks. Ed. A. L. Mikhailov, RFNC-VNIIEF, Sarov, 2011. P. 488–495.

4. Buyko A. M., Garanin S. F., Zmushko V. V. et alia "Simulations of Magnetic Implosion of Impacting Liners Driven to ~20 km/s". Proc. XIII Khariton Scientific Talks. Ed. A. L. Mikhailov, RFNC-VNIIEF, Sarov, 2011. P. 549–556.

5. Buyko A. M., Garanin S. F., and Zmushko V. V. "Magnetic liner implosion simulations for the ALT-3 experiment", Pres. XIV Int.Conf. Khariton Scientific Talks. RFNC-VNIIEF, Sarov, 12–16 March 2012.

6. Buyko A. M., Garanin S. F., and Zmushko V. V. "Magnetic liner implosion simulations for the ALT-3 experiment", Report at the XIV Intern. Conf. on Megagauss Magn. Field Generation and Related Topics. October 14–19, 2012, USA, Hawaii, Maui.

7. Miles A. R. "Simulation of liner uniformity in the ALT-3 test problem", Report at the XIV Intern. Conf. on Megagauss Magn. Field Generation and Related Topics. October 14–19, 2012, USA, Hawaii, Maui.

8. Miles A. R. "Simulation of liner uniformity in the ALT-3 liner test problem", Presented at the XV Khariton Scientific Readings.

9. Buyko A. M., Garanin S. F., and Zmushko V. V. "To the Choice of Liner PU Geometry for the ALT-3 Experiment", Presented at the XV Khariton Scientific Readings.

10. Buyko A. M., Private communication.

11. Sgro A. G., Rousculp C. L., and Reinovsky R. E. "ALT-3 Implosion Analysis", Presented at the XV Khariton Scientific Readings.

ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

П. С. Комаров, С. И. Ашитков, М. Б. Агранат, Г. И. Канель

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412

В пикосекундном временном диапазоне проведены исследования ударно-волновых явлений, генерируемых фемтосекундными лазерными импульсами в пленочных образцах железа субмикронной толщины. Для измерения истории смещения тыльной поверхности испытуемых образцов применялась интерферометрическая методика непрерывной регистрации с использованием частотно-модулированных диагностических импульсов. Зарегистрировано расщепление ударной волны на упругую и пластическую с напряжением сжатия за фронтом упругого предвестника до 27.5 ГПа. Измеренные значения сдвиговой и откольной прочности железа составили 7.9 ГПа и 20.3 ГПа соответственно, что сопоставимо с расчетными значениями идеальной прочности на сдвиг и растяжение.

Известно, что при увеличении скорости растяжения [1] увеличивается сопротивление материалов разрушению, что связано с ограниченной скоростью образования и роста несплошностей. Существует предельно возможное значение прочности («идеальная» прочность), приблизиться к которой в ударно-волновых экспериментах можно увеличивая скорость деформирования вещества, что может быть достигнуто либо увеличением амплитуды ударной нагрузки, либо уменьшением ее длительности. Ранее были проведены исследования [2–8] ударно-волновых явлений в пленочных образцах алюминия, генерируемых фемтосекундными лазерными импульсами, которые показали возможность реализации в этих условиях сдвиговых и растягивающих напряжений, близких к предельно возможным [9–12] значениям сдвиговой и объемной прочности.

Величина идеальной прочности при растяжении соответствует величине отрицательного давления, по достижению которого объемный модуль принимает нулевое значение $\left(dp/dV = 0\right)$. При этом состояния с нулевым объемным модулем соответствуют спинодали конденсированного вещества [9] и, должны быть недостижимы в реальных экспериментах. Идеальная прочность на сдвиг определяется как величина сдвигового напряжения, необходимого для зарождения дислокаций и образования дефектов упаковки в совершенном кристалле без участия тепловых флуктуаций [10]. Другое определение идеальной сдвиговой прочности связывает последнюю с фононной неустойчивостью кристаллической решетки [11, 12].

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований эволюции ударных волн в железе, которое имеет менее плотную и более жесткую объемно-центрированную кубическую кристаллическую структуру по сравнению с алюминием, исследования которого мы проводили ранее [2–8]. При давлении 13 ГПа железо претерпевает полиморфное превращение $\alpha \to \varepsilon$, и ε-фаза высокого давления имеет гексагональную плотноупакованную структуру.

В последние годы для непрерывной одноимпульсной диагностики ударно-волновых явлений в пикосекундном временном диапазоне интенсивно развиваются методы спектральной интерферометрии с применением частотно-модулированных (чирпированных) диагностических импульсов [13–15]. Большинство современных мощных фемтосекундных систем используют принцип усиления чирпированных импульсов (CPA – Chirped Pulse Amplbfication) [16]. Данный принцип заключается в том, что фемтосекундный импульс после задающего оптического генератора сначала растягивается во времени временным расширителем (стретчером), потом усиливается в усилителе мощности и далее сжимается временным компрессором примерно до первоначальной длительности. В случае временного расширителя на дифракционных решетках (что имеет место в используемой фемтосекундной лазерной системе) чирпированный импульс обладает линейной частотной модуляцией, когда несущая частота излучения пропорциональна текущему моменту времени (положительный чирп).

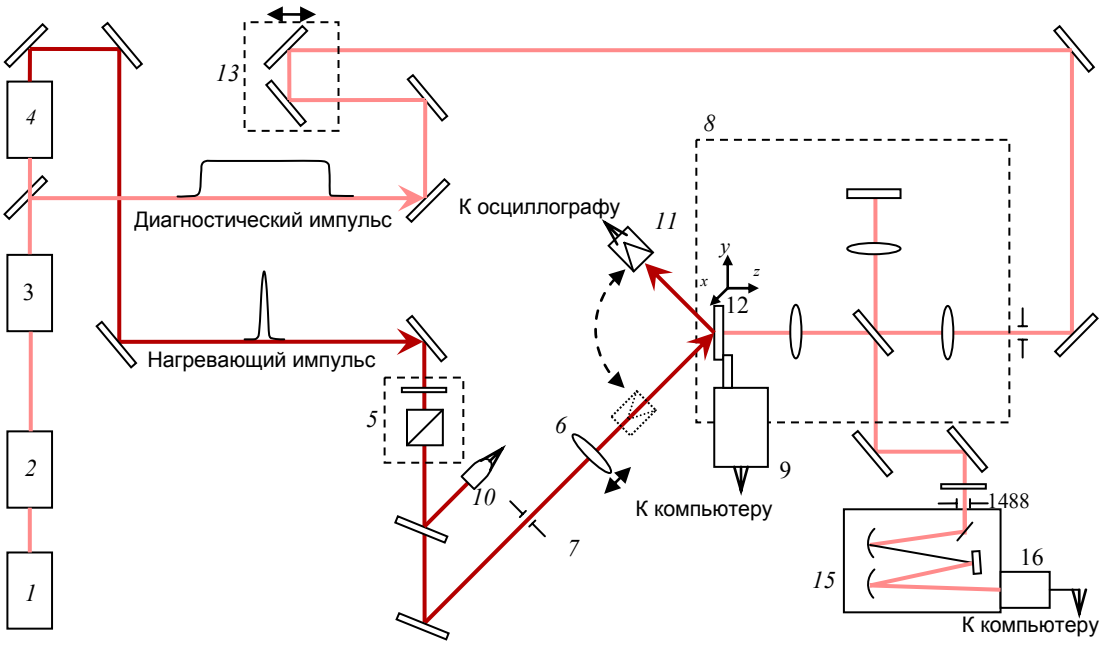


Рис. 1. Оптическая схема измерений: 1 – задающий генератор, 2 – стретчер, 3 – регенеративный усилитель, 4 – оптический компрессор, 5 – ослабитель энергии, 6 – фокусирующая линза, 7 – ирисовая диафрагма, 8 – интерферометр Майкельсона, 9 – моторизированный мишенный узел, 10 – фотодиод, 11 измеритель энергии, 12 – мишень, 13 – линия задержки, 14 – входная щель спектрографа, 15 – спектрограф, 16 – ПЗС камера

Для проведения исследований использовалось излучение фемтосекундной лазерной системы. Часть чирпированного импульса длительностью около 200 пс с помощью делителя отводилась из лазерного тракта перед компрессором и направлялась в оптическую схему измерений для подсветки интерферометра Майкельсона. Перед регистрирующей ПЗС камерой находился дифракционный спектрометр Черни – Тернера. После компрессора основная часть усиленного фемтосекундного импульса, синхронизованного во времени с диагностическим импульсом, воздействует на мишень, генерируя в ней импульс ударного сжатия. На выходе спектрометра ПЗС камера регистрирует интерферограмму. Кадр представляет собой распределение интенсивности, в котором по одной координате представлен спектр диагностического импульса, а по другой распределение интенсивности вдоль входной щели спектрометра. В случае зондирующего импульса с линейной частотной модуляцией регистрируемая длина волны λ линейно зависит от времени t. Результатом обработки экспериментальных интерферограмм является пространственно-временная развертка изменения фазы $\Delta\psi(y,t)$ зондирующего импульса, характеризующая динамику величины смещения Δz поверхности образца во времени t с разрешение по одной пространственной координате y в плоскости образца. Временное разрешение определяется величиной спектрального разрешения, т. е. шириной изображения входной щели и дисперсией спектрометра.

Для нагрева мишени используется большая часть лазерного излучения, которая после прохождения оптического компрессора фокусируется линзой с фокусным расстоянием 100 мм на мишень. Путем изменения расстояния между решетками компрессора длительность оптических импульсов τ_L могла варьироваться от 40 фс до 150 фс. Возможность изменения длительности τ_L может в ряде случаев служить для оптимизации режима лазерного воздействия на мишень, в том числе для избежания оптического пробоя за счет снижения пиковой интенсивности излучения. Энергия нагревающих импульсов варьировалась в пределах трех порядков величины с помощью поляризатора и полуволновой пластины (рис. 1). Система фокусировки обеспечивала гауссово пространственное распределение плотности энергии $F(x,y)$ в фокусе на мишени с характерным радиусом $r_0 = 18-30$ мкм по уровню e^{-1}. Данный пространственный размер области воздействия обеспечивает одномерный характер деформаций в исследуемом временном диапазоне. Энергии нагревающих импульсов E измерялась калиброванным фотодиодом (*10*). Калибровка фотодиода осуществлялась с помощью измерителя энергии Sigma (Coherent, США) (*11*), который вводился в

пучок непосредственно перед мишенью (*12*). Амплитуда сигнала фотодиода, пропорциональная энергии лазерного импульса, регистрировалась цифровым осциллографом Tehtronix TDS-3052.

Максимально достижимая энергия импульсов на мишени в данной схеме измерений составила $E \approx 160$ мкДж. При данном значении E максимальная интенсивность I в фокальном пятне могла достигать $\sim 10^{14}$ Вт/см^2 и превышать величину порога оптического пробоя, который ведет к экранировке поверхности мишени от падающего излучения. Измерения проводились при меньшей энергии импульсов ниже порога возникновения оптического пробоя.

Перемещение образца по трем взаимно перпендикулярным направлениям XYZ с максимальной величиной перемещения 20 мм по каждой из координат и шагом 1,25 мкм осуществлялось с помощью моторизированного мишенного узла (*9*). Для диагностики ударно волновых явлений использовались частотно-модулированные (чирпированные) импульсы длительностью около 300 пс с центральной длиной волны излучения $\lambda_0 = 795$ нм и шириной спектра $\Delta\lambda = 40$ нм. Оптическая линия задержки (*13*) служит для точного согласования времени воздействия на мишень нагревающего лазерного импульса и подсветки тыльной поверхностью зондирующим импульсом. Механическая линия задержки позволяет изменять величину временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами в диапазоне значений $\Delta\tau = 0 \div 2$ нс с шагом 8 фс.

Разложение в спектр частотно-модулированного сигнала с выхода интерферометра проводилось с помощью дифракционного спектрометра Acton-2300*i*, собранного по схеме Черни – Тернера с фокусным расстоянием 300 мм. Используемый в настоящей измерительной схеме спектрометр был укомплектован дифракционной решеткой 600 штр/мм, используя которую при данных параметрах схемы непрерывная регистрация динамики смещения осуществлялась во временном диапазоне $\Delta t_1 = 0 - 230$ пс. с временным разрешением $\delta t_1 \approx 1$ пс. Применяемый Фурье-анализ двумерных интерферограмм обеспечивает погрешность измерения величины смещения на уровне $\delta z \approx 1$ нм.

В эксперименте регистрировались три интерферограммы: интерферограмма поверхности образца до воздействия (*начальная*), интерферограмма поверхности в момент выхода ударной волны (*временная*) и интерферограмма после окончания ударно волнового процесса – спустя

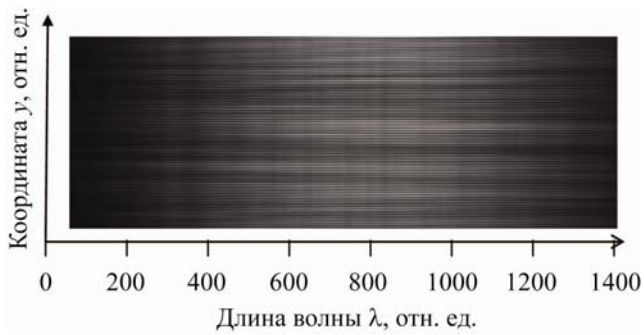
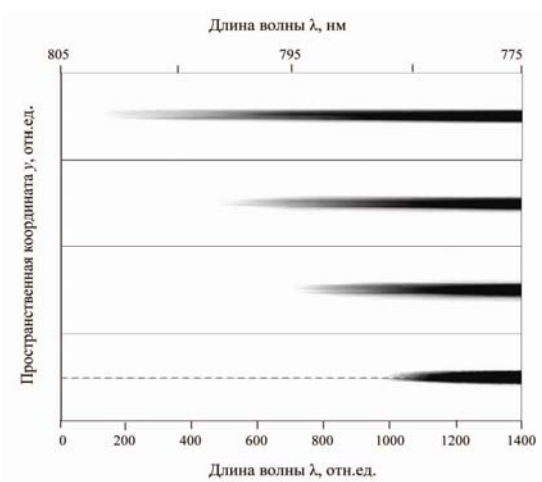
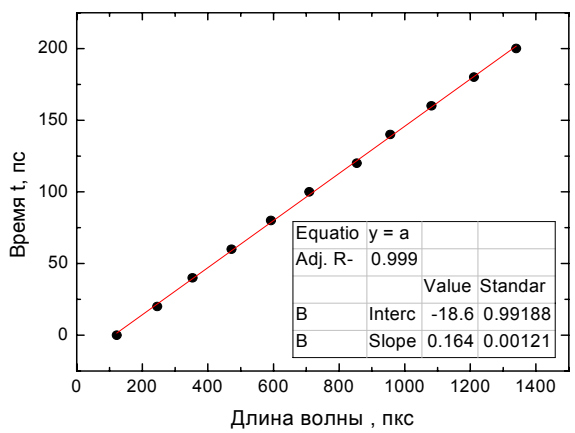


Рис. 2. Интерферограмма поверхности мишени, регистрируемая ПЗС камерой на выходе спектрометра (дифракционная решетка 600 штр/мм) при подсветке интерферометра частотно-модулированным (чирпированным) импульсом с центральной длиной волны 795 нм



а



б

Рис. 3. Двумерные распределения фазы $\Delta\psi(y,\lambda)$ для различной величины временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами (а); калибровочная кривая $t(\lambda)$ для дифракционной решетки спектрометра с периодом штрихов 600 штр/мм (маркеры – эксперимент; линия – линейная аппроксимация). Нулевой момент времени выбран произвольно (б)

примерно несколько секунд после воздействия (*финальная*). На рис. 2 в качестве примера приведена начальная интерферограмма тыльной поверхности мишени.

Калибровка временной шкалы осуществлялась путем изменения временного интервала Δt между приходом на мишень нагревающего и зондирующего импульсов с помощью оптической линии задержки (*13*). На рис. 3а в качестве примера приведен ряд распределений фазы $\Delta\psi(y,\lambda)$ полученных после Фурье-анализа интерферограмм, регистрируемых на выходе спектрометра при различной временной задержке Δt.

На рис. 3б приведен калибровочный график для дифракционной решетки с периодом 600 штр/мм, устанавливающий соответствие между регистрируемой длиной волны λ и текущим моментом времени t в частотно модулированном диагностическом импульсе.

Временное разрешение методики δt определяется спектральным разрешением спектрометра, которое в свою очередь зависит от рабочей ширины входной щели и дисперсии, определяемой типом решетки и фокусным расстоянием оптической системы. Измеренная ширина изображения щели δx (рис. 4) на уровне $0{,}5\,I_{\max}$ составила

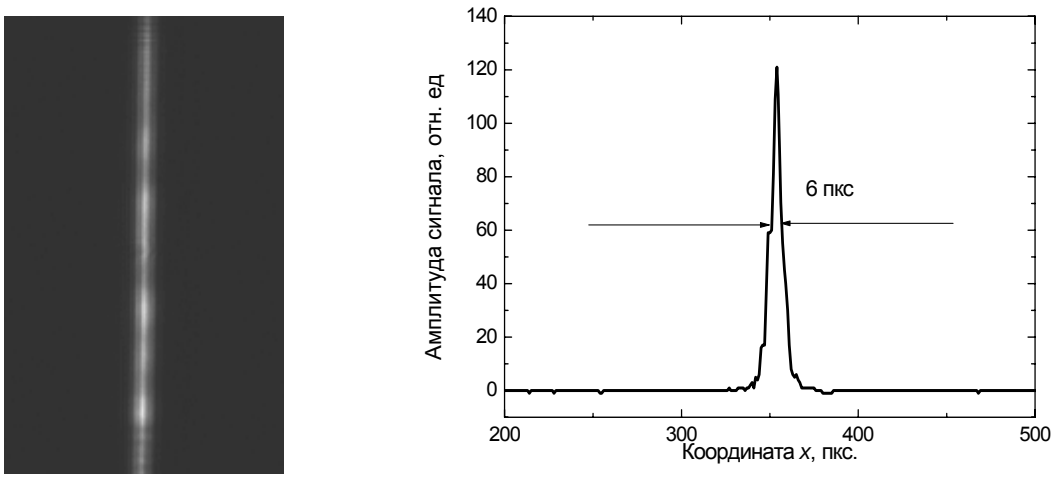


Рис. 4. Изображение входной щели спектрометра на ПЗС камере (*а*) и пространственный профиль распределения интенсивности вдоль оси x (*б*)

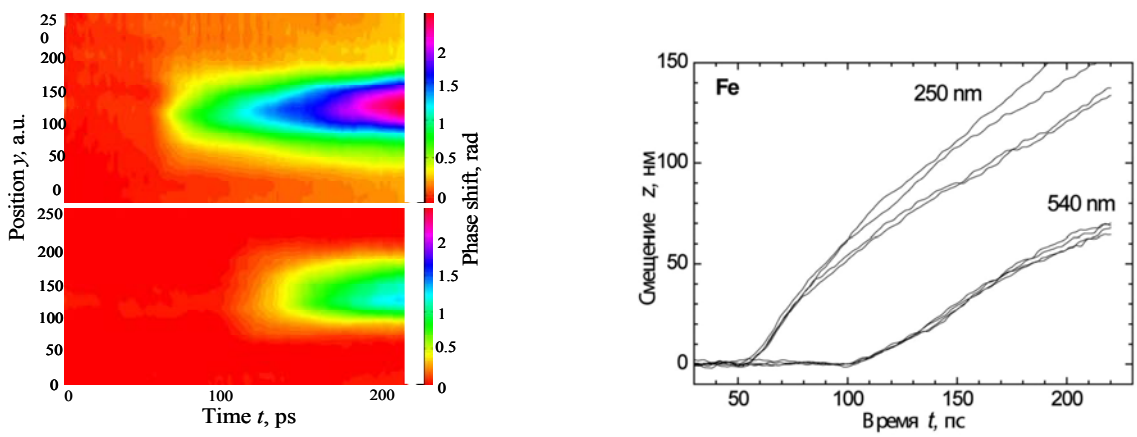


Рис. 5. Пространственно-временные распределения фазы диагностического частотно-модулированного импульса при выходе импульса ударного сжатия на тыльную свободную поверхность образцов железа толщиной 250 нм и 540 нм (*а*); волновые профили смещения $z(t)$ для пленочных образцов железа различной толщины (б); лазерный импульс: $\tau_L = 100$ фс, $\lambda = 795$ нм, плотность энергии в лазерного излучения в центре фокального пятна $F_0 = 3$ Дж/см^2.

$\delta x \approx 2,5$ мкм. Отсюда, используя результаты временной калибровки, имеем величину временного разрешения $\delta t \approx 1$ пс.

Анализ интерферограмм позволяет получить информацию о динамике движения поверхности мишени. Измеряемая величина сдвига фазы $\Delta\Psi$ связана с величиной смещения Δz посредством соотношения $\Delta z = \Delta\Psi\lambda/4\pi$.

На рис. 5а приведены измеренные в двух опытах для пленочных образцов железа различной толщины пространственно-временные распределения изменения фазы диагностического импульса $\Delta\Psi(t, y)$, описывающие пространственно неоднородное движение тыльной поверхности при выходе на нее импульса ударного сжатия, созданного фемтосекундным импульсом с пространственным гауссовым распределением интенсивности.

На рис. 5б приведены два семейства волновых профилей $z(t)$ для образцов железа различной толщиной 250 нм и 540 нм при плотности энергии лазерного излучения F_0 = 3 Дж/см^2. Профили построены для центральной части области воздействия с интегрированием по пространственному интервалу ±2 мкм, что соответствует диапазону вариации плотности энергии падающего излучения $\Delta F / F_0 = 0,01$.

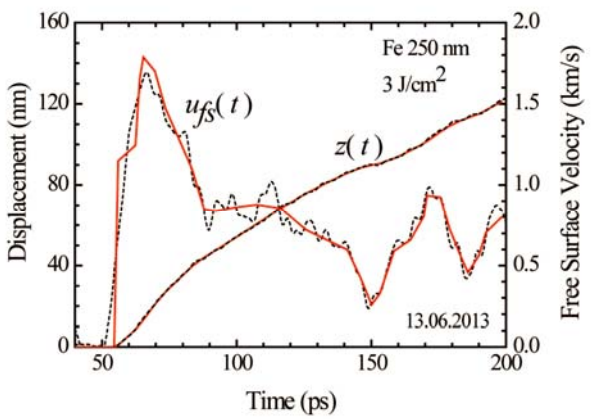


Рис. 6. Пример обработки одного из представленных на рисунке 4.4 (a) профилей смещения $z(t)$ для образца толщиной d =250 нм. Пунктирными линиями показаны измеренный профиль смещения и профиль скорости свободной поверхности, полученный дифференцированием сглаженного профиля $z(t)$. Сплошными линиями показаны результаты итерационной обработки

На рис. 6 приведен пример обработки профиля смещения. Профиль скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ получен путем дифференцирования экспериментальной зависимости $z(t)$ с последующей итерационной обработкой, в результате которой интеграл скорости наилучшим образом соответствует измеренной истории смещения.

На рис. 7 представлены усредненные профили скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ для пленочных образцов толщиной железа полученные из измеренных профилей смещения (рис. 5) по описанному выше алгоритму.

Скорость распространения ударной волны U_S на исследуемом участке определялась по измеренным интервалам времени Δt между моментами выхода ударной волны на поверхность образцов разной толщины из соотношения $U_S = \Delta d / \Delta t$, где Δd – разность толщин образцов.

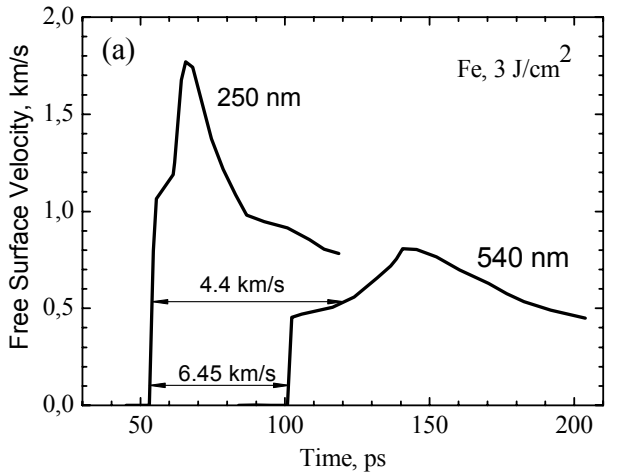


Рис. 7. Эволюция лазерно-индуцированной ультракороткой ударной волны сжатия по мере ее распространения в железе на субмикронной длине распространения; лазерный импульс: τ_L =100 фс, λ = 795 нм, F_0 = 3 Дж/см^2

Для железа скорость фронта первой волны на участке от 250 нм до 540 нм в среднем по всей сумме проведенных опытов составила $U_S = 6,45 \pm 0,2$ км/с. При этом скорость поверхности u_{fs} за первой ударной волной по мере распространения уменьшается от $1,06 \pm 0,06$ км/с на расстоянии 250 нм до $0,45 \pm 0,03$ км/с на расстоянии 540 нм.

С использованием средних значений массовой скорости за фронтом предвестника и скорости его распространения, а также продольной скорости

звука при нулевом давлении c_l, была построена метастабильная ударная адиабата железа в виде $U_S = 5{,}97 + 1{,}2\,u_p$ км/с.

Напряжения сжатия за фронтом упругого предвестника определялось из соотношения:

$$\sigma_{HEL} = \rho_0 U_S u_p, \qquad (1)$$

где ρ_0 — плотность материала.

Соответствующие значения σ_{HEL} для железа ($\rho_0 = 7{,}86$ г/см^3) найдены равными 27,5±2,5 ГПа и 11,0±1 ГПа на расстояниях 250 нм и 540 нм соответственно.

На рис. 8 наряду с метастабильной ударной адиабатой железа также нанесены равновесные адиабаты α-фазы низкого давления и ударная адиабата с переходом в ε-фазу высокого давления.

По отклонению состояния за фронтом предвестника от равновесной адиабаты определена величина максимального напряжения сдвига τ из соотношения [17, 18]:

$$\sigma_z(V) - p(V) = \frac{4}{3}\tau, \qquad (2)$$

где σ_z — продольное напряжение упругого сжатия. Полученные максимальные значения напряжения сдвига τ составили 7,9 ГПа для железа.

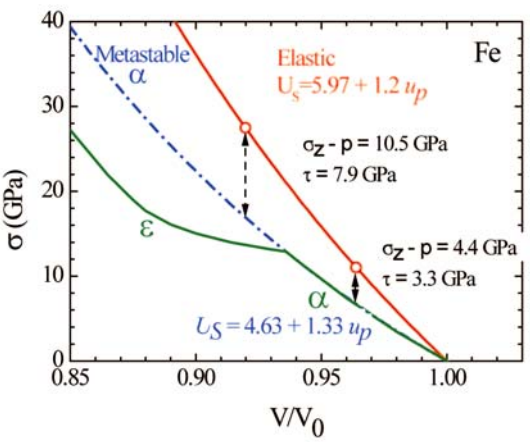


Рис. 8. Параметры состояния железа за фронтом упругого предвестника

Отражение импульса сжатия от свободной поверхности образца приводит к возникновению в нем растягивающих напряжений. В случае превышения величины растягивающий напряжений прочности материала σ_{spall}, в образце образуется разрушение (откол) [18, 19]. Релаксация напряжений при разрушении приводит к образованию вторичной волны сжатия – так называемого откольного импульса, которая, достигая свободной поверхности, приводит ко второму возрастанию ее скорости. Величина растягивающего напряжения непосредственно перед разрушением определяется по декременту скорости Δu_{fs} между ее максимальным значением и значением перед откольным импульсом. В акустическом приближении, когда вклад нелинейности сжимаемости вещества незначителен, метод характеристик дает простую формулу для расчета величины откольной прочности $\sigma_{spall} = \rho_0 c\,\Delta u_{fs}/2$, где c – скорость звука. В наших экспериментах реализованы большие растягивающие напряжения и пренебрежение нелинейностью становится некорректным. По этой причине при обработке результатов измерений использовалась экстраполяция ударной адиабаты в координатах $\sigma_z - u_p$ в область отрицательных давлений, что приводит к соотношению:

$$\sigma_{spall} = \frac{1}{2}\rho_0\left(c_0 - b\,\Delta u_{fs}/2\right)\Delta u_{fs}, \qquad (3)$$

где c_0 и b — коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты $U_S = c_0 + b u_p$.

С учетом упругопластических эффектов расчетная формула в линейном приближении для импульсов нагрузки треугольного профиля принимает вид [20, 21]:

$$\sigma_{spall} = \rho_0 c_l \Delta u_{fs}\frac{1}{1 + c_l/c_b}, \qquad (4)$$

где c_b — объемная скорость звука.

Скорость деформирования вещества определяется, как скорость расширения вещества в разгрузочной части падающего импульса сжатия:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{V}/V_0 = \dot{u}_{fs}/2c, \qquad (5)$$

где $\dot{u}_{fs}$ — скорость спада в разгрузочной части измеренного волнового профиля

На рис. 9 представлены полученные значения откольной прочности железа, они сопоставлены с результатами измерений при большей длительности ударной нагрузки [22–26].

В результате проведенных исследований было продемонстрирована высокая эффективность применения экспериментальной методики с применением частотно-модулированного импульса для диагностики для исследования ударно-волновых явлений в пикосекундном временном диапазоне.

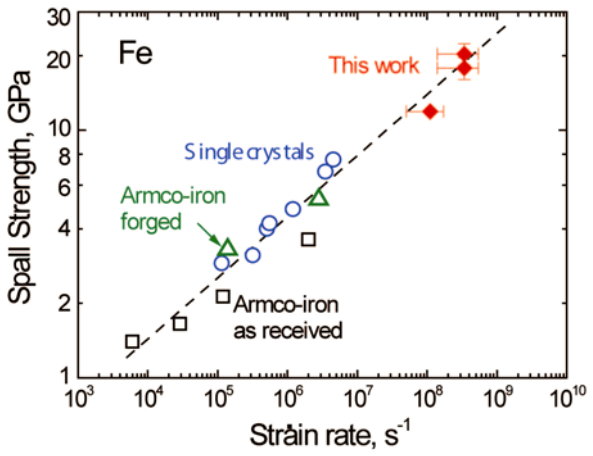


Рис. 9. Сопоставление результатов измерений откольной прочности железа, полученные в настоящей работе в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки (◆), с литературными данными при меньших скоростях деформирования

Измеренное максимальное значение сдвиговой прочности железа составило 7,2–7,5 ГПа, что практически совпадает со значением «идеальной» прочности на сдвиг [11, 27]. Также по данным измерений была определено значение откольной прочности, равное 20,3 ГПа, что также соизмеримо с величиной «идеальной» объемной прочности.

Список литературы

1. Канель Г. И., Фортов В. Е., Разоренов С. В. // УФН, 2007. 177, 809.

2. Ашитков С. И., Агранат М. Б., Канель Г. И. и др. // Письма в ЖЭТФ, 2010. 92, 568.

3. Whitley V. H., McGrane S. D., Eakins D. E. et al. // Appl. Phys., 2011. 109, 013505.

4. Crowhurst J. C., Armstrong M. R., Knight K. B. et al. // Phys. Rev. Lett., 2011. 107, 144302.

5. Kadau K., Germann T. C., Lomdahl P. S. et al. // Phys. Rew. B, 2005. 72, 064120.

6. Demaske B. J., Zhakhovsky V. V., Inogamov N. A. et al. // Phys. Rew. B, 2013. 87, 054109.

7. Smith R.F., Eggert J.H., Rudd R.E. et al. // J. Appl. Phys., 2011. 110, 123515.

8. Ashitkov S.I., Agranat M.B., Kanel G.I., and Fortov V.E. AIP Conf. Proc., 2012. 1426, 1081.

9. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. С. 312.

10. Jahnátek M., Hafner J., and Krajčí M. // Phys. Rew. B, 2009. 79, 224103.

11. Clatterbuck D. M., Krenn C. R., Cohen M. L. et al. // Phys. Rev. Let. 2003. 91, 135501.

12. Kimminau G., Erhart P., Bringa E.M. et al. // Phys. Rew. B, 2010. 81, 092102.

13. Single-shot spectral interferometry with chirped pulses / J.P. Geindre, P. Audebert, S. Rebibo, and J.C. Gauthier // Opt. Lett. 2001. Vol. 26, № 20. P. 1612–1614.

14. Ultrafast dynamic ellipsometry of laser ablated silicon / C. A. Bolme, S. D. McGrane, D. S. Moore, and D. J. Funk // Proc. of SPIE. – 2008. Vol. 7005. P. 70050M.

15. Динамика деформации и откольная прочность алюминия при однократном воздействии фемтосекундного лазерного импульса / С. И. Ашитков, П. С. Комаров, А. В. Овчинников и др. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 3. С. 242–245.

16. Крюков П. Г. Лазеры ультракоротких импульсов / П. Г. Крюков // Квантовая электроника. – 2001. Т. 31 , № 2. С. 95–119.

17. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Москва, Наука, 1966.

18. Kanel G. I., Razorenov S. V., Fortov V. E. Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter. Springer, New York, 2004. pp. 320.

19. Kanel G. I. Fatigue & Fracture of Engineering Materials and structures, 1999. 22 (11), 1011.

20. Каннель Г. И. // ПМТФ, 2001. 42, 194.

21. Степанов Г. В. // Проблемы прочности, 1976. 8, 66.

22. Kanel G. I., Razorenov S. V. and Fortov V. E. Mech. Solids. 2005. 40(4), 69.

23. Разоренов С. В., Канель Г. И., Фортов В. Е. // Физ. металлов и металловедение, 2003. 95, 91.

24. Kanel G. I., Razorenov S. V., Utkin A. V.et al. High-Pressure Science and Technology - 1993. Ed.: S.C. Schmidt, J.W. Shaner, G.A. Samara, M. Ross. American Institute of Physics, New York, AIP Conference Proceedings 309, p. 1043.

25. Kanel G. I., Razorenov S. V., Baumung K. et al. // J. Appl. Phys. 2001. 90, 136.

26. Moshe E., Eliezer S., Henis Z.et al. // Appl. Phys. Letters, 2000. 76, 1555.

27. Ogata S. J., Li N., Hirosaki Y., Shibutani S. Yip. // Phys. Rev. B, 2004. 70, 104104.

ИЗУЧЕНИЕ ОТКОЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ В СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗАХ ПРИ НАГРУЖЕНИИ ИНТЕНСИВНЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

С. А. Абросимов, А. П. Бажулин, А. П. Большаков, В. И. Конов, И. К. Красюк, П. П. Пашинин, В. Г. Ральченко, А. Ю. Семенов, Д. Н. Совык, И. А. Стучебрюхов, В. Е. Фортов[1], К. В. Хищенко[1], А. А. Хомич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук,
[1] Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

Представлены результаты экспериментального исследования откольного явления в поли- и кристаллическом синтетическом алмазе. Ударно-волновое воздействие на мишень создавалось на установке «Камертон-Т» лазерным импульсом длительностью 70 пс. Для достижения абляционного давления на лицевой поверхности мишени величиной 0,66 ТПа использовано лазерное излучение Nd:glas-лазера (вторая гармоника – $\lambda = 527$ нм, энергия импульса 2,5 Дж) при интенсивности вплоть до $2 \cdot 10^{13}$ Вт/см^2. Достигнутая максимальная величина откольной прочности алмаза $\sigma^* \approx 16{,}5$ ГПа составляет 24 % от теоретического предела прочности. Методом комбинационного рассеяния света получены указания на то, что в области откола на тыльной стороне мишени небольшое количество кристаллического алмаза графитизуется.

В этом сообщении представлены результаты экспериментального исследования особенностей явления откола в мишенях из поли- и монокристаллического синтетического алмаза. Для создания откольного растягивающего напряжения (отрицательного давления) образцы подвергались ударно-волновому нагружению под действием лазерного импульса длительностью 70 пс.

Интерес к изучению физических свойств алмаза в экстремальных условиях связан с тем, что этот материал обладает уникальными физическими и механическими свойствами [1]. В частности, статическая механическая прочность синтетического алмаза на излом равна 2,8 ГПа [2]. В связи с этим, представляет интерес экспериментально определить динамическую механическую прочность алмаза. Величина теоретического предела прочности вещества σ^* может быть оценена сверху по формуле $\sigma^* = \rho c_0^2/4b$, где ρ – плотность вещества, а c_0 и b – коэффициенты его ударной адиабаты $D = c_0 + bU$ [3], где D – скорость фронта ударной волны, U – массовая скорость. По данным работы [4] для алмаза $c_0 = 11{,}2$ км/с, $b = 1{,}2$. В результате получаем для величины предельной прочности алмаза оценку сверху – 91,8 ГПа.

Для получения сведений о динамической механической прочности исследуемого материала использовано явление откола [5]. Это явление возникает вблизи тыльной (свободной) поверхности мишени в результате отражения волны сжатия, генерируемой действием импульса лазерного излучения на её лицевую сторону. В результате отражения, свободная поверхность мишени приходит в движение, что вызывает распространение волны растяжения навстречу импульсу сжатия. На некотором расстоянии от тыльной поверхности давление в мишени становится отрицательным, причем растягивающее напряжение может превысить предел прочности материала на разрыв, что приведет к образованию откольного слоя, который отлетает от исходного образца.

Интерес к исследованию вещества в области отрицательных давлений связан с тем, что при этом могут быть получены новые данные об уравнениях состояния, фазовых переходах, полиморфных превращениях и механизмах разрушения материала при растягивающих нагрузках в ранее неизученных областях фазовых диаграмм [6]. В настоящее время наиболее интересным представляется использование лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности, приво-

дящих к весьма малым продолжительностям ударно-волнового воздействия.

Эксперименты выполнены на лазерной установке на неодимовом стекле «Камертон-Т» Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН. Основное излучение преобразовано во вторую гармонику с длиной волны излучения 0,527 мкм. Энергия в импульсе лазерного излучения достигала величины 2,5 Дж. Лазерное излучение фокусировалось на мишени в пятно диаметром от 0,3 до 0,8 мм. Максимальная величина плотности потока лазерного излучения в области фокусировки достигала величины $2\cdot10^{13}$ Вт/см^2, а абляционное давление – 0,66 ТПа. Образцы (пластины) поликристаллического алмаза синтезированы методом химического осаждения из пара (CVD) в СВЧ разряде в плазмохимическом реакторе УПСА-100 (ООО «Оптосистемы) [7]. Пластины из монокристаллического синтетического алмаза типа Ib с ориентацией (100) имели коммерческое происхождение. В экспериментах использованы алмазные мишени толщиной от 140 до 400 мкм.

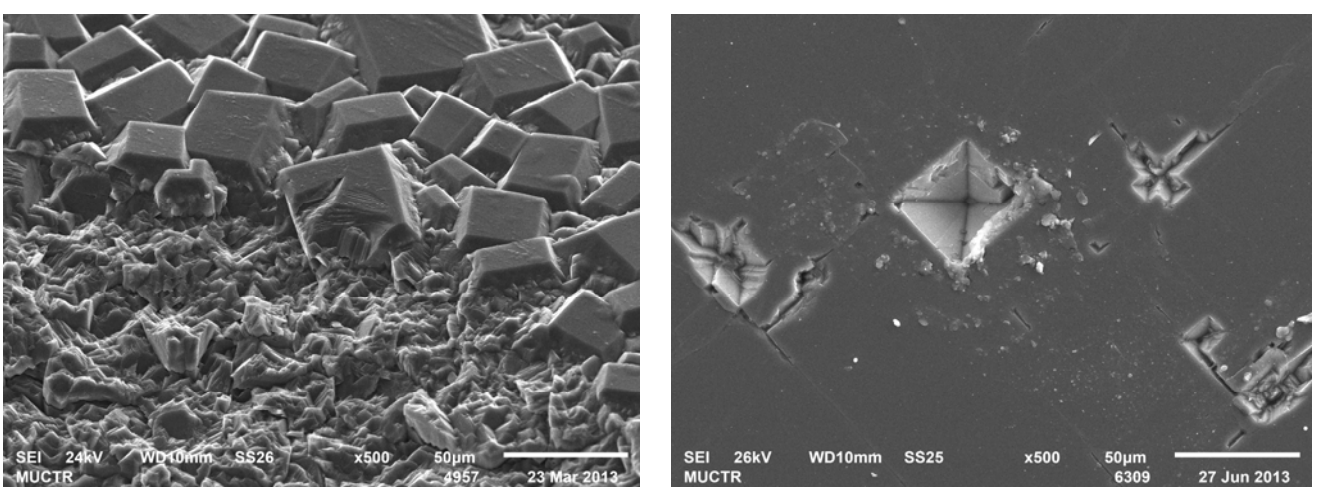
Для определения величин откольной прочности σ* и скорости деформирования $\dot{V}/V_0$ среды (V_0 – начальный удельный объём, а $\dot{V}$ – скорость его изменения во времени) использован подход, основанный на измерении глубины откольной выемки h после импульсного лазерного воздействия на мишень с последующим математическим моделированием ударно-волнового процесса в исследуемом образце [8, 9]. Для расчета величин σ* и $\dot{V}/V_0$ использован численный код, созданный по схеме типа Куранта – Изаксона – Риса на основе уравнений гидродинамики [10]. В коде было использовано широкодиапазонное полуэмпирическое уравнение состояния алмаза [11]. Предполагалось, что форма импульса абляционного давления на лицевой поверхности мишени повторяет форму импульса лазерного излучения. Связь между амплитудой импульса абляционного давления P_a (ГПа) и интенсивностью лазерного излучения $I_л$ (Вт/см^2) задавалась полуэмпирической формулой [12]:

$$P_a = 1,2\left(10^{-14} I_л\right)^{2/3} \lambda^{-2/3} \left[A/(2Z)\right]^{3/16}$$

при $I_л \geq 10^{12}$ Вт/см^2, где λ – длина волны лазерного излучения (мкм), A – атомный вес, Z – атомный номер вещества мишени.

В экспериментах фиксировалась величина интенсивности лазерного импульса, при которой происходил откол. В этом случае за величину откольной прочности σ* (прочности на растяжение) принималась минимальная (отрицательная) величина давления, рассчитанная в измеренном положении плоскости откола.

В результате работы впервые получены экспериментальные данные об откольной прочности синтетических алмазов от скорости деформирования вплоть до 0,7 10^8 с$^{-1}$. С помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) изучена морфология лицевой и тыльной поверхностей образцов



а б

Рис. 1. Морфология откольных поверхностей алмазных мишеней при наблюдении в растровом электронном микроскопе: а – край кратера в поликристаллическом алмазе, амплитуда давления на лицевой поверхности мишени 660 ГПа; б – монокристаллический алмаз (грань 100), амплитуда давления на лицевой поверхности мишени 280 ГПа. Толщина образцов 320 мкм

после лазерного воздействия. На оптическом профилометре (NewVew 5000 «Zygo») определён рельеф лицевой и тыльной поверхности образцов после лазерного воздействия. На спектрометре (LabRam HR, Horiba) методом комбинационного рассеяния света (КР) с длиной волны 0,488 нм проанализирован фазовый состав вещества на облучённых и откольных поверхностях мишеней и на сколотых фрагментах.

На рис. 1 приведены изображения РЭМ тыльных (откольных) сторон поли- и монокристаллического образцов после ударно-волнового воздействия амплитудой 0,66 и 0,28 ТПа, соответственно. Можно видеть существенную разницу в поведении поли- и монокристаллического алмаза при растяжении. В случае поликристаллического материала откол происходит практически равномерно по всей поверхности откольного кратера, максимальная глубина которого 45 мкм (рис. 1а). Дно кратера имеет весьма шероховатую поверхность по сравнению с гладкими прямоугольными гранями (100) исходных (расположенных за пределами кратера) кристаллитов размером 20–30 мкм. Это является следствием разрыва алмаза по объему зерен, а не по их границам [7].

В случае монокристаллического образца откол носит очаговый характер, из области откола отделяются отдельные фрагменты пирамидальной формы с поперечником от 20 до 40 мкм (см. рис. 1б). Наклонные грани инвертированных пирамид образованы плоскостями (111), которые являются плоскостями спайности в алмазе, наиболее легко подверженными сколу. Сплошной кратер не сформирован, по-видимому, из-за того, что условия облучения были близки к порогу разрушения.

На рис. 2 показана экспериментально полученная зависимость откольной прочности σ* поли- и монокристаллических синтетических алмазов от скорости деформирования $\dot{V}/V_0$. Данные, для обоих типов образцов укладываются на единую кривую, описываемую выражением $\sigma^* = 1{,}17\ 10^{-5}\left(\dot{V}/V_0\right)^{0{,}915}$. Достигнута величина откольной прочности σ* ≈ 16,5 ГПа, что составляет 24 % предельной теоретической величины 69,5 ГПа, которая следует из использованного уравнения состояния алмаза [11], но существенно больше статической прочности алмаза. Для сравнения, измеренная прочность на излом σ для аналогичных пластин поликристаллического алмаза толщиной 140–400 мкм составляет 0,4–0,5 ГПа [7].

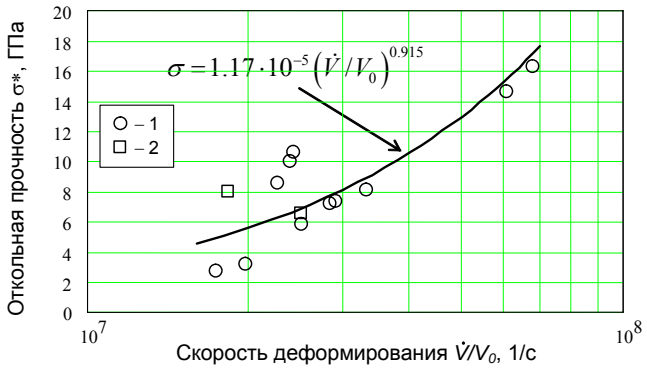


Рис. 2. Зависимость откольной прочности поликристаллического (1) и монокристаллического (2) алмаза от скорости деформирования

Интересным представляется вопрос, происходит ли графитизация (или аморфизация) при разрыве алмаза. Фазовый состав на обнаженной после откола поверхности был проанализирован методом КР.

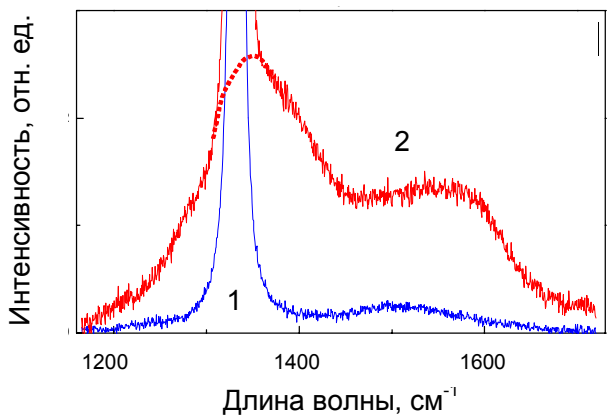


Рис. 3. Спектры КР поликристаллического алмаза вне зоны откола (1) и осколков, выброшенных из откольного кратера (2)

На рис. 3. показаны типичные спектры КР исходной поликристаллической пластины и уловленных осколков откольной пластинки. В спектре осколков кроме узкой сильной линии алмаза на частоте 1332 см$^{-1}$ наблюдаются хорошо выраженные широкие линии D и G разупорядоченного графита вблизи 1350 и 1590 см$^{-1}$, соответственно. Спектры нормированы на интегральную интенсивность алмазной линии, что соответствует равному по объему количеству исследованного материала. Интенсивность линий от графитоподобного углерода на поверхности осколков на порядок выше, чем для исходного материала, а их форма

ближе к той, которая наблюдается на лицевой поверхности в абляционном кратере [13], где превращение алмаза в графит неизбежно имеет место вследствие сильного нагрева [14]. Это указывает на частичное трансформирование алмаза в неупорядоченную графитовую фазу при деформации и отрыве алмазного слоя.

Таким образом, основной результат выполненных исследований состоит в том, что впервые получены данные о динамической прочности мишеней из поли- и монокристаллических алмазов при больших, до 10^8 $с^{-1}$, скоростях деформирования. Достигнутая максимальная величина откольной прочности алмаза $\sigma^* \approx 16{,}5$ ГПа составляет 24 % от теоретического предела прочности. Получены указания на то, что в области откола на тыльной стороне мишени некоторая часть кристаллического алмаза графитизуется. Более детальное изучение этого факта потребует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-00625, 12-02-00746, 13-02-91057 и 14-08-00967), Президиума РАН (программы № 13П «Экстремальные световые поля и их приложения» и 2П «Вещество при высоких плотностях энергии») и Президента РФ (гранты НШ-451.2014.2 и НШ-6614.2014.2). Авторы благодарны Ашкинази Е. Е., Рыжкову С. Г. и Заведееву Е. В., за приготовление и профилометрию образцов.

Список литературы

1. Synthetic Diamond: Emerging CVD Science and Technology / Eds. Spear K. E., Dismukes J. P. New York: Wiley, 1994. P. 663.

2. Balmer R. S., Brandon J. R., Clewes C. L., et al. // J. Phys.: Cond. Matt. 2009. V. 21. 364221.

3. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 407 с.

4. Nagao H, K.G. Nakamura K.G., Kondo K., et al. // Physics of Plasmas. 2006. V. 13. P. 052705.

5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. С. 530.

6. Канель Г. И., Фортов В. Е., Разоренов С. В. // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 809–830.

7. Ralchenko V. G., Pleuler E., Lu F. X., Sovyk D. N., et al. // Diamond & Related Materials. 2012. V. 23. P. 172–177.

8. McQueen R. G., March D. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. № 2. P. 654–665.

9. Абросимов С. А., Бажулин А. П., Воронов В. В. и др. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43. № 3. С. 246–251.

10. Куликовский А. Г., Погорелов Н. В., Семенов А. Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. С. 607.

11. Ломоносов И. В., Фортов В. Е., Хищенко К. В. // Хим. физика. 1995. Т. 14. № 1. С. 47–52.

12. Вовченко В. И., Красюк И. К., Пашинин П. П., Семёнов А. Ю. // ДАН. 1994. Т. 338. № 3. С. 322–324.

13 Kononenko T. V., Ralchenko V. G., Vlasov I. I., et al. // Diamond & Related Materials. 1998. V. 7. P. 1623–1627.

14 Андреев В. Д. // ФТТ. 1999. Т. 41. № 4. С. 695–701.

ФРАКТАЛЫ, СКЕЙЛИНГ И ДРОБНЫЕ ОПЕРАТОРЫ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ И РАДИОТЕХНИКЕ

А. А. Потапов

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

Рассмотрены математические и физические проблемы, возникающие при использовании предложенного автором глобального фрактально-скейлингового метода и существующего метода дробных операторов. Автор развивает и усиливает свои идеи о том, что в науке и технике должно быть прочно введено новое – «фрактальное» измерение, причем не на вспомогательную роль, а в качестве фундаментального объясняющего фактора. В работе дан обзор многочисленных результатов, полученные автором с помощью теории фракталов и теории дробной размерности при учете скейлинговых эффектов реальных радиосигналов и электромагнитных полей.

В основе современных фрактальных исследований можно выделить три основные линии – разработку *теоретических оснований* фрактального подхода, построение адекватного этому подходу *исследовательского аппарата* и *приложения* фрактальных идей и частных методов. В данной работе рассматриваются все эти три линии. Актуальность работы основывается, прежде всего, на острой потребности в осмыслении фрактальности и хаотичности как единого целостного процесса формирования *фрактальной парадигмы* в широком спектре естественных наук [1–10]. Цель работы – привлечь внимание также и к методологическим проблемам, возникающим при всеобъемлющим использовании созданного автором глобального фрактального метода и существующего метода дробных интегропроизводных в науке и технике. Слово «метод» здесь означает, что речь пойдет не просто о теории фракталов и дробно-дифференциальном исчислении как таковых, но и о физических и радиотехнических их применениях, что и составляет основную цель в обширной области научных интересов автора. В частности, наши мировые приоритеты в конструктивных методах фрактального обнаружения сверхслабых радиосигналов, методах фрактальной обработки многомерных сигналов, синтезе фрактальных радиосистем и фрактальных радиоэлементов, очевидны и не требуют уже никаких пояснений. Все просто и с чистого листа: не было до моих работ – стало после. Обоснование моих соображений содержится в ранее опубликованных монографиях (см., например, [1–7], ссылки в них и сайт автора: www.potapov-fractal.com). Идеи фрактальности, развитые Б. Мандельбротом (20.11.1924 – 14.10.2010) примерно сорок лет тому назад, сейчас становятся связующим звеном среди математиков, физиков, химиков, инженеров, биофизиков… Расширение их до включения обобщенной статистики (не следующей центральной предельной теореме) и эффектов памяти (эредитарность), нарушающих марковскую природу первых этапов исследования случайных процессов, создает богатый инструмент для описания сложных систем.

Глобальный фрактальный метод окончательно и в полном виде предложен автором в 2006 г. после 30-летней его разработки. Несколько утрируя, можно сказать, что фракталы составляли тонкую амальгаму на мощном остове науки конца XX в.

Метод дробных интегропроизводных изучен и работает прекрасно. Обогащается семейство дифференциальных уравнений; промежутки между уравнениями целых порядков плотно заполняются уравнениями нецелых вещественных порядков; возможными становятся непрерывные переходы между параболическим, гиперболическим и эллиптическим типами уравнений в частных производных. Наличие в уравнениях дробной производной по времени интерпретируется как отражение памяти/эредитарности или немарковости стохастического процесса. Дробные производные по пространственным координатам отражают самоподобную неоднородность фрактальной структуры или фрактальной среды, в которой процесс развивается.

В современной ситуации интеллектуальное фиаско потерпели попытки принизить значение фракталов и опираться только на классические

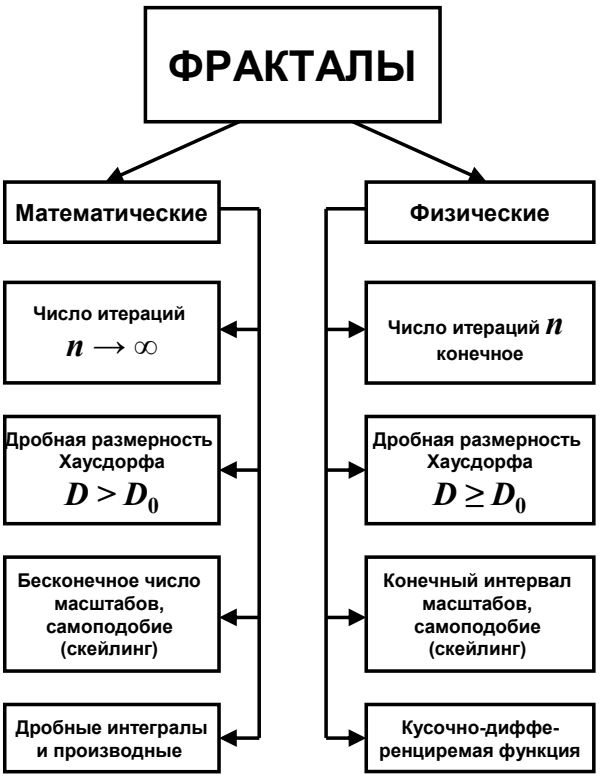


Рис. 1. Авторская классификация и морфология фрактальных множеств

знания. Автор в своих работах полагается на собственное определение фрактала – рис. 1. (Оно было одобрено Б. Мандельбротом при нашей личной встрече в декабре 2005 г. в Нью-Йорке. Сейчас оно у всех в ходу). Во фрактальных исследованиях мы опираемся на три глобальных тезиса:

1. Обработка искаженной негауссовскими шумами информации в пространстве дробной меры с использованием скейлинга и устойчивых негауссовских вероятностных распределений (1981 г.).

2. Применение непрерывных недифференцируемых функций (1990 г.).

3. Фрактальные радиосистемы (2005 г.) – рис. 2. Объединение указанной триады проблем в общий «фрактальный анализ и синтез» и создает основу глобального фрактально-скейлингового метода (2006 г.) и фрактальной парадигмы (2011 г.).

В частности, физическое моделирование дробных интегральных и дифференциальных операторов позволяет на основе нанотехнологий создавать *радиоэлементы* на пассивных элементах, моделирующие *фрактальные импедансы* $Z(\omega)$ с частотным скейлингом [1–10]. Скейлинговые модели шероховатого слоя поверхности твердого тела на основе канторовой пыли идеально подходят для конструкций микро- и нанотехнологий в современной функциональной радиоэлектронике.

Эволюция взглядов автора и развитие на сегодняшний момент в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН «фрактальной идеологии» исследований показаны на рис. 3, где также приведены сведения о моменте их интенсивного развертывания и открытых публикаций (более подробно – в избранных работах автора [1–10]). Исследования проводятся в рамках фундаментального научного направления «Фрактальная радиофизика и фрактальная радиоэлектроника: Проектирование фрактальных радиосистем», предложенного и развиваемого автором в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, начиная с 80-х гг. XX в. Разработанные методы основаны на



Рис. 2. Авторская концепция фрактальных радиосистем и устройств

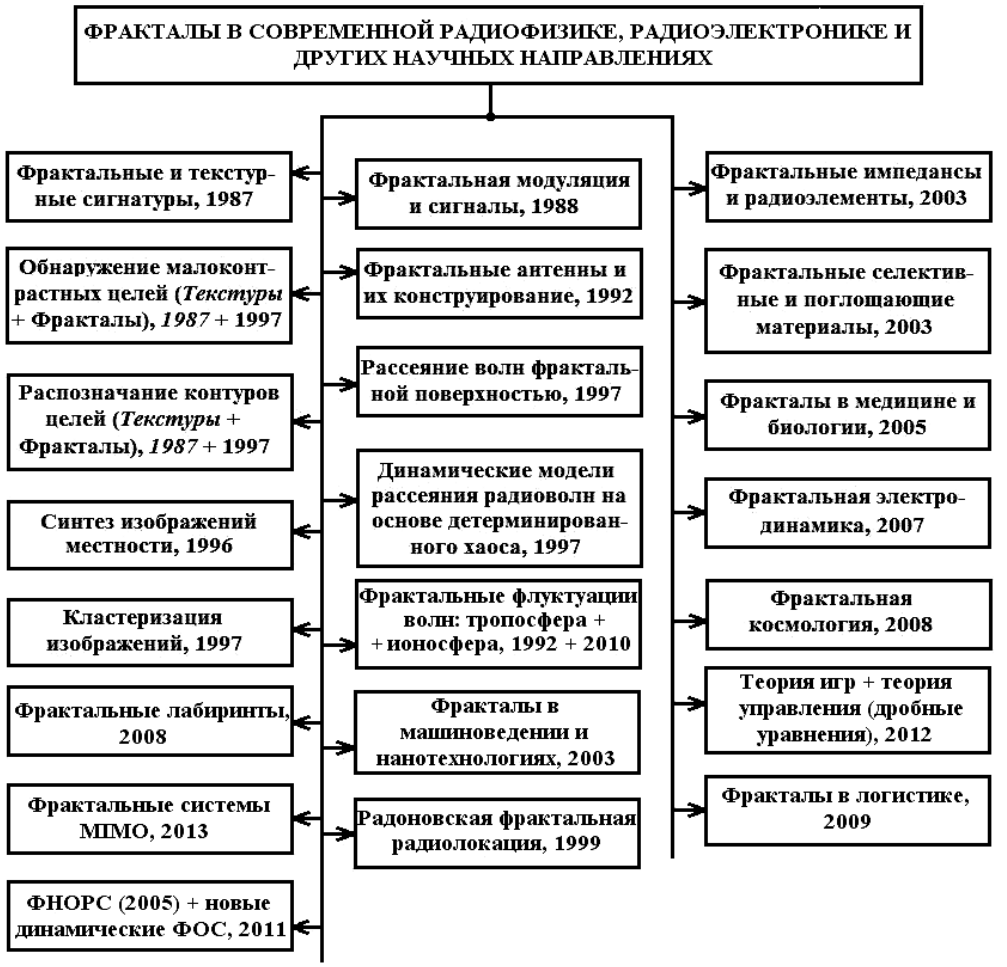


Рис. 3. Эскиз развития автором новых информационных технологий на основе фракталов, дробных операторов и эффектов скейлинга

введении дробных преобразований излучаемых и принятых сигналов в пространстве нецелой размерности при учете их скейлинговых эффектов и негауссовской статистики. Это позволяет выйти на принципиально новый уровень информационной структуры реальных немарковских сигналов и полей. В книгах [1–5, 7] вся математическая и физическая теория фракталов приведена в достаточно стройную логическую систему.

При таком «фрактальном» подходе естественно сосредоточить внимание на описании, а также обработке радиофизических сигналов (полей), исключительно в пространстве дробной меры с применением гипотезы скейлинга и степенных распределений с «тяжелыми хвостами» или устойчивых распределений. Начнем с работ, впервые выяснивших одно из основных актуальных приложений теории фракталов – обработка одномерных и многомерных (изображений и полей) сигналов при малых и сверхмалых отношениях сигнал / помеха q_0^2.

На рис. 4 приведена вся схема исследований в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН текстурных и фрактальных методов обработки малоконтрастных изображений и сверхслабых сигналов в интенсивных помехах. Впервые в мире расчет полного ансамбля из 28 текстурных признаков (в США остановились на половине признаков) и их анализ для реальных (оптических (АФС) и радиолокационных изображений (РЛИ) в диапазоне миллиметровых волн (ММВ)), а также синтезированных текстур на основе авторегрессионных моделей, был проведен автором в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН в середине 80-х гг. XX в. Многолетние натурные эксперименты проводились автором совместно с ЦКБ «Алмаз» и другими ведущими организациями СССР [1, 2, 6].

Анализ полученных экспериментально обширных баз данных (более чем 30 категорий земных покровов в совокупности с визуальным исследованием степени сложности изолиний рассеянного излучения, зафиксированного на АФС и

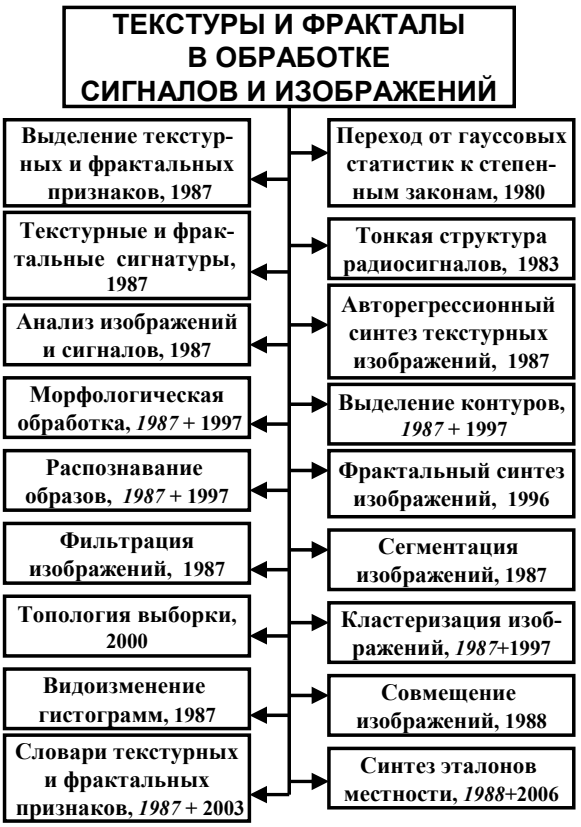


Рис. 4. Текстурные и фрактальные методы обработки малоконтрастных изображений и сверхслабых сигналов в негауссовских помехах

РЛИ, и привел тогда впервые автора статьи к идеям введения ансамблей принципиально новых признаков, основанных на скейлинговых показателях и характеристиках дробной размерности, т. е. к синтезу фрактальных сигнатур.

Отметим, что в наших работах (в отличие от зарубежных) с самого начала была заложена идея фрактальной обработки преимущественно малоконтрастных оптических, радиолокационных и синтезированных сложных (при наличии целей) изображений. Впервые предложенные и разрабатываемые автором фрактальные методы позволяют частично преодолевать априорную неопределенность с помощью информации о *топологии* (геометрии) *выборки* – одномерной или многомерной, т. е. в случае сигнала и изображения. При этом большое значение приобретают топологические особенности индивидуальной выборки, а не усредненные реализации, имеющие зачастую совершенно другой характер [1–10].

Введение дробной размерности D и скейлинговых инвариантов вызывает часто необходимость работы со степенными (устойчивыми) вероятностными распределениями. Их называют еще фрактальными распределениями, распределениями с «тяжелыми хвостами» или паретианами. Отметим, что для устойчивых распределений выборочные средние неустойчивы и малоинформативны из-за неприменимости закона больших чисел. Простые системы обычно имеют экспоненциальное и гауссовское распределения. Природа степенных законов распределения связана с сильной взаимозависимостью событий (эффект не «домино», а «цепной реакции»).

В частности, фрактальная цифровая обработка реализаций сигналов в шумах показала, что при отношении сигнал/шум $q_0^2 = +10$ дБ мы точно измеряем статистику сигнала. С уменьшением зна-

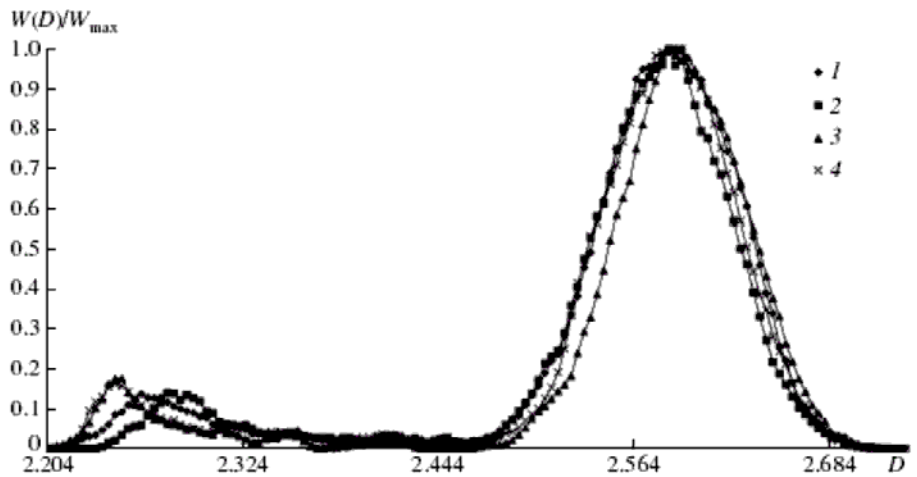


Рис. 5. Общий вид распределений D с тяжелыми хвостами для паттернов с сильных помехах:
1 и 3 – сцена А, 2 и 4 – сцена Б, 1 и 2 – $q_0^2 = -10$ дБ, 3 и 4 – $q_0^2 = -20$ дБ

чения q_0^2 (например, q_0^2 = –3 дБ) происходит смещение максимума (моды) итогового распределения в сторону значений фрактальной размерности шума или помехи – рис. 5. При этом всегда (!) в окрестности значения фрактальной размерности D полезной составляющей присутствует «тяжелый хвост» фрактального распределения, достигающий стабильной величины, порядка 10–20 %. Данная тенденция сохраняется и при гораздо меньших значениях q_0^2, например, равных –10 дБ и –20 дБ (рис. 5), где приведены результаты фрактальной фильтрации двух фрактальных паттернов **А** и **Б** в гауссовских помехах.

Характерные примеры обобщенной фрактальной фильтрации объектов, в том числе и малоконтрастных, показаны на рис. 6–9. Примеры иллюстрируют работу первого в мире макета непараметрического фрактального обнаружителя радиолокационных сигналов.

Высокая чувствительность оценки фрактальной размерности D к наличию непрерывных контуров на изображениях, позволяет говорить о возможности динамической фильтрации контуров объектов в интенсивных помехах. Также нами впервые показана высокая эффективность разработанных фрактально-скейлинговых методов в томографии, косметологии, дерматологии, маммографии, при обработке рентгеновских и флюорографических снимков.

В качестве примеров эффективного действия созданной автором глобальной фрактальной методологии и концепции фрактальных радиосистем и устройств, представим ниже ряд принципиально *новых фрактальных обнаружителей сигнала*, еще нигде не упомянутых мной в печати (кроме Воронежа на конференции по радиолокации, апрель 2013 г.). Улучшение классических обнаружителей сигналов и их математическое обеспечение, по-сути, достигло своего насыщения и предела. Это заставляет изыскивать принципиально новые пути решения данной проблемы. Отметим, что вся современная радиотехника базируется на классической теории целочисленной меры и целочисленного исчисления. Таким образом, исторически “за бортом” оказалась область математического анализа, называемая дробным исчислением, имеющая дело с производными и интегралами произвольного (вещественного или комплексного) порядка, а также вся теория фракталов. Основные принципы фрактального обнаружения предложены нами впервые в работах с ЦКБ «Алмаз» еще в 1989 г., выход (также впервые в мире – рис. 3) на действующий макет фрактального непараметрического

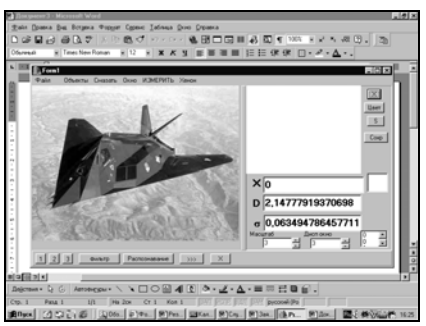


Рис. 6. Исходное изображение

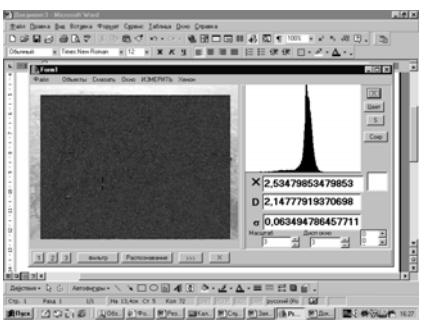


Рис. 7. Исходное изображение при q_0^2 = –3 дБ

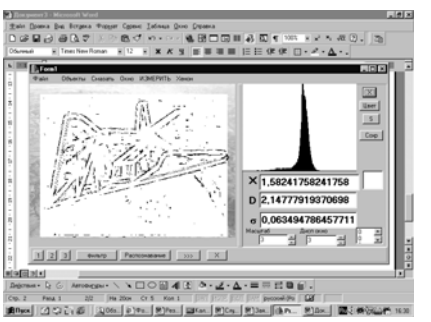


Рис. 8. Результат фрактальной фильтрации данных рис. 7

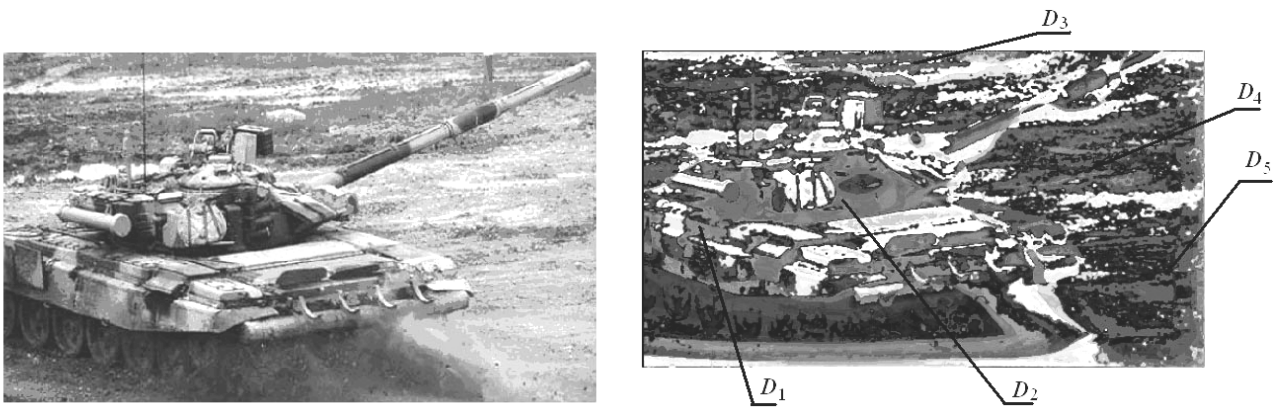


Рис. 9. Фрактальная сегментация изображения детерминированного объекта (танк) на фоне неоднородной местности

обнаружителя радиолокационных сигналов (ФНОРС) произведен в 2004–2005 гг. Основные виды предложенных нами в течение 2011–2012 гг. схем новых ФОС приведены на рис. 10.

Далее, на основе исключительно наших работ (см., также, сайт автора: www.potapov-fractal.com) представим ряд перспективных направлений «фрактальных» исследований:

1. Исследование возможностей текстурных (пространственных и спектральных), фрактальных и энтропийных признаков для радиолокационных задач обнаружения.

2. Синтез новых моделей рассеяния радиолокационных сигналов земными покровами на основе теории детерминированного хаоса, странных аттракторов и фрактальных вероятностных распределений – устойчивых распределений.

3. Исследование волновых явлений (распространение и рассеяние волн, процессы диффузии) во фрактальных неоднородных средах на основе операторов дробного интегродифференцирования. Дальнейшее развитие фрактальной электродинамики.

4. Синтез моделей каналов радиолокационных и телекоммуникационных систем на основе пространственных фрактальных обобщенных корреляторов и фрактальных частотных функций когерентности.

5. Исследование возможностей распознавания формы или контуров целей с помощью фрактальных, текстурных и энтропийных признаков. Работа на сингулярностях входной функции.

6. Исследование потенциальных возможностей и ограничений фрактальных методов обработки радиолокационных и связных сигналов, в том числе фрактальной модуляции и демодуляции, фрактального кодирования и сжатия информации, фрактального синтеза изображений, фрактальных фильтров. Переход к фрактальным радиосистемам.

7. Исследование адаптивной пространственно-временной обработки сигналов на основе дробной размерности и дробных операторов.

8. Поиск и исследование новых комбинированных методов обнаружения и распознавания классов малоконтрастных целей в интенсивных негауссовских помехах.

9. Исследование возможностей создания новых сред для передачи информации, многодиапазонных фрактальных поглощающих материалов, конструирование фрактальных антенн и фрактальных частотно – селективных поверхностей и объемов. Дальнейшее развитие теории и техники фрактальных импедансов.

Синтез новых классов фракталов и мультифракталов с обобщением понятия меры множеств.

Изучение вида или топологии выборки одномерного (многомерного) сигнала для задач, например, искусственного интеллекта с целью создания словарей фрактальных признаков на основе

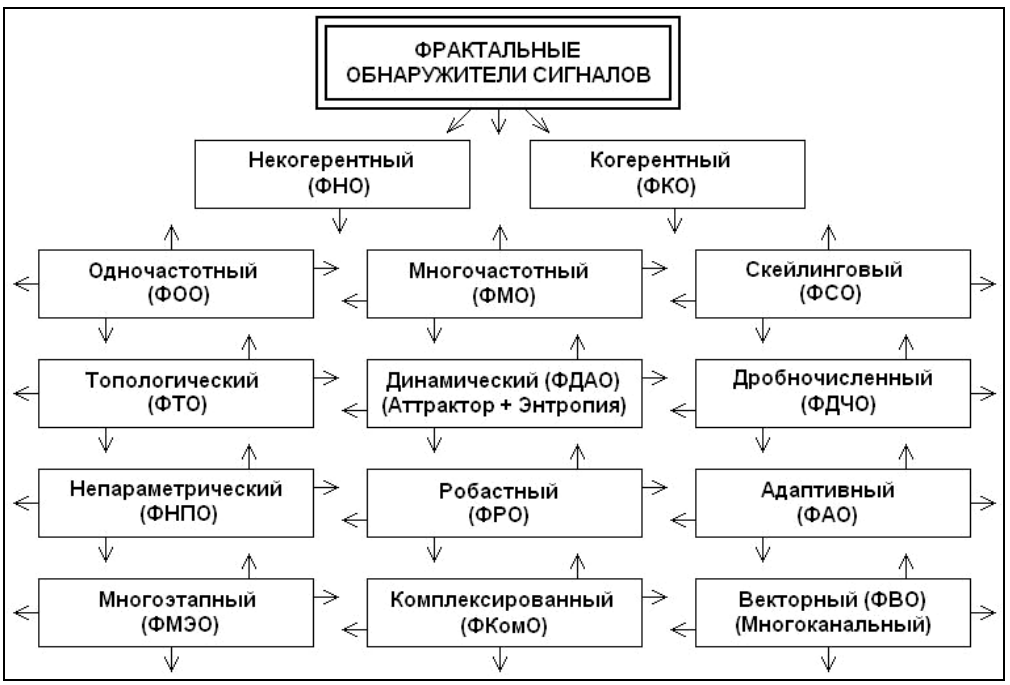


Рис. 10. Основные виды предложенных автором новых динамических фрактальных обнаружителей сигналов (ФОС)

фрактальных примитивов, являющихся элементами фрактального языка с фрактальной грамматикой, т. е. исследование *проблемы «размерностного склероз»* физических сигналов и сигнатур. Эти понятия, введенные автором, предполагают исследование топологических особенностей каждой конкретной индивидуальной выборки, а не усредненных реализаций, имеющих зачастую другой характер.

Прогноз механизмов формирования и характеристик шероховатости с целью управления геометрическими параметрами микрорельефа для получения заданных физико-химических и эксплуатационных свойств изделий при современных неравновесных технологиях обработки их поверхностного слоя. Фракталы в нанотехнологиях. (В 2008 г. автор предложил новую концепцию, а именно, «Скейлинг шероховатого фрактального слоя и нанотехнологии»).

Развитие фрактальной неинерциальной релятивистской радиолокации в искривленном пространстве – времени связанных структур, т. е. фрактальной геометрии пространства – времени детерминированных структур. (В настоящее время в США данное фундаментальное научное направление получило яркое название «*Фрактальная космология - Fractal cosmology*». Мои две большие работы с соавторами значатся в списке основных публикаций (arXiv: Cornell University, USA) по этому теоретическому направлению).

Библиографические исследования доказывают наш полный и абсолютный приоритет по всем «фрактальным» направлениям (рис. 2 и рис. 3). Этому есть подтверждение, а именно:

– В книге [11] в подразделе «Локационные системы», раздел «Информационные технологии и вычислительные системы» (с. 41) приведен следующий текст: «Создан эталонный словарь фрактальных признаков оптических и радиоизображений, необходимый для реализации принципиально новых фрактальных методов обработки радиолокационной информации и синтеза высокоинформативных устройств обнаружения и распознавания слабых сигналов на фоне интенсивных негауссовских помех. Установлено, что для эффективного решения задач радиолокации и проектирования фрактальных обнаружителей многомерных радиосигналов существенное значение имеют дробная размерность, фрактальные сигнатуры и кепстры, а также текстурные сигнатуры фона местности. (ИРЭ РАН)» – 2007 г., опубликовано в 2008 г.

– В книге [12] в подразделе «Локационные системы. Геоинформационные технологии и системы», раздел «Нанотехнологии и информационные технологии» (с. 24) приведен следующий текст: «Впервые в мировой практике предложены и экспериментально доказаны принципы построения новых, фрактальных адаптивных радиосистем и фрактальных радиоэлементов для современных задач радиотехники и радиолокации. Принцип действия таких систем и элементов основан на введении дробных преобразований излучаемых и принятых сигналов в пространстве нецелой размерности при учете их скейлинговых эффектов и негауссовской статистики. Это позволяет выйти на новый уровень информационной структуры реальных немарковских сигналов и полей (ИРЭ РАН)» – 2009 г., опубликовано в 2010 г.

– В книге [13] в подразделе «Локационные системы. Геоинформационные технологии и системы», раздел «Информатика и информационные технологии» (с. 199–200) и книге [14, с. 242] приведен следующий текст: «На основе фрактального анализа проведено систематическое исследование электродинамических свойств фрактальных антенн. Подтверждены широкополосные и многодиапазонные свойства фрактальных антенн и зависимость числа резонансов от номера итерации фракталов. Показано, что на основе миниатюрных фрактальных антенн возможна эффективная реализация частотно-избирательных сред и защитных экранов, искажающих радиолокационный портрет цели. Изучены фрактальные частотно-избирательные 3D-среды или фрактальные «сэндвичи» (инженерные радиоэлектронные микро- и наноконструкции). (ИРЭ РАН)» – 2011 г., опубликовано в 2012 г.

– В книге [15, с. 195] в подразделе «Элементная база микроэлектроники, наноэлектроники и квантовых компьютеров. Материалы для микро- и наноэлектроники. Нано- и микросистемная техника. Твердотельная электроника», раздел «Нанотехнологии и информационные технологии» приведен следующий текст: «Установлено, что в физической основе функционирования мемристора лежит целочисленный квантовый эффект Холла. Получены соотношения между током и напряжением для произвольного типа мемристора. Результаты направлены на практическую реализацию мемристоров как новых элементов электронных схем. (НИИ ПМА КБНЦ РАН, ИРЭ РАН)» – 2012 г., опубликовано в 2013 г.

Глобальный фрактально-скейлинговый метод, благодаря моим пионерским работам, разработан, существует, приобрел известную внутреннюю законченность, имеет общеизвестные мировые приоритеты, а потому в полной мере заслуживает

серьезного анализа [1–10]. В 2011–2012 гг. автор предложил новую *парадигму* (фрактальную) в понимании естествознания. На чем же основывается авторская парадигма? Во-первых, на *фракталах*; во-вторых, на *дробных операторах*; в-третьих, на *скейлинге* или самоподобии. Замечу, что мои идеи о фракталах и дробных операторах, с которыми я выступил три десятилетия тому назад, ныне уверенно перешли из стадии чисто умозрительной в стадию осязаемой действительности и достигли своей зрелости в качестве мощного аналитического инструмента описания классических и аномальных стохастических процессов.

Список литературы

1. Потапов А. А. Фракталы в радиофизике и радиолокации. М.: Логос, 2002.

2. Потапов А. А. Фракталы в радиофизике и радиолокации: Топология выборки. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Университетская книга, 2005.

3. Потапов А. А., Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Пахомов А. А., Герман В.А. Новейшие методы обработки изображений / Под ред. А. А. Потапова. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. (Монография - по гранту РФФИ № 07 – 07 - 07005).

4. Потапов А. А. Фрактальный метод и фрактальная парадигма в современном естествознании. Воронеж: ИПЦ «Научная книга», 2012.

5. Потапов А. А. Фракталы, скейлинг и дробные операторы в обработке информации (Московская научная школа фрактальных методов в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 1981–2011 гг.) // Сб. тр. «Необратимые процессы в природе и технике». М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана и Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН. 2012. Вып. IV. С. 5–121.

6. Potapov A. A. The Textures, Fractal, Scaling Effects and Fractional Operators as a Basis of New Methods of Information Processing and Fractal Radio Systems Designing // Proc. SPIE. Vol. 7374. 2009. P. 73740E-1 – 73740E-14 (http://spie.org/x648.html?product_ id=829032).

7. Потапов А. А. Фракталы и хаос как основа новых прорывных технологий в современных радиосистемах // Дополнение к кн.: Кроновер Р. Фракталы и хаос в динамических системах / Пер. с англ.; Под ред. Т. Э. Кренкеля. М.: Техносфера, 2006. С. 374–479.

8. Потапов А. А. Применение теории фракталов и эффектов скейлинга при обработке малоконтрастных изображений и сверхслабых сигналов в интенсивных помехах // Сб. материалов XI Междунар. конф. «Забабахинские научные чтения», посв. 95-летию Е. И. Забабахина (Снежинск, Челябинская обл., 16–20 апреля 2012 г.). Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2012. С. 311–312.

9. Потапов А. А. Фрактальный метод, фрактальная парадигма и метод дробных производных в естествознании // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Серия: Математическое моделирование. Оптимальное управление. 2012. № 5(2). С. 172–180.

10. Potapov A. A., German V. A. Detection of Artificial Objects with Fractal Signatures. Pattern Recognition and Image Analysis. V. 8, № 2. 1998. P. 226–229.

11. Отчетный доклад Президиума Российской академии наук. Научные достижения Российской академии наук в 2007 году. М.: Наука, 2008.

12. Отчетный доклад Президиума Российской академии наук. Научные достижения Российской академии наук в 2009 году. М.: Наука, 2010.

13. Отчетный доклад Президиума Российской академии наук. Научные достижения Российской академии наук в 2011 году. М.: Наука, 2012.

14. Доклад Правительству Российской Федерации. Об итогах реализации в 2011 году Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2008–2012 гг. В трех томах. М.: Наука, 2012.

15. Отчетный доклад Президиума Российской академии наук. Научные достижения Российской академии наук в 2012 году. М.: Наука, 2013.

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. В. Платонов, Ю. Б. Кудасов, А. С. Коршунов, И. В. Макаров, Д. А. Маслов, И. Ю. Миткевич, М. П. Монахов, О. М. Сурдин, О. М. Таценко, А. В. Филиппов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Развитие технологии роста полупроводниковых наноструктур привело к созданию высокоэффективных электронных и оптоэлектронных приборов [1]. Появилась возможность конструировать многослойные структуры с необходимым профилем локализации, распределения носителей заряда и электронного спектра. Этот прогресс был бы невозможен без развития методов расчета зонной структуры из первых принципов и интенсивных экспериментальных исследований электрических, магнитных и оптических свойств монокристаллических полупроводников и полупроводниковых структур с кантовыми ямами и квантовыми точками.

Основным методом исследования фундаментальных свойств полупроводников является циклотронный резонанс (ЦР), который даёт информацию об эффективных массах и механизмах рассеяния носителей. С его помощью можно выявлять непараболичность закона дисперсии, и тем самым, получать информацию об особенностях зонной структуры новых материалов.

Циклотронный резонанс был известен давно в физике ионизованных газов. В магнитном поле H заряженные частицы двигаются по винтообразной траектории с радиусом $r = v/\omega_c$ и циклотронной частотой $\omega_c = eH/m$, где v – линейная скорость, e и m заряд и масса электрона. В твердом теле движение электронов ограниченно изоэнергетической поверхностью. Масса электрона в k-пространстве становится зависящей от кривизны энергетической поверхности $d\varepsilon/dk$. Поэтому, использовать классические уравнения электродинамики для описания ЦР можно при условии, если радиус циклотронной орбиты $r_c = v/\omega_c$, (где ω_c – циклотронная частота) много меньше длины зондирующего излучения в кристалле. В этом случае, можно ввести локальную связь между плотностью тока и напряженностью электрического поля волны $j_i = \sigma_{ij} \cdot E_j$, а поглощаемую мощность вычислять в дипольном приближении

$$P = \tfrac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left(\sigma_{ij} \cdot E_j E_i\right)$$

Для круговой поляризации электромагнитной волны компонента тензора проводимости будет равна

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 \frac{1/\tau}{i\left(\omega \pm \omega_c\right) + 1/\tau},$$

где σ_0 – статическая проводимость. Для электронов резонансно активной будет положительная поляризация, для дырок – отрицательная. Ширина линии поглощения будет определяться τ – рассеиванием. Откуда следует условие регистрации отчетливого резонанса $\omega_c\tau \geq 1$.

Оценим условия наблюдения ЦР в полупроводниках. Возьмем среднюю тепловую скорость электрона, которая при T = 4 K составляет 10^4 м/с, тогда в поле 50 Тл, $\omega_c \approx 9$ ТГц, $r_c \approx 10$ мкм. При использовании излучения с длиной волны ≈ 10 ТГц (18 мкм), время релаксации τ должно быть больше 10^{-12}с. Так как характерное время релаксации носителей в полупроводниках порядка $10^{-13}-10^{-15}$с, то для наблюдения ЦР с помощью СВЧ-техники, необходимы очень качественные образцы и сверхнизкие температуры или использование сверхсильных магнитных полей.

В сверхсильных магнитных полях расстояние между подзонами Ландау становятся большими и при выполнении условия $\hbar\omega_c >> k_B T$, остается заселенной только нижняя подзона (условие квантового предела). В этом случае, движение носителей заряда квантуется в плоскости перпендикулярной магнитному полю

$$E_n\left(k_z\right) = \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar^2 k_z^2 / 2m^*,$$

и вместо трехмерной параболы возникает набор одномерных парабол (подзон Ландау) сдвинутых относительно друг друга на $\hbar\omega_c$. С учетом спина возникает два набора эквидистантных подзон Ландау. В дипольном приближении под действием электромагнитного излучения разрешены переходы только между соседними подзонами, что приводит к поглощению на единственной частоте ω_c, как и в классическом случае. Условие квантового предела для поля 50 Тл выполняет при температурах ниже 100 K.

Данное приближение удовлетворительно описывает экспериментальные результаты для простых изотропных подзон в Ge и Si. Для более сложных зон, необходимо проводить расчеты с учетом пространственного квантования, зеемановского и спин-орбитального расщепление. Следует отметить, что в этом случае правила отбора практически разрешают переходы между всеми подзонами Ландау.

Первые эксперименты по наблюдению ЦР в РФЯЦ-ВНИИЭФ были проведены еще в 70-х годах [2–4]. Использование сверхсильных магнитных полей позволило впервые зарегистрировать линии поглощения ЦР в видимой области спектра при комнатной температуре. Использование сверхсильных магнитных полей позволяет изучать параметры носителей в незаполненных зонах без дополнительной инжекции или накачки. В работе [6] было показано, что в поле свыше 600 Тл происходит кроссовер основного состояния в L и Г-точках. L-точка в зоне Бриллюэна становится ниже Г-точки, так как массы носителей в L-точке значительно больше чем в Г.

Исследования ЦР в сверхсильных магнитных полях позволяет определить параметры полупроводников в новой фазе и оценить перспективность развития технологии синтеза. В работе [5] нами проведены измерения ЦР в перспективном для излучающих приборов кубическом широкозонном полупроводнике GaN. В новой фазе образцы были плохого качества с низкой подвижности носителей, поэтому, для наблюдения ЦР необходимы были сверхсильные магнитные поля. В проведенных экспериментах обнаружены три четких резонансных пика в полях 90, 270 и 410 Тл по которым определены эффективные массы и дисперсия электронных уровней.

Интересные эффекты наблюдались в полупроводниках, содержащих в качестве примеси атомы магнитных ионов. Примером таких соединений может служить широкозонные полупроводники $Cd_{1-x}Mn_xTe$, в котором марганец замещает катион в решетке кристалла CdTe и находится в состоянии Mn^{2+} с $3d^5$-конфигурацией. Присутствие Mn приводит к интересным электрическим и оптическим явлениям, возникающим вследствие спин-спинового обменного взаимодействия между $s(p)$-зонными электронами и локализованными моментами магнитных d-ионов [7].

В работе [8] были проведены исследования фундаментального ЦР дырок и межзонного поглощения на гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ). В больших полях, зарегистрированы полосы поглощения в диапазоне от 230 Тл до 350 Тл. Они обусловлены переходами с двух верхних (расщеплённых по спину) уровней Ландау в первой дырочной подзоне на два нижних уровня Ландау в первой электронной подзоне и такими же переходами между вторыми подзонами (сдвинутыми примерно на 50 Тл в область меньших полей) с учётом экситонных эффектов. Особенностью этих исследований стало существенное увеличение энергии связи экситонов в сверхсильных магнитных полях.

В последних экспериментах мы исследовали ЦР в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Этот материал обладает рядом замечательных свойств, которые обусловлены инвертированным зонным спектром HgCdTe и сильным спин-орбитальным взаимодействием [9]. Путем растворения HgTe в CdTe можно управлять шириной запрещенной зоны. В гетероструктурах $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ при критической толщине КЯ ($d_c \approx 6{,}3$ нм, $x \approx 0{,}7$) ширина запрещенной зоны обращается в нуль и зависимость энергии носителей заряда от волнового вектора становится линейной, как в зоне проводимости, так и в валентной зоне [9,10].

Аналогичная ситуация имеет место в графене [11,12]. Отсутствие запрещенной зоны открывает новые возможности в создании лазеров на межзонных переходах в широком спектральном интервале вплоть до терагерцовых частот [13–18]. В работе [19, 20] возможность усиления в терагерцовом диапазоне обсуждалась применительно к гетероструктурам HgTe/CdHgTe с толщиной КЯ, близкой к критической. Следует отметить, что при одинаковой концентрации фотовозбужденных носителей величина динамической проводимости в КЯ HgCdTe лишь в 2 раза меньше, чем в графене. В то же время технология эпитаксиального роста гетероструктур разработана значительно лучше.

В объемном твердом растворе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ также может быть реализована нулевая ширина запрещенной зоны ($x \approx 0{,}17$) [21, 22]. Закон дисперсии $E(k)$ в зоне проводимости (cb) и в зоне лег-

ких дырок (lh) становится линейным; однако, в отличие от упомянутых выше двумерных бесщелевых систем, в объемном полупроводнике присутствует зона тяжелых дырок *hh*. Приложение магнитного поля приводит к открытию энергетической щели между подзоной тяжелых дырок и зоной проводимости. Этот эффект может быть использован для модификации зонного спектра.

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованиям твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ [21, 23], свойства узкозонных материалов в дальнем ИК или терагерцовом (ТГц) диапазоне остаются малоизученными. Данных, относящихся к образцам, выращенным методом молекулярно-лучевой эпитаксии, были впервые получены в ИФМ РАН [24–27]. Эти измерения проводились при температуре не более 30 K, выше разрешить линии ЦР не удалось. В данной работе измерения проводились при температуре 77 K на установке сильных магнитных полей созданной в СарФТИ «НИЯУ МИФИ» [28].

Экспериментальная установка

Для получения сильных магнитных полей с длительностью в несколько миллисекунд разработана конструкция и технология намотки многовитковой катушки специальным микрокомпозитным проводом Cu–Nd производства ОАО «ВНИИНМ» с сильным градиентным натяжением. В этом случае внутренние слои оказываются предварительно сжатыми. Дополнительно, на поверхности катушки наматывался бандаж из высокомодульной высокопрочной нити АРМОС пропитанный эпоксидным компаундом с наполнителем (см. рис. 1). При получении полей свыше 20 Тл соленоид охлаждается жидким азотом. За счет



Рис. 1. Соленоид сильных магнитных полей целый и в разрезе

этого повышается проводимость и прочность микрокомпозитного провода, а так же сдвигается начальная температура нагрева катушки. Конечная температура может достигать 400 K. Рабочее магнитное поле соленоида с внутренним диаметром 20 мм и длина 120 мм, при котором можно проводить многократные измерения, составляет 45 Тл, а экстремальное поле достигает 60 Тл.

Оптическая схема измерения ЦР показанная на рис. 2. Она включает источник излучения, юстировочные элементы и фотоприемник. В качестве источника излучения использовался высокостабильный инфракрасный CO_2-лазер LCD-15G с длиной волны – 10,6 мкм, мощностью – 16 Вт, мода TEM001. Прошедшее инфракрасное излучение регистрировалось охлаждаемым до азотной температуры HgTe-фотоприемником. Сигнал с фотоприемника предварительно усиливался и регистрировался осциллографическим модулем National Instrument PXI-5105. Величина шума до охлаждения составляла ≈ 2 В, после охлаждения она уменьшилась до ≈ 0,2 В.

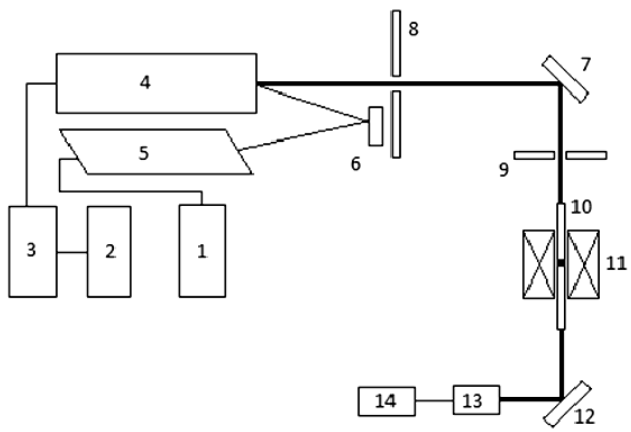


Рис. 2. Схема установки: 1, 2– блоки питания лазерами; 3 – блок управления лазером; 4–CO_2 лазер; 5– юстировочный лазер; 6, 7– поворотные зеркала; 8 – диафрагма; 9 – полиэтиленовые фильтры; 10 – оптический криогенный канал с образцом; 11– катушка магнитного поля; 12 – фокусирующее зеркало; 13 – фотоприемник; 14 – осциллограф.

Соленоид помещался в пластиковый криостат и охлаждался жидким азотом. Для беспрепятственного прохождения инфракрасного излучения использовался вакуумный канал, в котором по центру соленоида устанавливался образец. Через тепловой ключ температура образца может меняться в диапазоне 77–250 K. Образец крепился в теплопроводящей керамической втулке, на которой крепилась термопара и индукционный датчик поля.

Результаты измерений и обсуждение

В данной работе были проведены измерения циклотронного резонанса в магнитных полях до 50 Тл при температуре 80 K на полупроводниковых гетероструктурах HgTe\$Hg_{1-x}Cd_xTe$ (091223). Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН на полуизолирующей подложке GaAs с ориентацией (013). Доля Cd в барьерных слоях $Hg_{1-x}Cd_xTe$ составляет $x = 0{,}64$. Концентрация электронного газа при низкой температуре в квантовой яме составляла $1{,}6*10^{11}$ см$^{-2}$. Ширина квантовой ямы – 8 нм.

Исследование магнитопоглощения проводилось на длине волны 10,6 мкм на образце размером 5 × 5 мм. Образец располагался в центре соленоида с перпендикулярной ориентацией ям относительно поля и падающего излучения. Максимальная индукция магнитного поля достигала B = 48 Тл. На рис. 4 представлена зависимость магнитопоглощения от поля. В спектре поглощения наблюдается 2 линии. Аналогичные линии поглощения наблюдались в экспериментах в Дрездене [27] на длине волны 11,4 мкм (рис. 5). Однако там удалось разрешить дискретную структуру спектра поглощения лишь до 30 K.

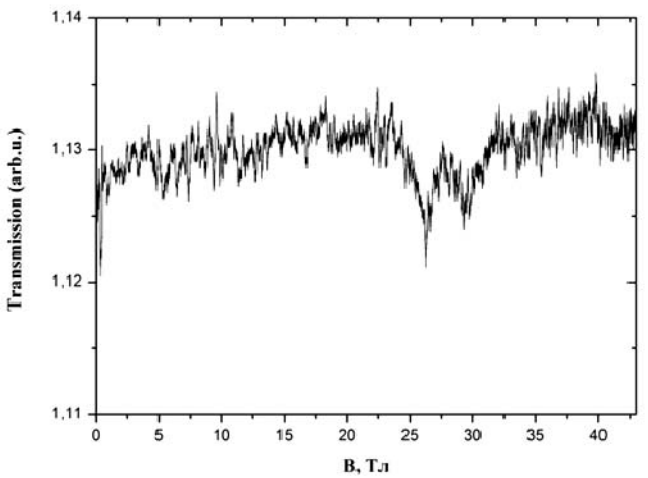


Рис. 4. Поглощение света на длине волны 10.6 мкм в полупроводниковой гетероструктуре HgTe\$Hg_{1-x}Cd_xTe$ (091223) при температуре T = 80 K

Расчет зонной структуры HgTe\$Hg_{1-x}Cd_xTe$ был проведен в Институте физики микроструктур РАН, (Н. Новгород) в рамках четырехзонной модели [19]. На рис. 5 представлены рассчитанные зависимости от магнитного поля энергии нескольких нижних уровней Ландау в зоне проводимости и верхних уровней Ландау в валентной зоне. Стрелками показаны положения (по магнитному полю) наблюдаемых линий поглощения. Длина стрелки соответствует энергии кванта излучения.

Характерной особенностью зонной структуры являются состояния вблизи зоны проводимости, сформированные из волновых функций *p*-типа. Нижний уровень в зоне проводимости ($n = -2$) с ростом поля линейно смещается вниз по энергии, что является общим свойством для уровней Ландау с таким номером для состояний тяжелых дырок. Напротив, верхний уровень Ландау в валентной зоне $n = 0$ с ростом поля смещается по энергии вверх, так что в некотором магнитном поле (6,4 Тл в данном образце) эти уровни пересекаются. В результате в полях свыше 6,4 Тл уровень $n = 0$ фактически является нижним уровнем Ландау в зоне проводимости, а уровень $n = -2$ «уходит» в валентную зону.

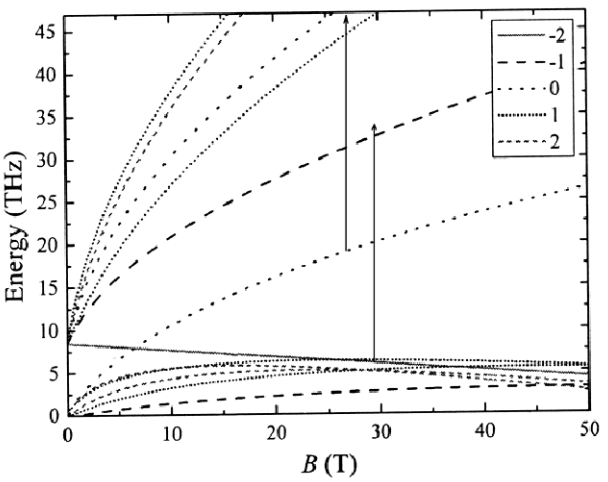


Рис. 5. Рассчитанные значения энергий уровней Ландау в нижней подзоне зоны проводимости и верхней подзоне валентной зоны образца № 091223-1. Целые числа (–2÷2) соответствуют номеру уровня Ландау *n*. Вертикальными стрелками показаны резонансные магнитные поля при энергии кванта излучения 28 ТГц (10,6 мкм)

Сопоставление с результатами расчетов энергий переходов позволило идентифицировать все наблюдаемые особенности как линии переходов между уровнями Ландау свободных носителей. Линия поглощения, при 26 Тл, обусловлена переходом между уровнями Ландау $n = 0$ и $n = 1$, линия при 29 Тл – переходами с $n = -2$ на уровень $n = -1$. Переход в поле 29 Тл фактически является межзонным, так как идет с уровня Ландау, из валентной зоны. Его энергия зависит от ширины запрещенной зоны.

Экспериментальные исследования полупроводников и полупроводящих гетероструктур в сверхсильных магнитных полях подтвердили перспективность получения информации об их электронной структуре, эффективных массах носителей и механизмах рассеяния. Созданная установка СарФТИ «НИЯУ МИФИ» дополнила имеющиеся установки в РФЯЦ-ВНИИЭФ по генерации сверхсильных магнитных полей (до 1000 Тл) и позволит проводить систематические исследования твердых тел в полях до 50 Тл в широкой области температур вплоть до 1 К.

Список литературы

1. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур ФТП, 1998, том 32, № 1, с. 3–18.

2. Павловский А. И., Дружинин В. В., Таценко О. М., Самохвалов К. И. Особенности эффекта Фарадея на пленках EuO в мегагауссных магнитных полях. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 5. С. 259–263.

3. Дружинин В. В., Павловский А. И., Таценко О. М., Долотенко М. И., Быков А. И., Колокольчиков Н. П. Циклотронный резонанс на оптической частоте в висмуте в сверхсильном магнитном поле. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 8, с. 523–525.

4. Павловский А. И., Дружинин В. В., Таценко О. М., Колокольчиков Н. П., Быков А. И., Долотенко М. И. Квантование Ландау и интенсивность межзонного поглощения в арсениде галлия в сверхсильном магнитном поле. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 3, с. 108–110.

5. Puhlmann N., Tatsenko O. M., Stolpe I., Markevtsev I. M., M. von Ortenberg, Selemir V. D., Bykov A. I., Moiseenko A. N., Schikora D. Cyclotron resonance on galliumnitride in field up to 700 T generated by explosive driven flux compression, Physica B. 2001. 294–295. p. 447–452.

6. М. фон Ортенберг, Платонов В. В. и др. Последние достижения в физике: Инфракрасная магнитоспектроскопия *L*-точки в GaAs в магнитных полях свыше 1000 Тл, Труды 9-й международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. 7–14 июля 2002. Саров. С. 454–463.

7. Nikitin P. I., Platonov V. V., Tatzenko O. M., Savshuk A. I. The Faraday effect in diluted magnetic semiconductors in ultrahigh magnetic field, IEEE Trans. Magn., v. 29, No. 5, 1993, p. 3422–3424.

8. Gavrilenko V. I., Aleshkin V. Ya., Kozlov D. V., Morozov S. V., Zakrevskii N. V., Zvonkov B. N., Filippov A. V., Markevtsev I. M., Moiseenko A. N., Selemir V. D., Tatsenko O. M., Hansel S., M. von Ortenberg. Magnetoabsorption study of InGaAs QW heterostructures in megagauss magnetic fields, Proc. 14th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology», Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia, 2006, pp. 166–167.

9. Konig M., Wiedmann S., Brüne C., Roth A., Buhmann H., Molenkamp L.W., Qi X.-L., Zhang S.-C., Science 318, 766 (2007).

10. Büttner B., Liu C. X., Tkachov G., Novik E. G., Brüne C., Buhmann H., Hankiewicz E. M., Recher P., Trauzettel B., Zhang S. C., Molenkamp L. W. NaturePhysics, 8, 491 (2012).

11. Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Katsnelson M. I., Grigorieva I. V., Dubonos S. V., Firsov A. A. Nature, 438, 197 (2005).

12. Orlita M., Potemski M. Semicond. Sci. Technol., 25, 063 001(2010).

13. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. J. Appl. Phys., 101, 083 114 (2007).

14. Rana F. IEEE Trans. Nanotechnol., 7, 91 (2008).

15. Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Ryzhii V.I. Письма ЖЭТФ, 89, 70 (2009).

16. Dubinov A., Aleshkin V.Ya., Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. Appl. Phys. Express, 2, 092 301 (2009).

17. Ryzhii V., Dubinov A.A., Otsuji T., Mitin V., Shur M.S. J. Appl. Phys., 107, 054 505 (2010).

18. Boubanga-Tombet S., Chan S., Watanabe T., Satou A., Ryzhii V., Otsuji T. Phys. Rev. B, 85, 035 443 (2012).

19. Морозов С. В., Жолудев М. С., Антонов А. В., Румянцев В. В., Гавриленко В. И., Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Drachenko O., Winnerl S., Schneider H., Helm M.. ФТП, 46 (11), 1388 (2012).

20. Морозов С. В., Антонов А.В., Маремьянин К. В., Румянцев В. В., Красильникова Л. В., Сергеев С. С., Курицын Д. И., Михайлов Н. Н., Гавриленко В. И. Тр. XVII Междунар. симп. ”Нанофизика и наноэлектроника“ (Нижний Новгород, 2013) С. 2, С. 563.

21. Rogalski A. Rep. Progr. Phys., 68, 2267 (2005).

22. Guldner Y., Rigaux C., Mycielski A., Couder Y. Phys. Status Solidi B, 82, 149 (1977).

23. Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications, ed. by P. Capper (Chichester, UK, Wiley, 2011).

24. Kvon Z. D., Danilov S. N., Mikhailov N. N., Dvoretsky S. A., Prettl W., Ganichev S. D. 2008. Physica E 40 1885.

25. Kozlov D. A., Kvon Z. D., Mikhailov N. N., Dvoretskii S. A., Portal J. C. JETP Lett. 2011, 93 170-3.

26. Иконников А. В., Жолудев М. С., Гавриленко В. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Магнитопоглощение в узкозонных эпитаксиальных слоях HgCdTe в терагерцовом диапазоне, ФТП, 22013, 47, в12, С. 1569–1574.

27. Ластовкин А. А., Иконников А. В., Жолудев М. С., Спирин К. Е., Маремьянин К. В., Алёшкин В. Я., Гавриленко В. И., Драченко О., Helm M., Wosnitza J., Goiran M., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Teppe F., Diakonova N., Consejo C., Chenaud B., Knap W. Циклотронный резонанс и межзонные оптические переходы в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe(013), Международная конференция «XIV Харитоновские тематические научные чтения», г. Саров, 2012 г., с. 506–512.

28. Маслов Д. А., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Попов Е. Я., Платонов В. В., Коршунов А. С., Сурдин О. М., Филиппов А. В., Никольский И. В., Селемир В. Д., Евланов К. И., Сироткина А. Г., Кудасов Д. Ю., Менушенков М. В. Установка для создания импульсного магнитного поля до 50 Тл, Международная конференция XIVХаритоновские тематические научные чтения, г. Саров, 2012 г., С. 483–488.

НАБЛЮДЕНИЕ СКАЧКОВ МАГНИТНОГО МОМЕНТА В C_{60} В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ СВЫШЕ 200 ТЛ

В. В. Платонов, М. П. Монахов, О. М. Таценко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Долгое время считалось, что магнитное упорядочение невозможно в соединениях с *s* и *p* – орбиталями, являющихся основой органических соединений (азот, углерод, фосфор и др.). Однако с открытием фуллеренов C_{60} появилась надежда обнаружить магнитное упорядочение в аллотропных соединениях углерода, так как в них наблюдаются необычный диамагнетизм. Он должен быть обусловлен кольцевыми токами возникающими в магнитном поле в кольцах образованных π-электронами, как и в бензоле. Так как радиус фуллерена больше чем бензольное кольцо, то и молярная восприимчивость C_{60} должна быть в 41 раз больше. Однако, экспериментальное значение магнитной восприимчивости $\chi(C_{60})$ близкой к нулю. Это парадокс можно объяснить взаимной компенсацией диамагнитного и парамагнитного Ван-Флековского вкладов. Существование Ван-Флековского парамагнетизма в молекулы C_{60} указывает на то, что π-электронный потенциал несферический, должны существовать близколежащие возбужденные состояния и, в этой связи, можно ожидать необычное поведение намагниченности фуллерена в сверхсильных магнитных полях.

Наличие вблизи основного состояния виртуальных возбужденных состояний может способствовать переходу фуллерена из низкоспинового в высокоспиновое состояние. Для поиска высокоспиновых состояний нами были проведены эксперименты в сверхсильных магнитных полях до 600 Тл. Сверхсильные магнитные поля создавались взрывным сжатием магнитного потока в магнитокумулятивном генераторе МК-1 [1]. В нем отсутствовали промежуточные каскады, что снижает предельную величину магнитного поля, но позволяет получать гладкий импульс вплоть до 600 Т и с высокой точностью можно определять критические поля фазовых переходов, при которых происходят скачки магнитного момента [2–4].

Для их регистрации использовалась индукционная методика измерения дифференциальной магнитной восприимчивости. Датчиком намагниченности являлась пара хорошо скомпенсированных индукционных катушек, в одной из которых помещается образец. Без образца сигнал с индукционного датчика должен быть нулевым. С образцом он должен быть пропорционален производной намагниченности. На рис. 1 представлены сигналы

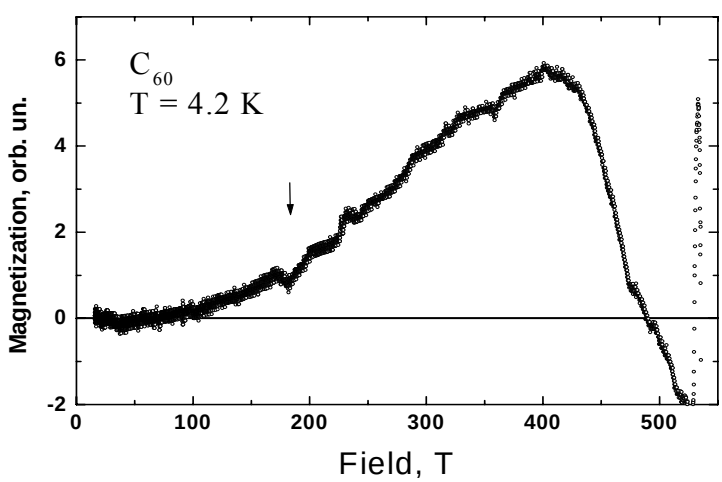


Рис. 1. Зависимость намагниченности в соединении C_{60} от магнитного поля

$V(t)$ с индукционных датчиков пропорциональные производным магнитного поля $V(t) = S \cdot dB/dt$ и магнитной восприимчивости $V(t) = S_1 \cdot dM/dt - S_2 \cdot K\, Bd/dt$, где S_1 – площадь витков индукционных датчиков $(S \perp B)$, K – коэффициент раскомпенсации катушек в компенсационной паре. Добиться полной компенсации индукционных катушек в одноразовых экспериментах достаточно сложно. Например, что бы сигнал раскомпенсации не превышал 10 % при скорости нарастания магнитного поля $\approx 10^8$ Т/с, точность изготовления катушек должна быть лучше 1 %.

Измерение магнитных полей проводится набором одновитковых индукционных датчиков различного диаметра. Измерительные датчики монтируются на штоке и помещаются в проточный гелиевый криостат.

Так как магнитное поля в МК-генераторе нарастает плавно, то на фоне постоянной составляющей сигнала можно отчетливо наблюдать скачки, характерные для скачков намагниченности магнетиков с фазовым переходом I рода. Проведенные измерения дифференциальной магнитной восприимчивости показали, что в полях превышающих 200 Тл наблюдается серия скачков амплитудой до $0{,}1\mu_B$. В поле выше 400 Тл зарегистрировано существенное изменение сигнала намагниченности с широким плавным ростом.

Область регистрации спектра

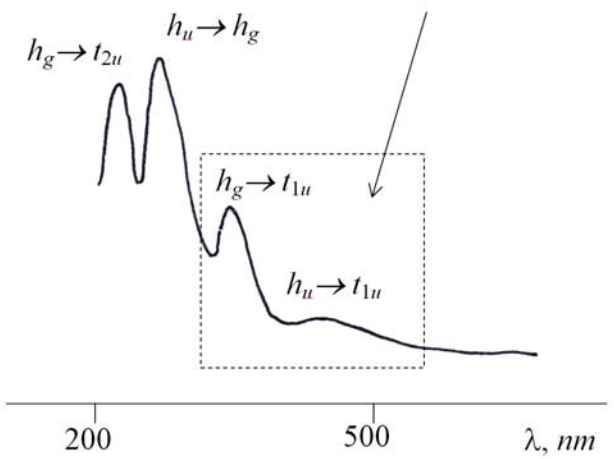


Рис. 2. Область спектра линий поглощения в фуллерене

Так как все молекулярные орбитали в молекуле C_{60} насыщены и магнитный момент равен нулю, то причиной появления скачков намагниченности может быть обусловлен разрывом химических связей C – C. Величина энергии, необходимая для этого, равна 1,6 эВ. Обрыв связи можно определить по изменению оптического спектра, например, наблюдая переход $h_u \to t_{1u}$, который лежит в диапазоне длин волн 300–550 нм, см. рис. 2. Эксперименты по измерению оптического спектра были выполнены в полях до 800 Тл. Спектр регистрировался фотоэлектронным регистратором. В качестве источника излучения использовалось свечение аргона при ударном сжатии. Результаты измерения спектра показаны на рис. 3.

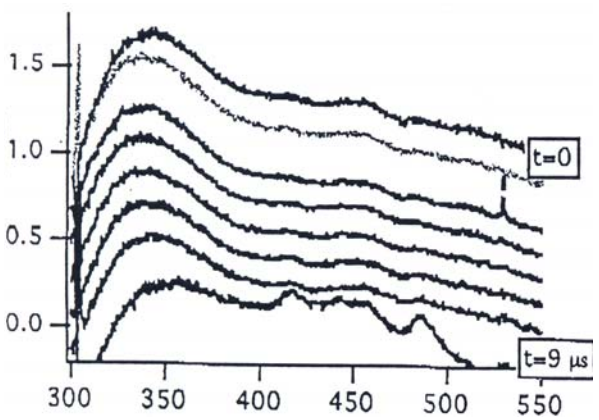


Рис. 3. Изменение спектра оптического поглощения в фуллерене при изменении магнитного поля

Как видно существенного изменения спектра, не обнаружено. Только в конце импульса видны изменения, которые не могут объяснить появление особенностей в полях 200 Тл. Поэтому можно предположить существование молекулярных орбиталей связанных с топологическими особенностями фуллерена в магнитном поле. Деформация фуллерена должна способствовать переходу его в высокоспиновое состояние посредством скачком в промежуточное состояние и *sp*-гибридизацией.

Список литературы

1. Павловский А. И., Долотенко М. И., Колокольчиков Н. П., Быков А. И., Егоров Н. И., Таценко О. М. // Письма в ЖЭТФ, 1983. 38, 437.

2. Звездин А. К., Лубашевский И. А., Левитин Р. З., Платонов В. В., Таценко О. М. // УФН. 1998. 168, 1143.

3. Платонов В. В., Таценко О. М., Селемир В. Д., Шига М. // ФТТ, 2002. 44, 304.

4. Кудасов Ю. Б., Волков А. Г., Повзнер А. А. и др. // ЖЭТФ, 1999. 116 1770.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ СИСТЕМЫ ТОКОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ КУМУЛЯТИВНЫЕ СТРУИ С «ОТСЕЧКОЙ» КОНДЕНСАТОРНОЙ БАТАРЕИ

С. В. Федоров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

Для повышения эффективности токового воздействия на металлические кумулятивные струи с уменьшением энергии емкостного накопителя, обеспечивающей заданное снижение глубины их проникания в преграду, предлагается использовать «отсечку» емкостного накопителя в момент обнуления на нем напряжения в процессе периодического разряда. Данный прием позволяет исключить перезарядку емкостного накопителя и добиться лучшей согласованности токового импульса со временем движения различных участков кумулятивной струи через межэлектродный промежуток. Исследования проводились на основе расчетной методики, в которой в качестве возможных физических механизмов снижения проникающей способности кумулятивных струй при мощном токовом воздействии рассматривались развитие магнитогидродинамической неустойчивости струи и диспергирование ее материала.

При пропускании по металлическим кумулятивным струям (КС) мощного импульса электрического тока могут проявляться механические и термические эффекты, приводящие к разрушению струи и снижению глубины ее проникания в преграду [1–3]. Для реализации подобного электродинамического воздействия (ЭДВ) на КС используется пара металлических пластин-электродов, разделенных слоем диэлектрика, и подающий на них напряжение источник электрической энергии, в качестве которого обычно выступает конденсаторная батарея (рис. 1). Разделенные диэлектриком пластины-электроды устанавливаются перед защищаемой преградой и после их замыкания при пробитии струей диэлектрика осуществляют подвод электрической энер-

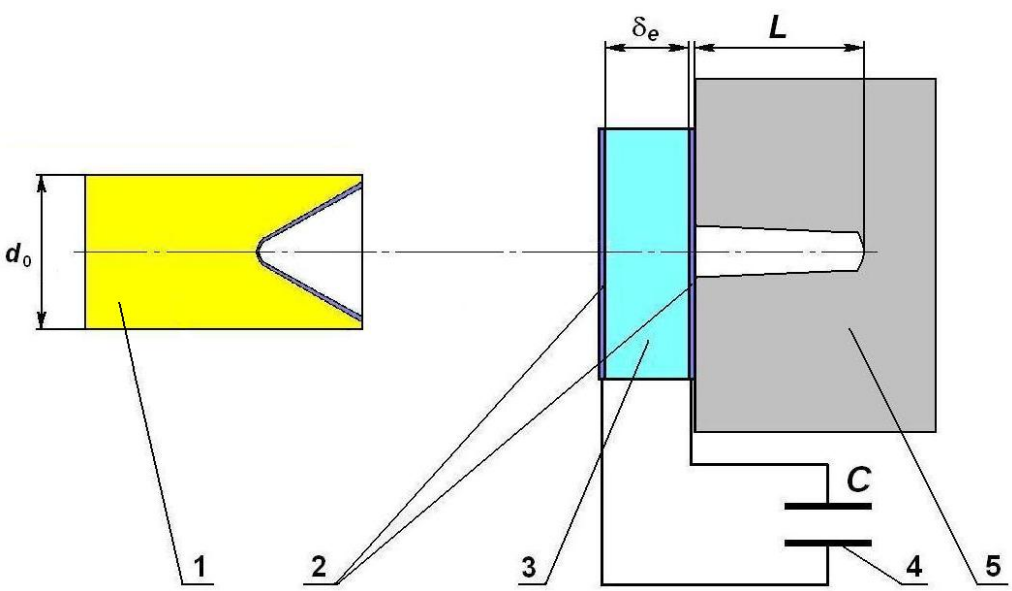


Рис. 1. Схема двухэлектродного элемента для ЭДВ на КС: 1 – кумулятивный заряд; 2 – пластины-электроды; 3 – диэлектрик; 4 – емкостной накопитель энергии; 5 – защищаемая преграда (L – остаточное пробитие кумулятивного заряда)

гии к участкам струи, движущимся в межэлектродном промежутке.

Одной из основных проблем, требующих решения при практической реализации ЭДВ на КС для снижения пробивного действия кумулятивных зарядов (КЗ), является минимизация габаритно-массовых характеристик емкостного накопителя энергии, используемого для формирования мощного импульса электрического тока через КС [4–6]. В данной работе рассматривается один из возможных способов повышения эффективности токового воздействия на КС, позволяющий несколько снизить энергию емкостного накопителя (а, соответственно, его размеры и массу), потребную для достижения определенного уровня снижения пробивного действия КЗ.

Исследования проводились на основе разработанной в МГТУ им. Н. Э. Баумана расчетной ме-

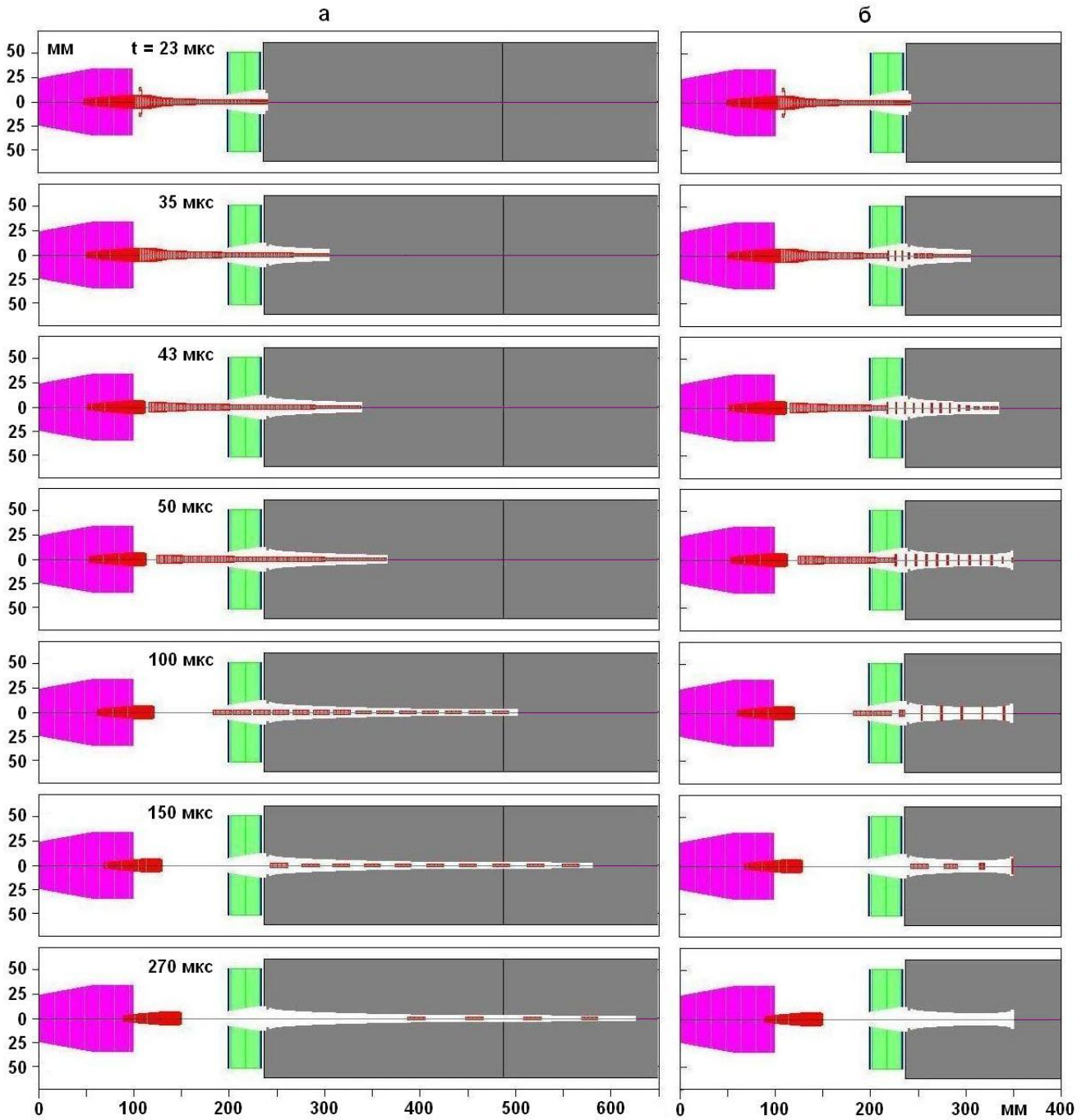


Рис. 2. Расчетные результаты действия КЗ по стальной преграде: а – в отсутствие токового воздействия на КС; б – при пропускании по КС мощного импульса электрического тока

тодики [7–9], в которой в качестве возможных физических механизмов снижения проникающей способности КС при мощном ЭДВ рассматривались развитие магнитогидродинамической (МГД) неустойчивости КС перетяжечного типа и диспергирование ее материала с радиальным рассеиванием [10–14]. Первый из указанных механизмов приводит к уменьшению эффективной длины КС вследствие ее ускоренного распада на отдельные элементы, которые при достаточной мощности ЭДВ могут дополнительно сжиматься в осевом направлении с увеличением своего поперечного размера (так называемое, явление «дискообразования») [10, 11]. Второй механизм может реализовываться при выходе участков КС из межэлектродного промежутка, когда происходит резкое прекращение действия на струю сжимающих электромагнитных сил, в результате чего создаются предпосылки для диспергирования ее материала (к этому моменту сильно нагретого электрическим током за счет выделения джоулева тепла и потому практически полностью лишенного прочности) [12–14]. Диспергирование материала КС, сопровождаемое его радиальным рассеиванием, приводит к уменьшению средней плотности струи. Так как пробивное действие КС определяется ее длиной и плотностью материала, оба рассматриваемых фактора (развитие МГД-неустойчивости и радиальное рассеивание материала) ведут к снижению глубины проникания КС в преграду.

Типичные результаты расчетов действия КЗ по стальной преграде в отсутствие токового воздействия на КС и при пропускании по ней мощного импульса электрического тока, полученные с использованием разработанной методики, проиллюстрированы на рис. 2 [7, 9]. Представленные результаты были получены для заряда диаметром около 70 мм. Перед стальной преградой размещался элемент ЭДВ с межэлектродным расстоянием 30 мм. Данные рис. 2, а соответствуют случаю, когда элемент ЭДВ не связан с источником электрической энергии (токового воздействия на КС не осуществляется). Действие КЗ по преграде, представленное на рис. 2, б, зафиксировано для случая запитки элемента ЭДВ от емкостного накопителя с энергией 300 кДж.

Как следует из сравнения приведенных на рис. 2, а, б данных, токовое воздействие рассмотренной интенсивности позволяет снизить глубину проникания КС в преграду примерно в три раза. Характерной чертой мощного ЭДВ на КС является то, что, как свидетельствуют расчеты, остаточное пробитие в преграде в этом случае обеспечивается головным участком струи (рис. 2, б). Данное обстоятельство связано с тем, что после замыкания струей межэлектродного промежутка протекающий по ней электрический ток нарастает не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени, зависящего от параметров разрядного контура. В результате головной участок КС испытывает слабое токовое воздействие, не приводящее к его разрушению. Как видно из рис. 2, б, эффект «дискообразования» не затрагивает головных элементов КС, успевающих «проскочить» межэлектродный промежуток в начале токового разряда. В то же время интенсивность токового воздействия на последующие участки КС оказывается достаточной для их полного разрушения, так что дополнительного вклада в пробитие эти участки не дают.

Результаты расчетов пробивного действия КЗ при токовом воздействии на КС с использованием разработанной методики вполне удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными [15, 16] при достаточно широком изменении как параметров самих КС, так и параметров пропускаемого по ним токового импульса, что дает основания для прогнозирования на основе данной методики возможных характеристик ЭДВ для снижения пробития КЗ различного размера. В проведенных расчетах по определению возможности повышения эффективности ЭДВ рассматривался КЗ диаметром 93 мм с уровнем пробития по гомогенной стальной преграде 550…600 мм. Конструкция элемента ЭДВ полагалась двухэлектродной (рис. 1). Источником электрической энергии, обеспечивающим реализацию ЭДВ, являлась конденсаторная батарея.

На рис. 3 для двух величин межэлектродного промежутка ($\delta_e = 50$ мм и $\delta_e = 75$ мм) приведены «идеальные» законы изменения тока, при которых обеспечивается полное разрушение всей КС рассматриваемого КЗ при минимальных энергозатратах (остаточное пробитие КЗ при этом практически отсутствует). Данные законы рассчитывались следующим образом. Для каждого элемента КС, формирующегося из различных частей кумулятивной облицовки, определялось время его прихода в межэлектродный промежуток, отсчитываемое от момента замыкания электродов головным элементом струи. Одновременно для рассматриваемого элемента КС подбиралась минимальная сила тока, при которой его пробитие составляло малую долю от начальной длины элемента, принимаемой равной длине участка образующей кумулятивной облицовки, из которого данный элемент сформировался. В результате получалась зависимость минимального «разрушающего» тока для различных

элементов КС от времени их прихода в межэлектродный промежуток. Как видно из рис. 3, для эффективного ЭДВ на КС требуется очень быстрое (практически мгновенное) нарастание силы разрядного тока до значений порядка 1 МА с последующим её монотонным относительно медленным уменьшением за время около 250 мкс. Необходимость быстрого нарастания силы разрядного тока до весьма высоких значений обусловлена малым временем пребывания головных элементов КС, имеющих высокую скорость, в межэлектродном промежутке (эффективность ЭДВ на участок КС зависит от силы пропускаемого по нему тока и времени его протекания). Для хвостовых участков КС с меньшей скоростью время токового воздействия увеличивается, поэтому для их разрушения требуются меньшие токи.

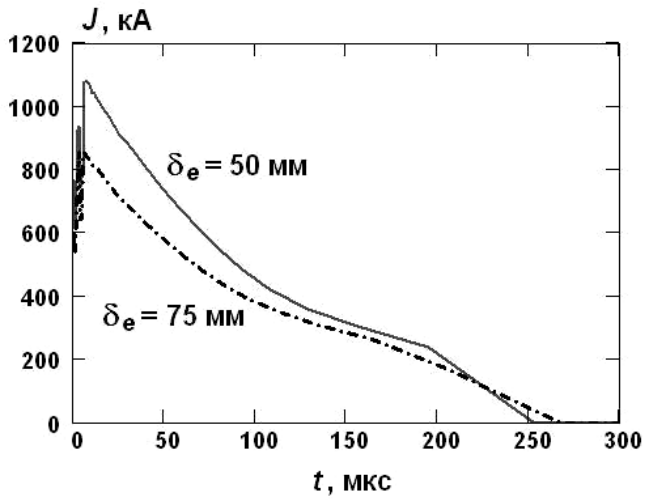


Рис. 3. Законы изменения токов, минимально необходимых для разрушения различных участков КС

К некоторому снижению «разрушающих» токов приводит увеличение межэлектродного промежутка от $\delta_e = 50$ мм до $\delta_e = 75$ мм (рис. 3), что связано, очевидно, с соответствующим увеличением продолжительности ЭДВ на участки КС. Однако увеличивать межэлектродное расстояние можно лишь до определенного предела. Дело в том, что при чересчур больших значениях δ_e могут ухудшаться условия протекания разряда, особенно если разрушение КС происходит непосредственно между электродами (в этом случае из-за резкого увеличения межэлектродного сопротивления возможен даже «срыв» разряда). В расчетной методике влияние состояния КС в межэлектродном промежутке на параметры разряда и возможность его «срыва» не учитывались, поэтому величины межэлектродных расстояний выбирались близкими к реализованным в экспериментах с нормальным режимом протекания разрядного тока (δ_e около половины диаметра КЗ) [15, 16].

Так как «идеальные» кривые токового разряда (рис. 3) рассчитывались лишь из условия полного разрушения различных участков КС, закон изменения тока в реальной разрядной цепи элемента ЭДВ, зависящий от ее параметров и параметров источника электрической энергии, в той или иной степени будет отклоняться от «идеального» с соответствующим снижением эффективности ЭДВ на КС. Важно выбрать параметры разрядного контура и источника электрической энергии таким образом, чтобы это снижение было минимальным и обеспечивало требуемый уровень остаточного пробития КЗ при минимальной энергии источника. Эквивалентная электрическая схема разрядной цепи замкнутого участком КС двухэлектродного элемента ЭДВ, запитываемого от конденсаторной батареи, включает индуктивность L_c и активное сопротивление R_c внешней части цепи (включая конденсаторную батарею), а также индуктивность L_e и активное сопротивление R_e межэлектродного промежутка (рис. 4). Роль ключа K_e в приведенной схеме, при замыкании которого происходит инициирование разряда емкостного накопителя, выполняет головной участок КС.

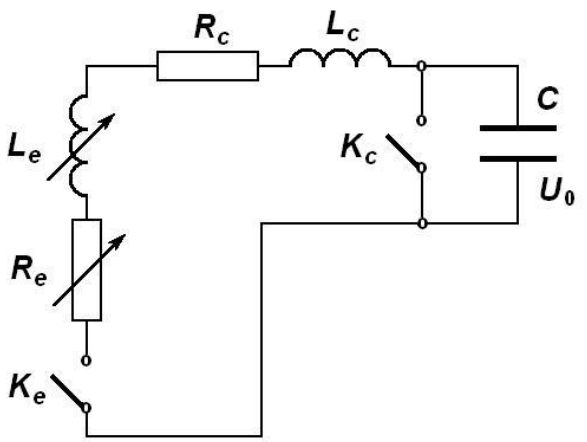


Рис. 4. Эквивалентная схема разрядного контура двухэлектродного элемента ЭДВ с емкостным накопителем

Полные индуктивность $L_s = L_c + L_e$ и активное сопротивление $R_s = R_c + R_e$ разрядной цепи влияют на форму токового импульса и, соответственно, на эффективность токового воздействия на КС. В расчетах опорные значения индуктивности L_s и активного сопротивления R_s контура принимались близкими к реализованным в эксперимен-

тах [16] и составляли L_s = 0,25 мкГн, R_s = 5 мОм. Изменениями индуктивности и активного сопротивления межэлектродного промежутка при движении через него различных участков КС (с различным поперечным сечением) в процессе токового разряда пренебрегалось, так как эти изменения относительно невелики. При постоянных значениях L_s и R_s характер изменения силы тока J в контуре (рис. 4) при разряде конденсаторной батареи с емкостью C зависит от значения безразмерного параметра $\gamma = 0,5R_s\sqrt{C/L_s}$ [17]. При $\gamma < 1$ реализуется колебательный режим разряда

$$J = \frac{U_0}{\sqrt{1-\gamma^2}}\sqrt{\frac{C}{L_s}}\exp\left(-\frac{R_s}{2L_s}t\right)\sin\left(\sqrt{\frac{1-\gamma^2}{L_sC}}\,t\right), \quad (1)$$

где U_0 – начальное напряжение на конденсаторной батарее. В случае $\gamma \geq 1$ разряд является апериодическим и выражения для силы тока J в цепи имеют вид

$$J = \frac{U_0}{L_s}\,t\,\exp\left(-\frac{R_s}{2L_s}t\right)$$

при $\gamma = 1$,

$$J = \frac{U_0}{\sqrt{\gamma^2-1}}\sqrt{\frac{C}{L_s}}\exp\left(-\frac{R_s}{2L_s}t\right)\mathrm{sh}\left(\sqrt{\frac{\gamma^2-1}{L_sC}}\,t\right)$$

при $\gamma > 1$. В соответствии с приведенными зависимостями эффективность токового воздействия на КС определяется следующими электротехническими параметрами установки – начальным напряжением U_0 и емкостью C конденсаторной батареи, а также индуктивностью L_s и активным сопротивлением R_s разрядного контура. Энергия, запасаемая емкостным накопителем и определяющая его габаритно-массовые характеристики, составляет $W = 0,5CU_0^2$.

На рис. 5 для рассматриваемого КЗ проиллюстрирован вклад в пробитие элементов КС, формирующихся из различных частей кумулятивной облицовки (z – координата, отсчитываемая от вершины облицовки вдоль ее оси, h_0 – высота облицовки), а также распределение токов, протекающих по элементам КС во время их пребывания в межэлектродном промежутке, при энергии конденсаторной батареи W = 50 кДж, межэлектродном расстоянии δ_e = 50 мм, параметрах разрядного контура L_s = 0,25 мкГн, R_s = 5 мОм и трех значениях емкости батареи – 2 мФ, 4 мФ и 8 мФ.

От емкости конденсаторной батареи зависят амплитуда и длительность токового импульса. Видно (рис. 5), что наилучший результат по снижению пробития КЗ достигается при C = 4 мФ (остаточное пробитие около 340 мм). При меньшей емкости (C = 2 мФ) за счет более быстрого темпа нарастания тока и увеличения его амплитуды усиливается эффект электродинамического разрушения средней части КС (пробитие головного участка КС $z/h_0 < 0,7$ при C = 2 мФ меньше, чем при C = 4 мФ). Однако вследствие одновременного сокращения продолжительности импульса снижается эффективность ЭДВ на хвостовые элементы КС, которые доводят остаточное проби-

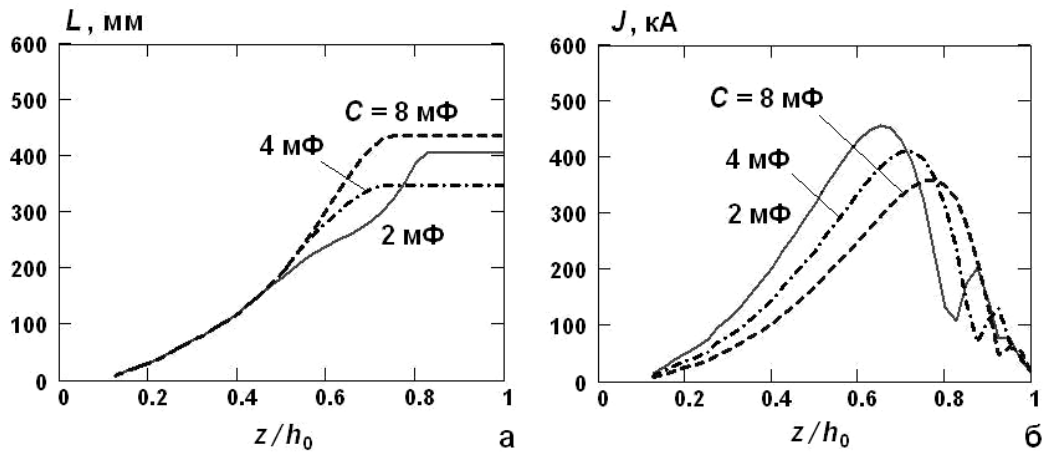


Рис. 5. Последовательное нарастание глубины пробития при проникании элементов КС, формирующихся из различных частей кумулятивной облицовки (а), и распределение протекающих по ним токов (б) при различных емкостях конденсаторной батареи с энергией 50 кДж (в отсутствие «отсечки» батареи)

тие КЗ при $C = 2$ мФ примерно до 400 мм. При наибольшем из рассмотренных значении емкости ($C = 8$ мФ) остаточное пробитие возрастает до 430 мм, так как в данном случае за счет слишком медленного темпа нарастания тока и уменьшения его амплитуды теряет свою пробивную способность только хвостовая часть КС $z/h_0 > 0,7$ (рис. 5). Таким образом, представленные результаты свидетельствуют, что при заданной энергии конденсаторной батареи существует оптимальное значение ее емкости, при котором происходит наибольшее снижение пробития КЗ. Наличие оптимума связано с изменением степени синхронизации токового импульса с временем прохождения через межэлектродный промежуток различных участков КС при изменении емкости накопителя. Как показывает анализ вклада различных элементов КС в пробивное действие, реализация ЭДВ с накопителем оптимальной емкости позволяет наиболее рациональным образом распределить энергию токового импульса на разрушение головной и хвостовой частей КС.

Анализ представленных на рис. 5 данных приводит к вопросу – нельзя ли повысить эффективность ЭДВ на КС, используя конденсаторную батарею небольшой емкости и обеспечивая тем самым быстрое нарастание тока и высокую его амплитуду, но замедляя при этом каким-либо образом последующий спад тока. В этом случае токовая кривая приближалась бы по форме к «идеальной» (рис. 3), позволяя «охватить» токовым воздействием достаточной интенсивности как головной (за счет быстрого нарастания тока), так и хвостовой (за счет медленного спада) участки КС. На поставленный вопрос может быть дан утвердительный ответ, если обратиться к известному в импульсной электрофизике приему – «отсечке» (исключению из электрической цепи) источника электрической энергии сразу после передачи им энергии в нагрузку [17].

В настоящей работе для повышения эффективности токового воздействия на КС (со снижением энергии емкостного накопителя, требующейся для заданного снижения глубины ее проникания в преграду) предлагается использовать «отсечку» емкостного накопителя в тот момент, когда напряжение на нем в процессе периодического разряда становится равным нулю. Исключение конденсаторной батареи из разрядной цепи («отсечка» батареи) осуществляется путем замыкания накоротко ее выходных разъемов (замыкания ключа K_c в схеме на рис. 4). Данный прием позволяет исключить перезарядку емкостного накопителя в процессе токового разряда с сопровождающим ее обратным перетеканием электрической энергии из разрядной цепи в емкостной накопитель. Качественное сравнение процессов разряда емкостного накопителя в отсутствие и при реализации его «отсечки» проиллюстрировано на рис. 6.

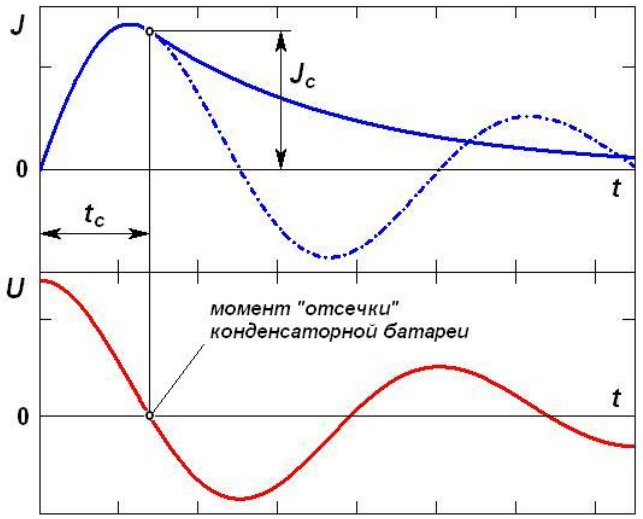


Рис. 6. Колебательный режим разряда емкостного накопителя в отсутствие и при реализации его «отсечки»

Параметры разрядного контура соответствуют случаю $\gamma < 1$ (колебательный режим разряда), и закон изменения разрядного тока в отсутствие «отсечки» конденсаторной батареи имеет вид (1). Напряжение на батарее при этом меняется по закону

$$U = U_0 \exp\left(-\frac{R_s}{2L_s}t\right) \times$$

$$\times \left[\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\sin\left(\sqrt{\frac{1-\gamma^2}{L_s C}}\,t\right) + \cos\left(\sqrt{\frac{1-\gamma^2}{L_s C}}\,t\right)\right],$$

и в первый раз принимает нулевое значение в момент времени

$$t_c = \sqrt{\frac{L_s C}{1-\gamma^2}}\left(\pi - \arcsin\left(\sqrt{1-\gamma^2}\right)\right).$$

В соответствии с (1) сила тока в данный момент времени имеет значение

$$J_c = U_0\sqrt{\frac{C}{L_s}}\exp\left(-\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\left(\pi - \arcsin\left(\sqrt{1-\gamma^2}\right)\right)\right).$$

Если в данный момент производится замыкание выходных разъемов емкостного накопителя

накоротко (рис. 6), то получается электрическая цепь с индуктивностью L_s и активным сопротивлением R_s, в которой протекает ток J_c. Последующее затухание тока в такой цепи (при $t > t_c$) описывается соотношением [17]

$$J = J_c \exp\left(-\frac{R_s}{L_s}(t - t_c)\right).$$

На токовых кривых на рис. 6 при $t > t_c$ сплошная линия соответствует изменению тока при реализации «отсечки» батареи, а пунктирная – при ее отсутствии. Видно, что в случае сохранения емкостного накопителя включенным в цепь ток после времени t_c падает более резко (вследствие изменения полярности напряжения на накопителе при его перезарядке) и затем после преодоления нулевого значения изменяет свое направление на противоположное. При «отсечке» же накопителя происходит постепенное монотонное снижение силы тока с асимптотическим приближением к нулю. Таким образом, реализация «отсечки» конденсаторной батареи в момент обнуления на ней напряжения может позволить более эффективно воздействовать на КС за счет «растягивания» токового импульса. При этом необходимо еще раз отметить, что использование данного приема возможно лишь при условии, что параметры разрядной цепи обеспечивают колебательный режим разряда (при апериодическом разряде смены полярности напряжения на емкостном накопителе не происходит, а оно монотонно уменьшается, асимптотически стремясь к нулю).

Эффект, который может дать применение «отсечки» емкостного накопителя при реализации ЭДВ, иллюстрируется на рис. 7 на примере рассматриваемого КЗ кривыми вклада в пробитие различных элементов КС и распределений воздействующих на них токов при энергии накопителя $W = 100$ кДж, его емкости $C = 0{,}9$ мФ, межэлектродном расстоянии $\delta_e = 50$ мм и параметрах разрядного контура $L_s = 0{,}5$ мкГн, $R_s = 5$ мОм (так как за время движения элементов КС в межэлектродном промежутке сила тока в цепи может существенно измениться, на рис. 7 для каждого элемента указано ее среднее значение, взятое по модулю).

Видно (рис. 7), что в отсутствие «отсечки» ток во время движения между пластинами-электродами хвостовой части КС ($z/h_0 > 0{,}7$) испытывает немонотонное изменение (резко снижается, возрастает и снова снижается). Это соответствует смене направления тока с его переходом через нулевое значение, когда еще не вся КС прошла через межэлектродный промежуток. В результате ЭДВ на хвостовой участок КС оказывается слабым, и он дает существенный вклад в остаточное пробитие КЗ, составляющее в данном случае примерно 325 мм. Применение же «отсечки» конденсаторной батареи позволяет «охватить» хвостовые элементы КС токовым воздействие достаточной интенсивности, полностью лишив их пробивной способности, что снижает остаточное пробитие КЗ до 220 мм.

На основе разработанной методики для случаев реализации и отсутствия «отсечки» емкостного накопителя были проведены сравнительные расче-

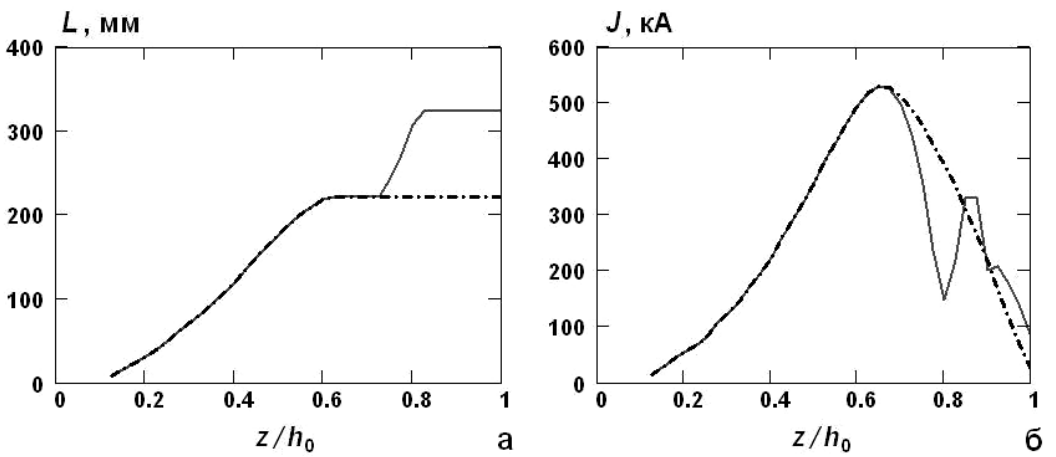


Рис. 7. Последовательное нарастание глубины пробития при проникании элементов КС, формирующихся из различных частей кумулятивной облицовки (а), и распределение протекающих по ним токов (б) при энергии емкостного накопителя 100 кДж в отсутствие (сплошные линии) и при реализации (пунктирные линии) его «отсечки»

ты по определению его емкости, обеспечивающей максимальный эффект снижения пробития КЗ при фиксированном значении энергии накопителя (рис. 8). В расчетах было рассмотрено три значения энергии – 50 кДж, 100 кДж и 200 кДж. Кроме того, при задании общих индуктивности L_s и активного сопротивления R_s разрядного контура наряду с их опорными значениями (соответственно, 0,25 мкГн и 5 мОм) рассматривалось еще два

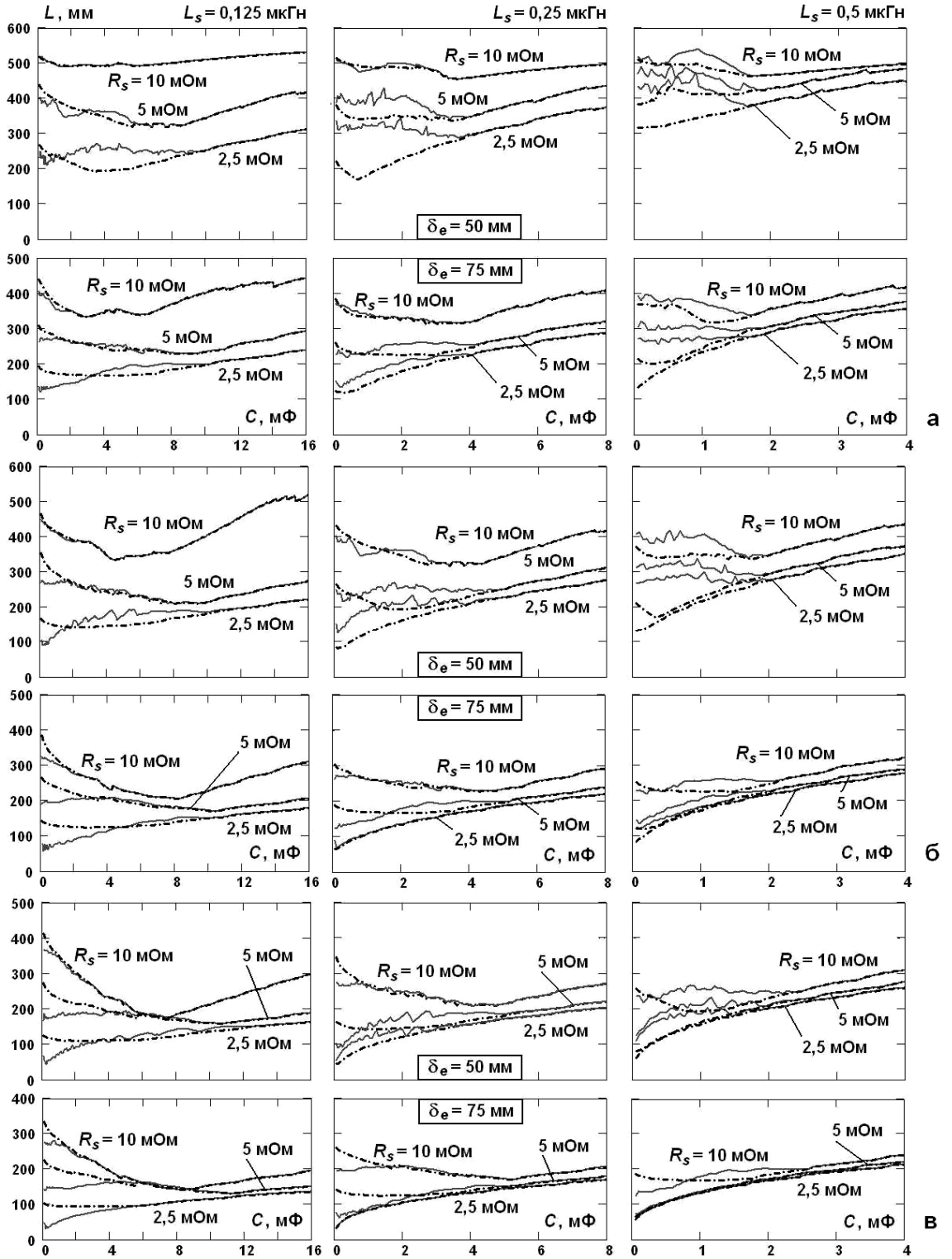


Рис. 8. Остаточное пробитие КЗ при различных параметрах разрядного контура и различной энергии емкостного накопителя в отсутствие (сплошные линии) и при реализации (пунктирные линии) его «отсечки»: а – $W = 50$ кДж; б – $W = 100$ кДж; в – $W = 200$ кДж

значения – в два раза большее и меньшее. Межэлектродный промежуток брался равным 50 мм и 75 мм. Сплошные линии на рис. 8 указывают остаточное пробитие КЗ в отсутствие «отсечки» накопителя, а пунктирные – при ее осуществлении. Те участки, на которых эти линии накладываются одна на другую, соответствуют реализации апериодических режимов разряда накопителя с $\gamma \geq 1$ (при апериодическом разряде, как указывалось выше, производить «отсечку» накопителя не имеет смысла).

Как видно из рис. 8, для обоих случаев (с «отсечкой» и без «отсечки» накопителя) эффективность ЭДВ возрастает с уменьшением активного сопротивления цепи. Это возрастание носит тем более выраженный характер, чем меньше энергия накопителя и общая индуктивность разрядного контура. С увеличением индуктивности цепи проявляется тенденция к снижению эффективности ЭДВ. Если говорить о различии остаточного пробития КЗ в отсутствие и при реализации «отсечки» емкостного накопителя, то применение «отсечки» дает более заметный выигрыш с увеличением индуктивности разрядной цепи и уменьшением ее активного сопротивления. Очевидно, данное обстоятельство обусловлено происходящим при этом возрастанием постоянной времени затухания тока L_s/R_s в цепи с «отсеченной» конденсаторной батареей. Преимущество системы ЭДВ с «отсечкой» конденсаторной батареи заметнее также при меньшей энергии батареи. Например, при энергии накопителя $W = 50$ кДж (рис. 8, а) и параметрах цепи $L_s = 0{,}25$ мкГн, $R_s = 2{,}5$ мОм минимально достижимое остаточное пробитие КЗ без «отсечки» накопителя составляет около 300 мм, а с «отсечкой» – менее 200 мм.

Из рис. 8 видно также, что при малых значениях индуктивности и активного сопротивления разрядного контура преимущество может иметь система ЭДВ без «отсечки» накопителя энергии. Это преимущество наблюдается в области малых значений емкости накопителя, где реализуется вы-

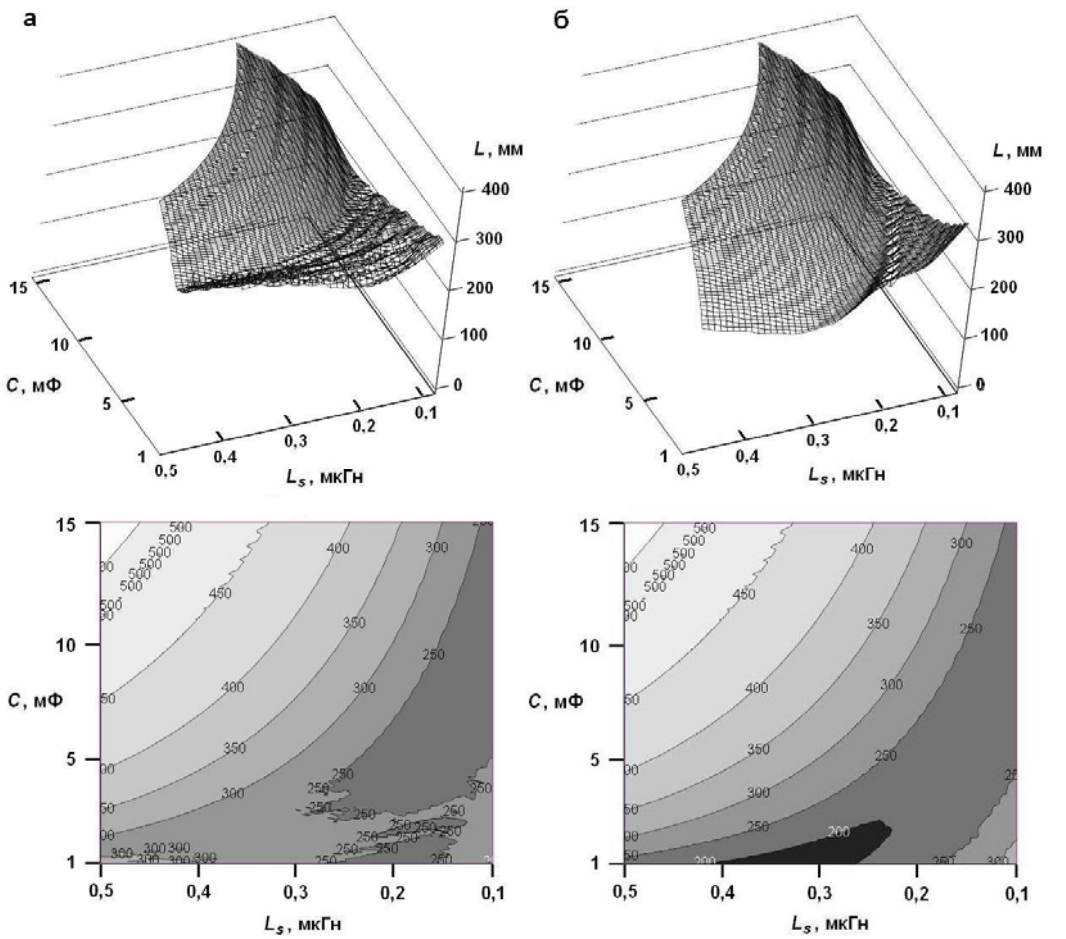


Рис. 9. Влияние на остаточное пробитие КЗ емкости конденсаторной батареи и индуктивности разрядного контура при энергии батареи 100 кДж: а – в отсутствие «отсечки» батареи; б – при реализации «отсечки» батареи

сокочастотный колебательный режим его разряда с многократной сменой за время движения КС в межэлектродном промежутке направления тока, сопровождающейся его переходом через нулевое значение. Однако, как представляется, практическое применение таких режимов ЭДВ вряд ли возможно по двум причинам. Во-первых, обнуление тока в разрядной цепи во время движения через межэлектродный промежуток КС может привести к срыву разряда. Так как КС пробивает в пластинах-электродах отверстия с размером, существенно превышающим ее собственную толщину, замыкание цепи элемента ЭДВ происходит через дуговой разряд между струей и краями отверстий в пластинах. При переходе тока через нулевое значение дуга может погаснуть. Во-вторых, при заданной энергии емкостного накопителя уменьшение его емкости приводит к необходимости повышения начального напряжения на накопителе, что на практике ограничивается условиями обеспечения надежной электроизоляции оборудования. Предельно допустимым напряжением зарядки накопителя в реальных системах ЭДВ представляется значение, не превышающее 10 кВ [18]. При данном ограничении и самой малой из рассмотренных энергии накопителя $W = 50$ кДж его емкость не может выбираться ниже 1 мФ.

Как было отмечено выше, для повышения эффективности ЭДВ активное сопротивление разрядного контура R_s должно быть минимизировано. В отношении двух других его параметров (индуктивности L_s и емкости накопителя C) были проведены расчеты по определению их рационального сочетания, обеспечивающего минимум остаточного пробития КЗ при заданной энергии емкостного накопителя. В расчетах были рассмотрены варианты системы ЭДВ с «отсечкой» и без «отсечки» накопителя. Активное сопротивление разрядной цепи принималось равным своему опорному значению $R_s = 5$ мОм, а межэлектродное расстояние составляло $\delta_e =$ 50 мм. На рис. 9 результаты, полученные при энергии емкостного накопителя $W = 100$ кДж, представлены поверхностями остаточного пробития, как функции параметров L_s и C, а также линиями уровня. Видно, что для системы ЭДВ с «отсечкой» конденсаторной батареи минимально достижимое при данной энергии батареи остаточное пробитие (примерно 175 мм) ниже, чем в отсутствие «отсечки».

Если рассматривать зависимость остаточного пробития КЗ от энергии емкостного накопителя, следует отметить существенную неравномерность достигаемого эффекта по мере ее увеличения.

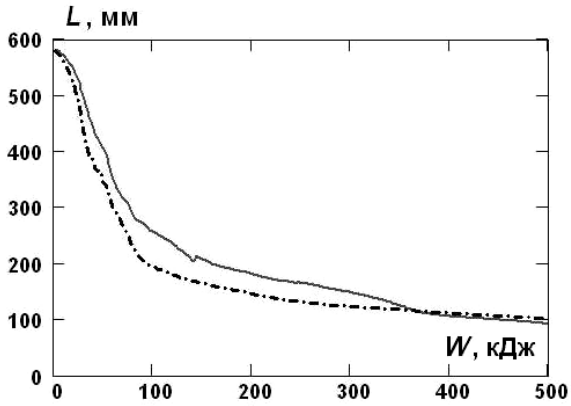


Рис. 10. Зависимость остаточного пробития КЗ от энергии емкостного накопителя в отсутствие (сплошная линия) и при реализации (пунктирная линия) его «отсечки»

При параметрах разрядного контура $L_s = 0{,}25$ мкГн, $R_s = 5$ мОм, емкости накопителя $C = 2$ мФ и межэлектродном расстоянии $\delta_e = 50$ мм система ЭДВ с «отсечкой» накопителя позволяет снизить пробитие КЗ до 180…200 мм, если энергия батареи составляет $W = 100$ кДж (рис. 10). Дальнейшее же пятикратное увеличение энергии накопителя (до $W = 500$ кДж) дает дополнительное снижение пробития не более, чем на 100 мм. Из рис. 10 также видно, как проявляются преимущества системы ЭДВ с «отсечкой» конденсаторной батареи при различной ее энергии – выигрыш в снижении остаточного пробития КЗ при реализации «отсечки» явно прослеживается при малых энергиях накопителя (примерно до 300 кДж) и нивелируется по мере дальнейшего роста энергии.

Список литературы

1. Павловский А. И., Пляшкевич Л. Н., Шувалов А. М., Бродский А. Я. Экспериментальные исследования разрушения кумулятивной струи импульсом тока // Журнал технической физики. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 76–82.

2. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В., Швецов Г. А., Матросов А. Д. О возможностях управления кумулятивным эффектом взрыва с помощью электромагнитных воздействий // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 126–145.

3. Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Численное моделирование и определение закономерностей деформирования и раз-

рушения металлических кумулятивных струй // Химическая физика. 1999. Т. 18, № 10. С. 26–36.

4. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В., Швецов Г. А., Матросов А. Д. Прогнозирование пробивной способности металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 28–36.

5. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Бабкин А. В., Ладов С. В., Федоров С. В. Электродинамическая защита от кумулятивных боеприпасов // Вопросы оборонной техники. Сер.16. Технические средства противодействия терроризму. 2004. Вып. 11–12. С. 40–53.

6. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Бабкин А. В., Ладов С. В., Федоров С. В. Основы электродинамической защиты от кумулятивных средств поражения // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2005. Вып. 1(42). С. 119–131.

7. Федоров С. В. Электродинамическая защита от кумулятивных средств поражения: физические аспекты функционирования // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. «Машиностроение». 2014. № 3. С. 79–100.

8. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В., Швецов Г. А., Матросов А. Д. Выбор параметров электродинамической защиты против кумулятивных средств поражения танков // Оборонная техника. 2002. № 1–2. С. 26–36.

9. Федоров С. В., Ладов С. В. Мощный электроразряд как средство противокумулятивной защиты объектов // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2012. Вып. 9–10. С. 41–52.

10. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Бабкин А. В., Ладов С. В., Федоров С. В. Поведение металлических кумулятивных струй при пропускании по ним импульсного электрического тока // Прикладная механика и техническая физика. 2000. Т. 41, № 3. С. 19–25.

11. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. Развитие магнитогидродинамической неустойчивости на подвергающейся электродинамическому воздействию кумулятивной струе // Оборонная техника. 1998. № 1–2. С. 49–56.

12. Бабкин А. В., Кружков В. А., Луговой Э. В., Федоров С. В. Математическое моделирование растяжения кумулятивной струи при пропускании через нее электрического тока // Оборонная техника. 1993. № 9. С. 36–39.

13. Бабкин А. В., Колычев М. Е., Ладов С. В., Федоров С. В. О возможном механизме разрушения кумулятивной струи импульсом тока // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 47–54.

14. Федоров С. В. Об эффекте рассеивания металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока // Журнал технической физики. 2012. Т. 82. Вып. 10. С. 18–30.

15. Матросов А. Д., Швецов Г. А. Экспериментальное исследование токовой неустойчивости кумулятивных струй // Прикладная механика и техническая физика. 1996. Т. 37, № 4. С.9–14.

16. Павловский А. И., Пляшкевич Л. Н., Шувалов А. М., Бродский А. Я. Исследование некоторых особенностей процесса разрушения кумулятивной струи в сильноточном режиме // Журнал технической физики. 1994. Т. 64. Вып.5. С. 43–48.

17. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

18. Ford M. D., Dorr G. B., Toepfer A. J. Design and testing of a compact electromagnetic armor power system // Proc. of the 11th Annual US Army Ground Vehicle Survivability Symp. 2000.

О ВОЗМОЖНЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ С «ВМОРОЖЕННЫМ» МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С. В. Федоров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

Проанализирована возможность увеличения предельного удлинения и, соответственно, пробивного действия металлических кумулятивных струй при предварительном создании в кумулятивной облицовке аксиального магнитного поля. Данный эффект может быть достигнут за счет нагрева и термического разупрочнения материала струи в результате резкого усилении магнитного поля в области струеобразования при схлопывании облицовки. Для получения положительного результата магнитная индукция начального поля в облицовке не должна превышать уровня, при котором струя в процессе усиления поля в ее материале разрушается электромагнитными силами. Исследования проведены на основе численного моделирования в рамках квазидвумерной задачи об инерционном растяжении проводящего жесткопластического стержня с присутствующим в его материале продольным магнитным полем.

При взрыве кумулятивного заряда (КЗ), представляющего собой осесимметричный заряд взрывчатого вещества с выемкой, покрытой тонкой металлической облицовкой, формируются высокоскоростные кумулятивные струи (КС), обладающие высокой пробивной способностью [1]. Как свидетельствуют эксперименты, предварительное создание аксиального магнитного поля в металлической облицовке КЗ непосредственно перед его подрывом (рис. 1, а) может существенно влиять на функционирование заряда. В опытах с КЗ диаметром $d_0 = 50$ мм, имеющими медную коническую облицовку, при индукции начального поля в облицовке B_{l0} в десятые доли тесла наблюдалось значительное снижение пробивного действия заряда [2, 3]. При начальном поле с индукцией свыше 0,6 Тл пробитие полностью отсутствовало.

Теоретический анализ данного эффекта [4, 5] позволяет предположить главной причиной его проявления резкое усиление магнитного поля в области образования КС при схлопывании «намагниченной» облицовки. Усиление поля в области струеобразования происходит вследствие больших деформаций удлинения частиц материала облицовки вдоль линий магнитной индукции. В соответствии с известным в магнитной гидродинамике эффектом «вмороженности» магнитного поля в проводящий материал [6], реализующемуся при его очень быстром деформировании, рост интенсивности поля должен быть примерно пропорционален степени удлинения материальных волокон, ориентированных вдоль линий индукции. Генерирование сильного магнитного поля в материале формирующейся КС сопровождается действием на струю мощных растягивающих электромагнитных сил, которые приводят к ее разрушению и радиальному диспергированию с потерей пробивной способности. Данный сценарий поведения КС, образующейся при схлопывании «намагниченной» облицовки, согласуется с результатами рентгенографических исследований [7, 8].

На рис. 1, б, в представлены результаты численного моделирования влияния магнитного поля, создаваемого в конической кумулятивной облицовке, на формирование КС, полученные в рамках двумерной осесимметричной задачи магнитной гидродинамики в предположении идеальной проводимости материала облицовки [9]. Как видно из распределений осевой скорости v_{za} на оси симметрии течения, наличие магнитного поля в облицовке несущественно влияет на кинематические параметры формирующейся КС. Однако усиление магнитного поля в области струеобразования при схлопывании «намагниченной» кумулятивной облицовки приводит к кардинальному изменению структуры КС – происходит радиальное рассеивание КС со значительным снижением средней

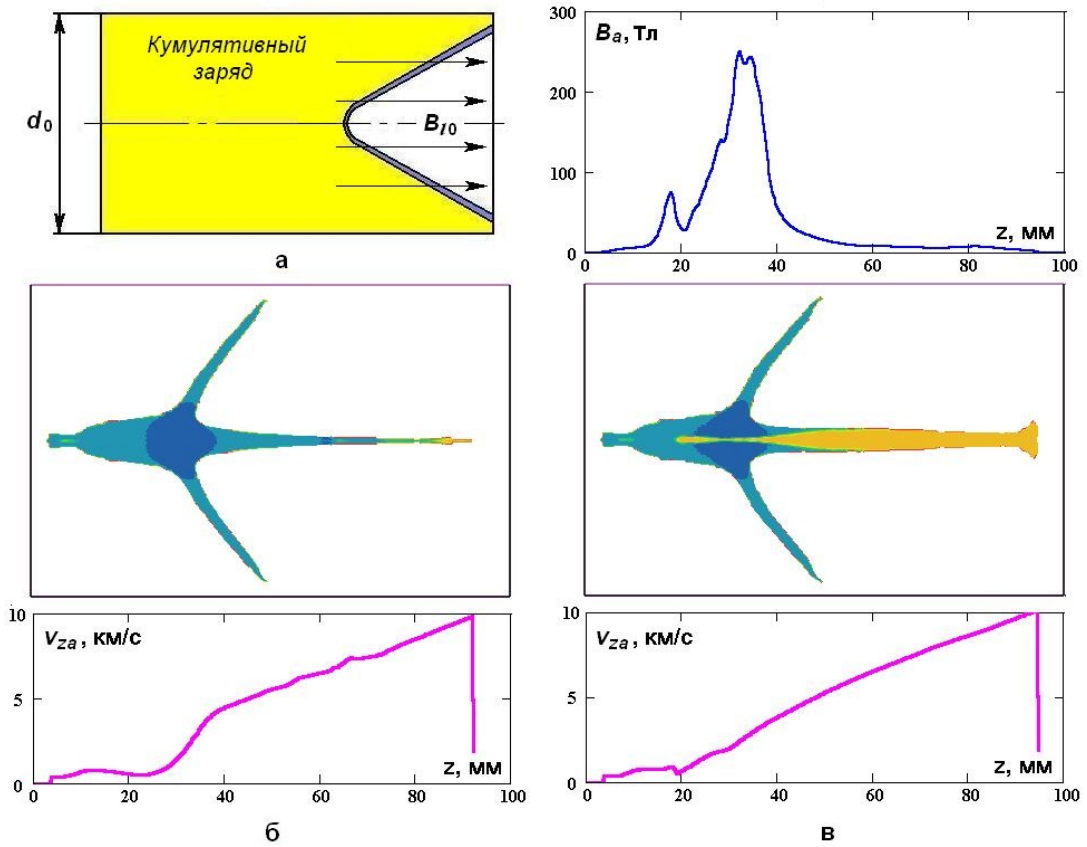


Рис. 1. Влияние на функционирование КЗ магнитного поля, создаваемого в кумулятивной облицовке: а – схема КЗ с созданным в облицовке аксиальным магнитным полем; б – формирование КС в отсутствие поля в облицовке; в – формирование КС при индукции начального поля в облицовке B_{l0} = 0,5 Тл

плотности ее диспергирующегося материала, что, очевидно, не может не повлечь за собой уменьшение пробивной способности струи. Что касается степени «накачки» магнитного поля схлопывающейся кумулятивной облицовкой, то на основании результатов численного моделирования можно получить следующие оценки. Индукция магнитного поля в области струеобразования должна возрастать по мере схлопывания облицовки, так что для хвостовых участков КС она должна быть выше, чем для головных (это связано с тем, что материальные волокна в области струеобразования в процессе схлопывания облицовки испытывают непрерывное удлинение в осевом направлении, то есть вдоль линий магнитной индукции созданного поля). Проиллюстрированные на рис. 1, б, в конфигурации течений соответствуют моменту формирования средних участков КС (со скоростью около 4,5 км/с). Из распределения магнитной индукции B_{za} на оси симметрии в этот момент для случая взрывного обжатия облицовки с начальным полем B_{l0} = 0,5 Тл (рис. 1, в) видно, что ее максимальное значение составляет около 250 Тл. Это соответствует усилению начального поля в 500 раз. Как было отмечено выше, при проведении численного моделирования материал облицовки считался идеально проводящим, что исключало диффузию магнитного поля, которая в реальной ситуации должна приводить к ослаблению «накачки» поля. Принимая во внимание данное обстоятельство, степень усиления магнитного поля в области струеобразования при формировании средних участков КС из «намагниченной» облицовки можно оценить значением порядка 10^2.

В настоящей работе анализируется принципиальная возможность достижения обратного эффекта – повышения пробивного действия КЗ при предварительном создании в его облицовке аксиального магнитного поля. Ставка делается на дополнительный нагрев материала КС вихревыми индукционными токами, который также должен сопровождать усиление в ней магнитного поля. Нагрев КС ведет к снижению предела текучести ее материала и, соответственно, к замедлению темпа развития пластической неустойчивости струи, вследствие которой она в процессе растяжения разрывается на отдельные элементы [10, 11]. В результате может возрасти эффективная длина КС,

определяющая ее пробивное действие. Для реализации данного эффекта необходимо предотвратить разрушение струи вследствие действия на нее электромагнитных сил, что может быть достигнуто за счет снижения индукции создаваемого в кумулятивной облицовке начального магнитного поля до уровня сотых долей тесла. Таким образом, возникает задача сопоставления температурных полей, возникающих в КС, формирующейся из «намагниченной» облицовки, и обусловленных выделением джоулева тепла, с полями механических напряжений в материале КС, нагруженном действием дополнительных электромагнитных сил.

Процесс усиления магнитного поля в материале КС при схлопывании «намагниченной» кумулятивной облицовки может быть разделен на две последовательные стадии – стадию «накачки» поля в облицовке в области струеобразования, о которой говорилось выше, и стадию продолжения его усиления в уже сформировавшемся участке КС (участки КС после формирования удлиняются с высокой скоростью в осевом направлении, продолжая «растягивать» линии индукции поля, «захваченного» в области струеобразования, и обеспечивая тем самым продолжение его генерации). Если уже на момент формирования участка КС в ее материале будет сгенерировано очень сильное магнитное поле, то его последующее дополнительное усиление вследствие растяжения КС неминуемо завершится разрушением струи (радиальный разброс материала разрушенной КС приводит при этом к резкому падению интенсивности поля в струе, что и наблюдается на осевом распределении магнитной индукции на рис. 1, в). Из сказанного следует, что при оценке возможности термического разупрочнения КС индукционными токами без ее разрушения за счет действия электромагнитных сил необходимо рассматривать, в первую очередь, стадию генерации магнитного поля в уже сформировавшемся участке КС.

Исследование процесса генерации магнитного поля в материале КС проводилось на основе численного моделирования в рамках одномерной задачи магнитной гидродинамики об инерционном растяжении цилиндрического жесткопластического проводящего стержня с созданным в его материале продольным магнитным полем (рис. 2). Начальные радиус R_0 и скорость осевого деформирования $\dot{\varepsilon}_{z0}$ стержня соответствуют параметрам элементов КС в момент их формирования при схлопывании облицовки. В процессе равномерного деформирования эти параметры стержня изменяются, как $\dot{\varepsilon}_z = \dot{\varepsilon}_{z0}/n$, $R = R_0/\sqrt{n}$, где $n = 1 + \dot{\varepsilon}_{z0} t$ – коэффициент удлинения стержня, характеризующий отношение его текущей длины к начальной (t – время) [12]. Вследствие растяжения частицы стержня имеют направленную к оси радиальную скорость v_r, распределение которой по радиусу стержня r в любой момент времени является линейным $v_r = -\dot{\varepsilon}_z r/2$ (это следует из условия несжимаемости материала стержня).

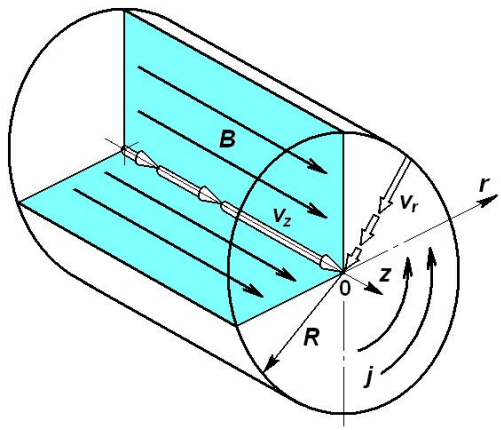


Рис. 2. Расчетная схема деформирования участка КС с созданным в ее материале продольным магнитным полем

В начальный момент времени в материале стержня предполагалось существующим магнитное поле с линиями индукции, ориентированными вдоль его оси, и с магнитной индукцией, изменяющейся по радиусу стержня по параболическому закону $B(r) = B_{a0}\left(1 - r^2/R_0^2\right)$, согласно которому она принимала нулевое значение на поверхности стержня $(r = R_0)$ и значение B_{a0} на его оси $(r = 0)$. Возникающее при этом в материале стержня электрическое поле с напряженностью E и индукционные токи с плотностью j являются азимутальными (рис. 2). Эволюция электрического и магнитного полей в стержне в процессе его удлинения описывается системой соотношений, выражающих закон электромагнитной индукции, закон полного тока и закон Ома в дифференциальной форме [6]:

$$\frac{dB}{dt} = \dot{\varepsilon}_z B - \frac{1}{r}\frac{\partial(Er)}{\partial r}; \quad j = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial B}{\partial r}; \quad E = \eta j,$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, η – удельное сопротивление материала стержня. От-

метим, что первое слагаемое в правой части закона электромагнитной индукции «ответственно» за генерацию магнитного поля в растягивающемся стержне, а второе – за диффузионное «рассасывание» поля. При определении эволюции температуры T материала стержня предполагалось, что ее рост обусловлен лишь выделением джоулева тепла (нагревом вследствие диссипации механической энергии на пластических деформациях пренебрегалось):

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = j^2 \eta ,$$

где ρ – плотность материала стержня, c_v – удельная теплоемкость. При нагреве материала до температуры плавления T_s учитывалось, что дальнейшее повышение температуры возможно лишь после того, как в материале дополнительно выделится теплота, равная в расчете на единицу массы его удельной теплоте плавления λ. Учитывалось также различие в теплоемкостях материала стержня в твердом и жидком (расплавленном) состояниях и увеличение его удельного сопротивления с ростом температуры [13]. Снижение предела текучести σ_Y материала с повышением его температуры предполагалось происходящим по линейному закону $\sigma_Y = \sigma_{Y0}(T - T_0)/(T_s - T_0)$ [14] вплоть до нулевого значения при достижении температуры плавления (T_0 – начальная температура стержня, σ_{Y0} – значение предела текучести при начальной температуре). Для характеристики степени снижения прочностных свойств материала стержня в результате его джоулева нагрева использовался коэффициент термического разупрочнения, определяемый, как $k_T = \sigma_Y / \sigma_{Y0} = (T - T_0)/(T_s - T_0)$.

Напряженное состояние в материале проводящего стержня, удлиняющегося с существующим в нем магнитным полем, может быть определено с привлечением уравнения радиального движения материала

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + jB ,$$

где σ_r, σ_θ – соответственно, радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений. Интегрирование данного уравнения по радиальной координате от некоторого ее текущего значения r до радиуса стержня R позволяет получить распределение радиальных напряжений в стержне [15]

$$\sigma_r(r) = -\frac{3}{8}\rho \dot{\varepsilon}_z^2 \left(R^2 - r^2\right) - \frac{B^2(R) - B^2(r)}{2\mu_0} .$$

Сформулированная задача решалась численно. Физические процессы, сопровождающие удлинение участка КС с «вмороженным» магнитным полем, проиллюстрируем в рамках представленной модели на примере деформирования среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром

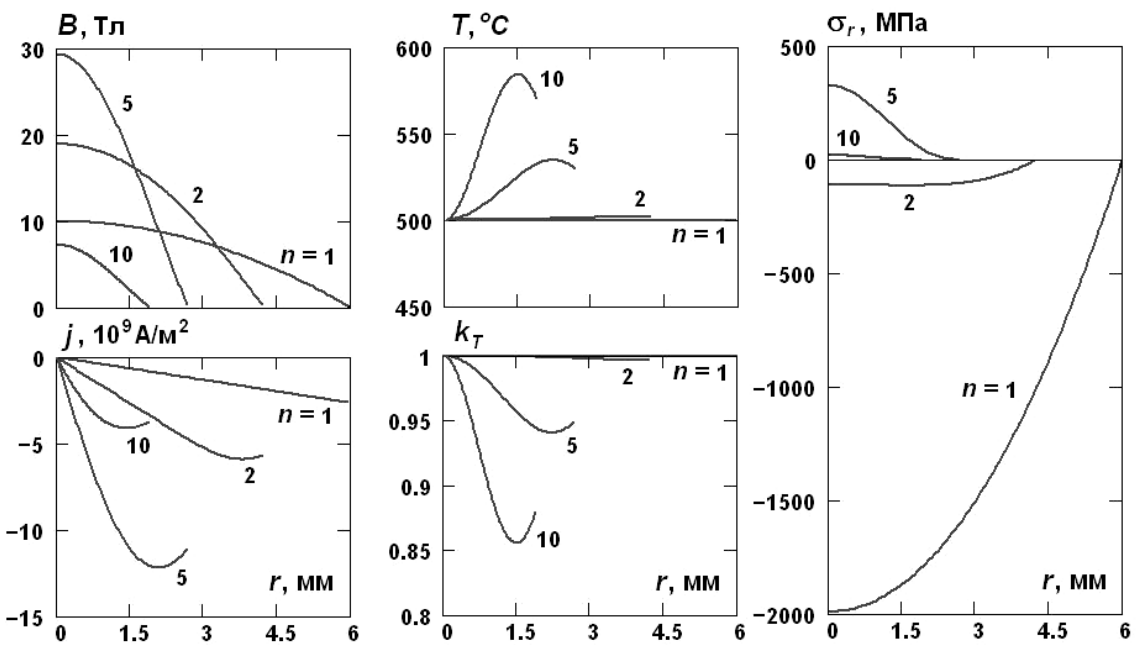


Рис. 3. Радиальные распределения параметров в различные моменты деформирования среднего участка КС заряда диаметром 100 мм, удлиняющегося с «вмороженным» магнитным полем

$d_0 = 100$ мм с медной конической облицовкой. Начальные геометрические и кинематические параметры КС рассчитывались с использованием методики [16] и в рассматриваемом случае принимались следующими: скорость $v_z = 5$ км/с; начальный радиус $R_0 = 6$ мм; начальная скорость осевого деформирования $\dot{\varepsilon}_{z0} = 1{,}3 \cdot 10^5$ с$^{-1}$. Теплофизические и электрофизические характеристики материала КС (меди) задавались на основе данных [13], начальная температура участка КС принималась постоянной по его сечению и составляла $T_0 = 500$ °C. На рис. 3 приводятся радиальные распределения магнитной индукции B, плотности индукционных токов j, температуры T, коэффициента термического разупрочнения k_T и радиального напряжения σ_r в различные моменты времени, характеризуемые соответствующими значениями коэффициента удлинения n участка КС (начальному моменту соответствует значение $n = 1$).

Как видно из рис. 3, первоначально темп генерации магнитного поля в элементе КС, обусловленной его растяжением, превышает темп диффузионного «рассасывания» поля, и магнитная индукция поля в материале струи возрастает [15]. При проведении расчета предполагалось, что магнитное поле в элементе КС в момент его формирования, сгенерированное в области струеобразования, имеет параболическое радиальное распределение с индукцией на оси $B_{a0} = 10$ Тл. К моменту удлинения в $n = 5$ раз поле на оси элемента КС усиливается почти в три раза, при этом радиальное распределение магнитной индукции сохраняет близкий к параболическому вид. По мере растяжения участка КС его радиус R и скорость осевого деформирования $\dot{\varepsilon}_z$ уменьшаются, и в итоге процесс диффузии поля начинает превалировать над процессом его генерации – поле постепенно «выходит» из элемента КС с монотонным стремлением магнитной индукции к нулевому значению [15]. Из радиальных распределений индукционных токов на рис. 3 видно, что они циркулируют в поверхностных слоях материала КС (на оси струи в силу соответствующего граничного условия, обусловленного цилиндрической геометрией задачи, плотность индукционных токов равна нулю). Соответственно, в поверхностных слоях локализуется и джоулев нагрев материала КС. При заданной интенсивности начального магнитного поля $(B_{a0} = 10$ Тл$)$ проявление термических эффектов выражено слабо – максимальный прирост температуры материала КС лежит в пределах 80 ºС. При этом термическое разупрочнение поверхностных слоев участка КС характеризуется снижением коэффициента k_T от начального единичного значения всего лишь до 0,85. Если анализировать эволюцию распределений радиальных напряжений по радиусу участка КС, то следует отметить, что они формируются в результате конкуренции двух факторов. Сходящееся к оси радиальное движение материала КС при ее удлинении обеспечивает действие сжимающих радиальных напряжений. Объемные электромагнитные силы, возникающие в результате взаимодействия магнитного поля с индукционными токами и направленные от оси струи, напротив, являются причиной появления растягивающих радиальных напряжений. На начальных стадиях деформирования КС превалирующим является первый из указанных факторов – сжимающие радиальные напряжения на оси струи достигают 2 ГПа. В процессе удлинения КС действие данного фактора ослабляется (вследствие уменьшения радиуса струи и скорости ее деформирования), а второго, напротив, усиливается (за счет «накачки» магнитного поля в струе). В результате радиальные напряжения из сжимающих превращаются в растягивающие, и их максимальное значение на оси КС составляет около 300 МПа. Очевидно, именно на этой стадии при достаточной интенсивности растягивающих напряжений и может реализоваться разрушение КС с радиальным диспергированием ее материала. В дальнейшем в процессе ослабления магнитного поля в струе вследствие его диффузии радиальные напряжения в материале КС постепенно исчезают.

Ключевое значение при определении возможности термического разупрочнения КС за счет создания магнитного поля в кумулятивной облицовке имеет в рамках используемой модели выявление зависимости степени нагрева струи от интенсивности начального поля в ней в момент формирования (то есть, от интенсивности поля, «приобретенного» в области струеобразования). Подобные расчеты были проведены для средних участков КС, формируемых геометрически подобными КЗ диаметрами 50, 100 и 150 мм с медными коническими облицовками, что позволило дополнительно установить влияние на достигаемый эффект масштабного фактора (для геометрически подобных КЗ соотношение начальных радиусов элементов КС принималось равным коэффициенту геометрического подобия, а соотношение их начальных скоростей деформирования – обратным

данному коэффициенту). Так как индукционный нагрев КС, удлиняющейся с «вмороженным» магнитным полем, существенно неравномерен по ее сечению (рис. 3), для получения обобщенной характеристики снижения прочностных свойств материала струи проводилось усреднение коэффициента термического разупрочнения k_T по сечению элемента КС

$$k_T^m = \frac{2}{R^2}\int_0^R k_T\, r\, dr\,.$$

На рис. 4 для средних участков КС геометрически подобных КЗ приводятся зависимости от их текущего коэффициента удлинения n магнитной индукции B_a и радиального напряжения σ_{ra} на оси струи, а также осредненного коэффициента термического разупрочнения k_T^m при различных начальных интенсивностях поля в струе. Видно, что генерация магнитного поля в удлиняющейся КС сопряжена с проявлением масштабного эффекта – с увеличением диаметра КЗ эффективность генерации возрастает. Так, максимальное усиление поля на оси среднего участка струи (по отношению к начальному полю на оси B_{a0}) составляет примерно 2,2 раза для КЗ диаметром d_0 = 50 мм; около 3,0 раз для d_0 = 100 мм и свыше 3,5 раз для d_0 = 150 мм. Соответственно, более эффективно с увеличением диаметра КЗ происходит и термическое разупрочнение материала КС индукционными токами. При начальном поле B_{a0} = 15 Тл значение осредненного коэффициента термического

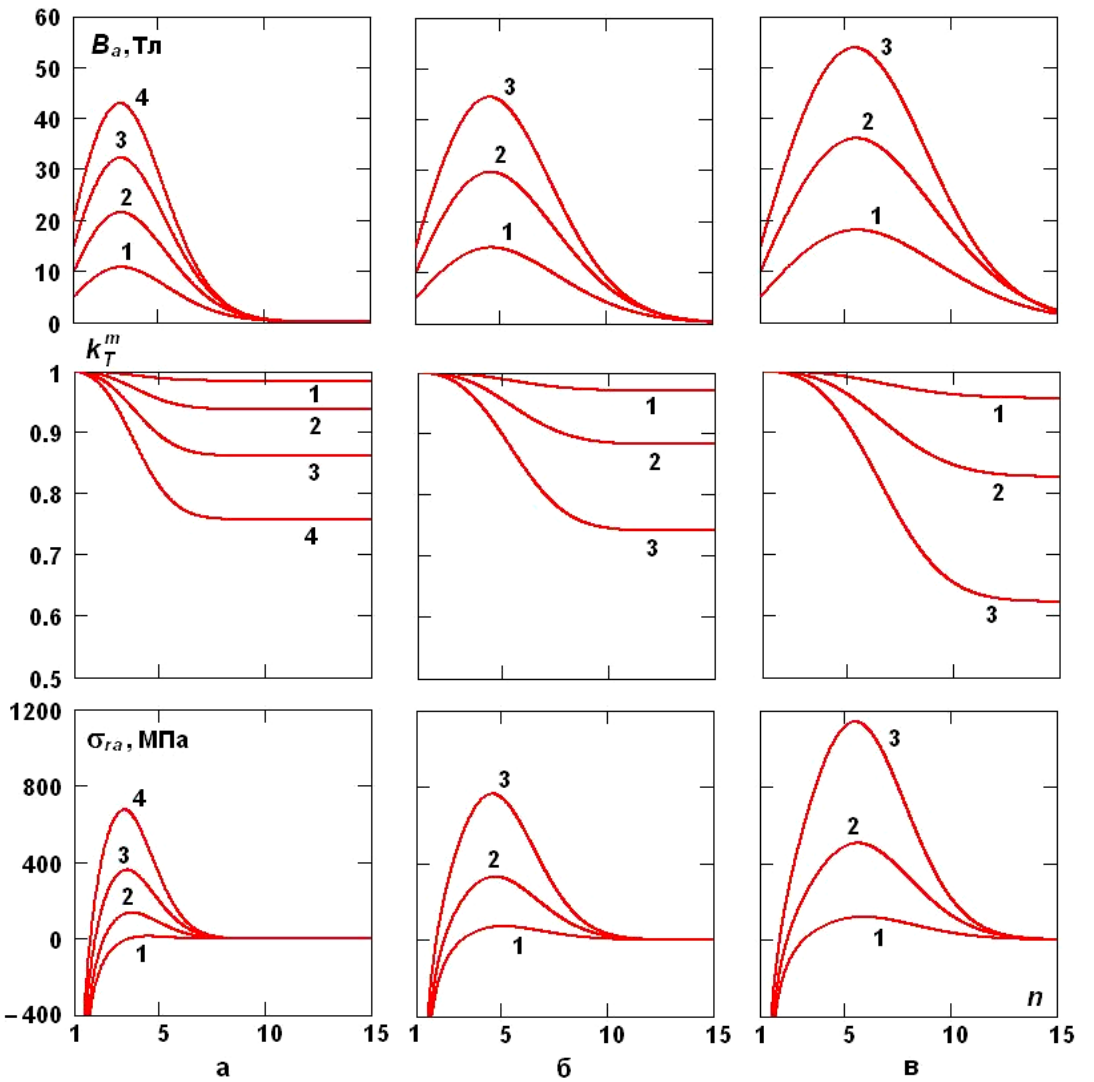


Рис. 4. Изменение параметров при деформировании средних участков КС с «вмороженным» магнитным полем различной начальной интенсивности (1 – B_{a0} = 5 Тл; 2 – B_{a0} = 10 Тл; 3 – B_{a0} = 15 Тл; 4 – B_{a0} = 20 Тл) для геометрически подобных КЗ: а – d_0 = 50 мм; б – d_0 = 100 мм; в – d_0 = 150 мм

разупрочнения k_T^m снижается к моменту полного «выхода» поля из КС до 0,86 при $d_0 = 50$ мм; до 0,74 при $d_0 = 100$ мм и до 0,62 при $d_0 = 150$ мм. Если говорить о влиянии на степень термического разупрочнения интенсивности магнитного поля, с которым КС выходит из области струеобразования, то она довольно быстро возрастает с ростом магнитной индукции B_{a0} и, например, для КЗ диаметром $d_0 = 100$ мм значение коэффициента k_T^m составляет 0,97 при $B_{a0} = 5$ Тл; 0,88 при $B_{a0} = 10$ Тл и 0,74 при $B_{a0} = 15$ Тл. При этом силовое действие компрессируемого магнитного поля на средний участок КС данного КЗ характеризуется изменением максимальных растягивающих радиальных напряжений на оси струи примерно от 50 МПа при $B_{a0} = 5$ Тл до 800 МПа при $B_{a0} = 15$ Тл (рис. 4).

Помимо зависимости степени нагрева КС от интенсивности начального магнитного поля в ней ключевое значение в рамках рассматриваемой проблемы имеет, очевидно, зависимость предельного удлинения КС от степени термического разупрочнения ее материала, которая необходима для прогнозирования прироста пробивного действия КС – основной характеристики действия КЗ, представляющей практический интерес. Предельное удлинение КС в количественном отношении характеризуется коэффициентом предельного удлинения $n_{\lim}$, определяемым отношением длины участка КС в момент его разрыва на отдельные безградиентные элементы к начальной длине участка в момент формирования [10–12]. С учетом результатов [10] между коэффициентом предельного удлинения $n_{\lim}$ и введенным в рассмотрение осредненным коэффициентом термического разупрочнения k_T^m в первом приближении может быть установлено соотношение пропорциональности в виде

$$n_{\lim} \sim 1 \Big/ \sqrt[3]{k_T^m}$$

В соответствии с приведенным соотношением для того, чтобы увеличить предельную длину КС (а, соответственно, и примерно пропорциональную ей глубину проникания КС в преграду), например, на 20 %, необходимо обеспечить уже достаточно существенное разупрочнение материала КС приблизительно на 40 % $\left(k_T^m \approx 0{,}6\right)$. Близкая к такой степень термического разупрочнения среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром $d_0 = 150$ мм, реализуется при индукции начального поля на оси струи $B_{a0} = 15$ Тл (рис. 4). Однако при этом растягивающие радиальные напряжения на оси КС в максимуме достигают почти 1,2 ГПа, что может представлять опасность с точки зрения разрушения струи. Вопрос прогнозирования разрушения КС вследствие «накачки» в ней сильного магнитного поля является достаточно сложным и требует отдельного исследования. Очевидно, здесь важна не только величина растягивающих напряжений, но и время их действия. Важную роль играет также и фактор радиального сходящегося к оси симметрии движения материала в удлиняющейся КС – для того, чтобы вызвать радиальное рассеивание материала КС нужно сначала преодолеть инерцию этого движения.

Оставляя для будущих исследований вопрос об определении минимально допустимой интенсивности начального магнитного поля в КС, не приводящей к ее радиальному рассеиванию, рассмотрим дополнительно вариант осуществления индукционного нагрева КС с использованием магнитного поля, позволяющий повысить эффективность нагрева при одновременном снижении вероятности разрушения струи вследствие действия электромагнитных сил. Схема его реализации представлена на рис. 5.

В соответствии с представленной схемой аксиальное магнитное поле создается перед подрывом КЗ не только в его облицовке, но и в области пространства перед КЗ на пути движения КС. Для создания магнитного поля на пути движения КС используется соленоид длиной h_m, устанавливаемый соосно с КЗ и удаленный от его основания на расстояние f_m (рис. 5). Моделирование электромагнитных и термических процессов в КС, деформирующейся с «вмороженным» магнитным полем при дополнительном воздействии магнитного поля расположенного перед КЗ соленоида, проводилось на основе принятой выше расчетной схемы (рис. 2), в которой подверглось видоизменению граничное условие для индукции магнитного поля на поверхности растягивающегося стержня (при $r = R$). Если ранее индукция магнитного поля на поверхности стержня полагалась нулевой, то для варианта электромагнитного воздействия на КС, представленного на рис. 5, характер ее изменения выбирался соответствующим движению участков КС через полость соленоида, размещенного перед КЗ, и зависел от скорости участка струи v_z, длины соленоида h_m и удаления соленоида от основания заряда f_m. Задававшийся закон изменения индук-

ции магнитного поля B_e на поверхности стержня основывался на распределении магнитной индукции на оси соленоида [13]

$$B_e(z) = B_c \frac{\sqrt{h_m^2 + d_m^2}}{2h_m} \times$$

$$\times \left[\frac{z + 0{,}5h_m}{\sqrt{0{,}25d_m^2 + (z + 0{,}5h_m)^2}} - \frac{z - 0{,}5h_m}{\sqrt{0{,}25d_m^2 + (z - 0{,}5h_m)^2}} \right],$$

где z – координата вдоль оси соленоида, отсчитываемая от его центра (рис. 5), B_c – индукция магнитного поля в центре соленоида, d_m – диаметр соленоида. Подставляя в записанное соотношение вместо z закон движения различных участков КС $z(t) = z_0 + v_z t$ (z_0 – начальная координата участка КС относительно центра соленоида), получаем временную зависимость индукции магнитного поля $B_e(t)$ на поверхности стержня.

Расчеты для схемы электромагнитного воздействия на КС (рис. 5) были проведены применительно к среднему участку КС, формируемой КЗ диаметром $d_0 = 100$ мм. Длина соленоида, создающего магнитное поле на пути движения КС, совпадала с диаметром КЗ $h_m = 100$ мм. Диаметр соленоида составлял $d_m = 20$ мм и был выбран минимально допустимым с учетом результатов экспериментов [17] с прохождением КС через узкие каналы. Расстояние от основания КЗ до соленоида f_m варьировалось от 50 до 250 мм. Были рассмотрены три варианта организации электромагнитного воздействия на КС. В первом варианте предполагалось, что магнитное поле создается только соленоидом на пути движения КС, а в кумулятивной облицовке поля нет. Во втором варианте магнитное поле задавалось и в кумулятивной облицовке, и на пути движения КС, причем ориентация поля, создававшегося соленоидом перед КЗ, совпадала с ориентацией поля в облицовке. Наконец, третий вариант отличался от второго тем, что ориентация поля в соленоиде на пути движения КС была противоположна ориентации поля в облицовке. Во всех случаях абсолютное значение магнитной индукции в центре соленоида задавалось равным $B_c = 30$ Тл. При наличии магнитного поля в кумулятивной облицовке предполагалось, что в процессе ее схлопывания «накачка» поля в области струеобразования приводит к формированию среднего участка КС с «вмороженным» магнитным полем, индукция которого на оси струи составляет $B_{a0} = 10$ Тл.

На рис. 6 приводятся зависимости осредненного коэффициента термического разупрочнения КС k_T^m на момент полного затухания в ней индукционных токов после выхода из соленоида от удаления соленоида f_m от основания КЗ для трех указанных выше вариантов организации электромагнитного воздействия. Видно, что наиболее эффективно термическое разупрочнение КС происходит при создании на пути движения струи и в кумулятивной облицовке магнитных полей противоположной ориентации, причем в этом случае существует оптимальное удаление соленоида от основания КЗ ($f_m \approx 150$ мм), при котором обеспечивается минимум значения k_T^m. При создании в облицовке и на пути движения КС магнитных полей одинаковой ориентации зависимость коэффициента k_T^m от расстояния f_m, напротив, имеет точку максимума. Интересно также отметить, что при малом удалении соленоида от основания КЗ (полдиаметра КЗ) для обоих вариантов взаимной ориентации магнитных полей в облицовке и на пути движения КС достигается одинаковая степень термического разупрочнения струи. Наконец, при создании магнитного поля только на пути движе-

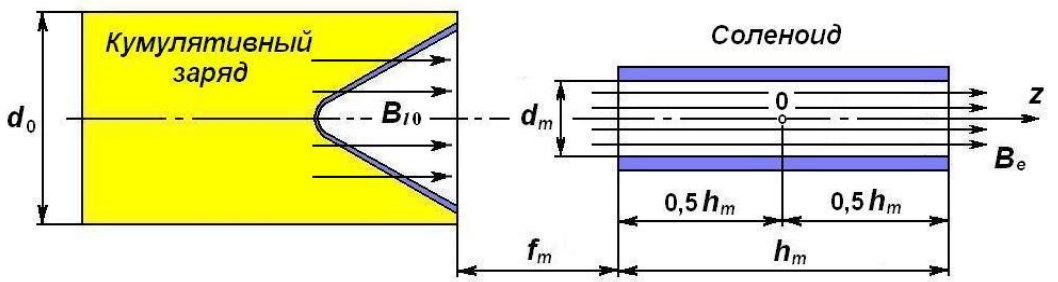


Рис. 5. Схема реализации индукционного нагрева КС посредством создания магнитного поля в облицовке КЗ и на пути движения КС

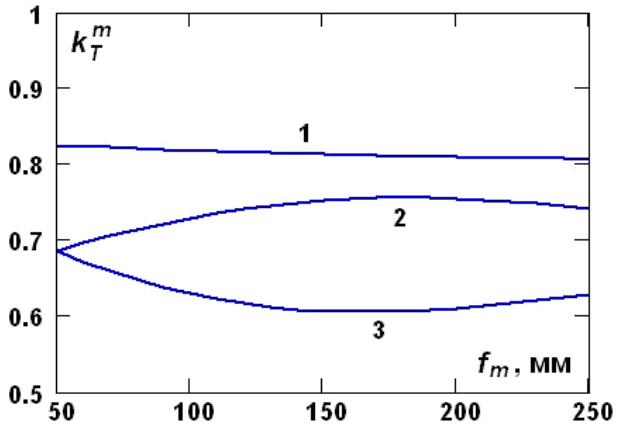


Рис. 6. Влияние на степень термического разупрочнения КС удаления соленоида от основания КЗ для различных вариантов электромагнитного воздействия: 1 – магнитное поле в облицовке отсутствует; 2 – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке одинаковой ориентации; 3 – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке противоположной ориентации

ния КС значение коэффициента k_T^m очень незначительно монотонно снижается с ростом удаления соленоида от КЗ.

Особенности деформирования среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром 100 мм, при реализации трех рассматриваемых вариантов организации электромагнитного воздействия на струю (рис. 5) проиллюстрированы на рис. 7, где приводятся зависимости магнитной индукции B, плотности индукционных токов j и температуры T в различных точках по радиусу струи, а также радиального напряжения σ_{ra} на оси струи и осредненного коэффициента термического разупрочнения КС k_T^m от текущего коэффициента удлинения участка КС n (расчеты проведены для удаления соленоида от основания КЗ $f_m = 150$ мм).

Видно, что движение участка КС в магнитном поле размещенного перед КЗ соленоида сопровождается двумя «всплесками» индукционных токов в струе – в момент ее входа в полость соленоида и в момент выхода, то есть в моменты резкого изменения магнитного поля B_e, воздействующего на КС. При этом индуцирующиеся на данных стадиях токи имеют противоположные направления. Отслеживая характер изменения индукционных токов, нагрев и термическое разупрочнение материала КС также носят двухстадийный характер – ярко выраженные «скачки» температуры и коэффициента термического разупрочнения наблюдаются на этапах начала и окончания воздействия магнитного поля соленоида. Наличие в материале КС магнитного поля, «приобретенного» в области струеобразования при схлопывании «намагниченной» кумулятивной облицовки, позволяет заметно повысить степень термического разупрочнения КС при последующем воздействии магнитного поля соленоида. Если в отсутствие начального поля в КС значение коэффициента k_T^m после выхода участка струи из соленоида снижается до 0,81 (рис. 7, а), то при его наличии результирующая степень термического разупрочнения КС характеризуется $k_T^m = 0,75$ в случае одинаковой ориентации поля соленоида и начального поля в КС (рис. 7, б) и $k_T^m = 0,6$ в случае противоположной ориентации этих полей (рис. 7, в). Следует напомнить, что в отсутствие дополнительного воздействия магнитного поля соленоида рассматриваемый средний участок КС заряда диаметром 100 мм при начальной индукции «вмороженного» поля на его оси $B_{a0} = 10$ Тл разупрочнялся только до значения $k_T^m = 0,88$ (рис. 4, б).

При противоположной ориентации начального поля в КС и поля, создаваемого на пути ее движения, обеспечивается высокая неоднородность распределения магнитной индукции по радиусу струи в момент ее входа в полость соленоида. Это, в свою очередь, приводит к усилению протекающих в КС на данной стадии индукционных токов, чем и объясняется более высокая эффективность термического разупрочнения материала струи по сравнению со случаем, когда начальное поле в КС и поле соленоида имеют одинаковую ориентацию.

Более благоприятным с точки зрения снижения вероятности разрушения КС является и характер силового воздействия на струю при противоположной ориентации магнитных полей на пути движения КС и в кумулятивной облицовке. Максимальный уровень растягивающих радиальных напряжений на оси струи остается в этом случае таким же, каким он был при растяжении КС только с «вмороженным» магнитным полем (в отсутствие соленоида перед КЗ). Время же действия растягивающих напряжений уменьшается – при входе в полость соленоида КС «поджимается» его

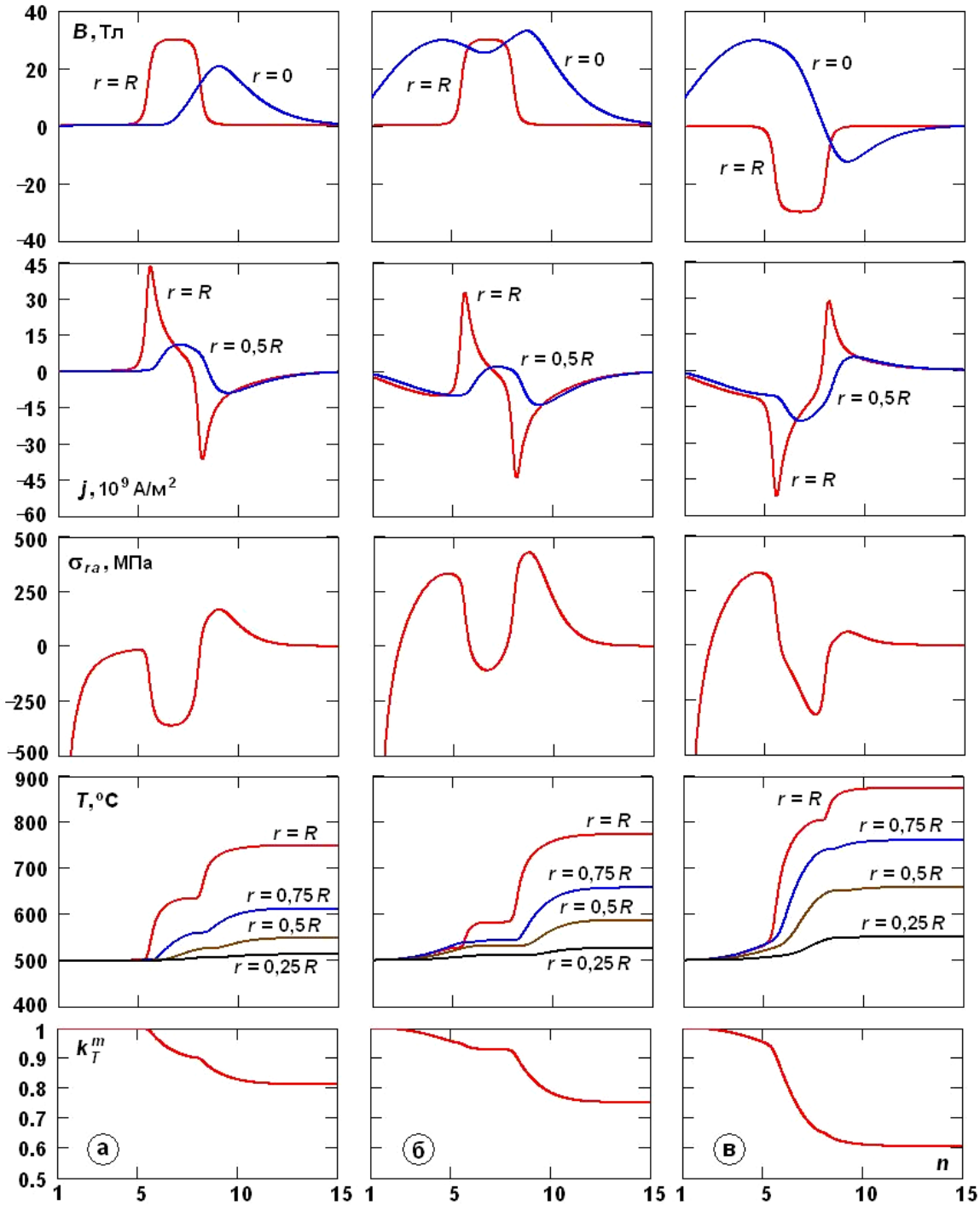


Рис. 7. Изменение параметров при деформировании среднего участка КС заряда диаметром 100 мм для различных вариантов электромагнитного воздействия: а – магнитное поле в облицовке отсутствует; б – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке одинаковой ориентации; в – магнитные поля на пути движения КС и в облицовке противоположной ориентации

магнитным полем (рис. 7, в). Подобное снижение радиальных растягивающих напряжений при входе КС в полость соленоида наблюдается и при одинаковой ориентации магнитных полей в струе и в соленоиде. Однако в отличие от случая их противоположной ориентации данный вариант реализации электромагнитного воздействия на КС приводит к мощному дополнительному «всплеску» растягивающих напряжений в струе в момент ее выхода из полости соленоида, что связано, очевидно, с наличием в материале КС в этот момент более сильного магнитного поля (рис. 7, б).

Таким образом, проведенное численное моделирование подтверждает принципиальную возможность термического разупрочнения материала КС индукционными токами для увеличения ее предельного удлинения и, соответственно, пробивной способности посредством создания в кумулятивной облицовке аксиального магнитного поля перед подрывом КЗ. Индукция создаваемого в облицовке поля не должна превышать уровня, приводящего к разрушению КС электромагнитными силами, действующими на струю при последующей «накачке» магнитного поля в ее материале в процессе растяжения струи. Указанный уровень магнитной индукции оценивается значением, не выше 0,1 Тл. Достигаемый при этом прирост предельного удлинения КС может составлять 20 %. Эффективность термического разупрочнения КС и, соответственно, прирост ее предельного удлинения могут быть существенно повышены, если для электромагнитного воздействия на струю дополнительно использовать соленоид, располагаемый перед КЗ и создающий на пути движения КС магнитное поле, противоположное по ориентации полю в кумулятивной облицовке. Индукция магнитного поля, создаваемого соленоидом на пути движения КС, должна составлять несколько десятков тесла.

Список литературы

1. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи математических наук. 1957. Т. 12. Вып. 4. С. 41–56.

2. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. О влиянии магнитного поля, создаваемого в облицовке кумулятивного заряда, на его пробивное действие // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 145–146.

3. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В., Швецов Г. А., Матросов А. Д. О возможностях управления кумулятивным эффектом взрыва с помощью электромагнитных воздействий // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 126–145.

4. Федоров С. В. Эффекты усиления магнитного поля в металлах при их высокоскоростном деформировании // Труды Международной конференции «VII Харитоновские тематические научные чтения». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. С. 490–496.

5. Федоров С. В. Об усилении магнитного поля в высокоскоростных струйных течениях металлов // Прикладная физика. 2004. № 4. С. 33–39.

6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

7. Shvetsov G. A., Matrosov A. D., Fedorov S. V., Babkin A. V., Ladov S. V. Effect of external magnetic fields on shaped-charge operation // International Journal of Impact Engineering. 2011. Vol. 38, N 6. P. 521–526.

8. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В., Швецов Г. А., Матросов А. Д. О возможности снижения пробивного действия кумулятивных зарядов в магнитном поле // Прикладная механика и техническая физика. 2007. Т.48, № 3. С.112–120.

9. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. Проявление магнитокумулятивного эффекта при взрыве кумулятивного заряда с созданным в его облицовке аксиальным магнитным полем // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. Вып. 8. С. 111–117.

10. Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Закономерности растяжения и пластического разрушения металлических кумулятивных струй // Прикладная механика и техническая физика. 1999. Т. 40, № 4. С. 25–35.

11. Бабкин А. В., Бондаренко П. А., Федоров С. В., Ладов С. В., Колпаков В. И., Андреев С. Г. Пределы увеличения глубины пробития кумулятивного заряда при импульсном тепловом воздействии на его облицовку // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 6. С. 124–132.

12. Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Особенности инерционного растяжения кумулятивных струй в свободном полете // Прикладная механика и техническая физика. 1997. Т. 38, № 2. С. 3–9.

13. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

14. Johnson G. R., Cook W. H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures // Proc. of the 7th Intern. Symp. on Ballistics. Hague, Netherlands, 1983. P. 541–547.

15. Федоров С. В. Усиление магнитного поля в металлических кумулятивных струях при их инерционном удлинении // Физика горения и взрыва. 2005. Т.41, № 1. С.120–128.

16. Маринин В. М., Бабкин А. В., Колпаков В. И. Методика расчета параметров функционирования кумулятивного заряда // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 34–39.

17. Федоров С. В., Бабкин А. В., Головачев А. В., Ладов С. В. Влияние канала малого диаметра на пробивное действие кумулятивной струи // Оборонная техника. 2001. № 1–2. С. 52–58.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ГЛУБИНУ ПРОНИКАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ В ПРЕГРАДЫ

Г. А. Швецов, А. Д. Матросов, С. В. Станкевич

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

В докладе представлены результаты экспериментальных и численных исследований поведения металлических кумулятивных струй (КС) при протекании по ним электрического тока. Рассматриваются возможности уменьшения и увеличения глубины проникания кумулятивных струй в преграды. Показано, что управляя параметрами электрического импульса можно уменьшать или увеличивать глубину проникания кумулятивных струй в преграды.

Введение

В последние годы значительный интерес вызывает изучение влияния различных видов электромагнитного воздействия на работу кумулятивных зарядов (см. [1–6]). Исследуется влияние магнитных полей на работу кумулятивных зарядов (КЗ) на различных стадиях: на стадии образования кумулятивных струй (КС), при движении КС в свободном полете, при проникании КС в преграды. Показано, что, используя различные виды электромагнитного воздействия на различных стадиях функционирования КЗ, можно уменьшать глубину проникания КС в преграды. Основное внимание уделяется изучению влияния электрического тока на глубину проникания КС в преграды, однако детальные исследования не проводились. В данной работе рассматриваются возможности уменьшения и увеличения глубины проникания КС в преграды. Вводятся понятия критической плотности тока и идеальной формы токового импульса, при которых в струе развивается перетяжечная магнитогидродинамическая (МГД) неустойчивость, сопровождающаяся объемным взрывом элементов КС при их выходе из межэлектродного промежутка. Развитие в КС перетяжечной МГД-неустойчивости и последующий объемный взрыв материала струи приводят к уменьшению ее длины и плотности, а также к уменьшению глубины проникания КС в преграды. Показано, что этим процессом можно управлять, изменяя параметры электрического импульса. Возможность увеличения глубины проникания КС в преграды анализируется в условиях, когда протекающий по КС электрический ток меньше критического значения. Рассматривается процесс нагрева КС из различных материалов (Cu, Fe, Mo, Ta, W и др.) при протекании по ним электрического тока. Показано, что использование электрического тока для нагрева КС может привести к увеличению глубины проникания КС в преграды.

Разрушение кумулятивных струй импульсным током

В работах [3–10] экспериментально и теоретически показано, что воздействие импульсного электрического тока на металлические (КС) приводит к существенному изменению структуры струи и уменьшению времени ее разрушения. Анализ этого процесса представляет интерес как с практической точки зрения (уменьшение глубины проникания КС в преграду), так и с теоретической (изучение поведения материала, структуры и физических характеристик КС). В настоящее время механизмы разрушения КС импульсом тока и его влияние на глубину проникания КС в преграды остаются практически не изученными. Поскольку влияние тока на КС проявляется различным образом (нагрев струи протекающим током, нагрев струи в контактных дугах, термическое разупрочнение материала струи, сжатие КС магнитным полем и ускоренное развитие исходной перетяжечной гидродинамической неустойчивости, объемное разрушение материала КС при выходе элементов струи из электродной системы и т. д.), в работах [9, 10] введено обобщенное понятие токовой неустойчивости КС. Проведенные экспериментальные и численные исследования показали, что при пропускании тока по КС наблюдается как раз-

витие перетяжечной МГД-неустойчивости, так и объемное разрушение КС при выходе ее элементов из электродной системы [9, 10]. Из результатов расчетов следует, что при пропускании по струе электрического тока механизм разрушения КС зависит от условий проведения экспериментов, параметров электрического импульса и времени протекания тока по КС.

В данной работе впервые представлены данные систематических экспериментальных исследований влияния параметров электрического импульса на развитие токовой неустойчивости и разрушение КС. В результате проведенных экспериментов предложена простая физическая модель разрушения КС импульсным током, позволяющая выполнять экспресс-оценки влияния параметров электрического импульса на разрушение КС и глубину ее проникания в преграду.

Схема экспериментов

Схема экспериментов приведена на рис. 1. Опыты проводились с использованием КЗ калибром d = 30, 50, 75, 100 мм с коническими медными выемками. Ток протекает по КС с момента замыкания электродов струей. В экспериментах изменялись ток и производная тока по времени ($I = 100 \div 500$ кА, $dI/dt = 3 \cdot 10^9 \div 10^{11}$ A/c), форма электрического импульса, время воздействия электрического тока на различные элементы струи и другие параметры. Рентгенографирование КС осуществлялось в межэлектродном промежутке и в свободном полете. В экспериментах с током и без тока рентгеновская съемка проводилась в один и тот же момент времени с погрешностью 0,5 мкс. Влияние электрического тока на КС дополнительно оценивалось по глубине проникания струи в преграду.

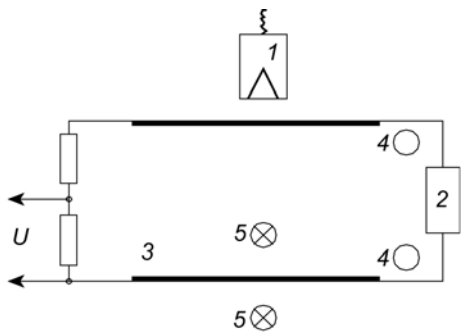


Рис. 1. Схема экспериментов: *1* – кумулятивный заряд; *2* – источник электромагнитной энергии; *3* – электроды; *4* – индуктивные датчики для измерения тока и производной тока разряда; *5* – области, в которых проводилась рентгеновская съемка

Результаты экспериментов

На рис. 2, 3 показано изменение разрядного тока, протекающего через КС при ее проникании в стальную преграду. Цифры над кривыми указывают глубину проникания КС в преграду в данном эксперименте. В контрольных опытах без пропускания по КС электрического тока глубина пробития стальной преграды составляла (210±5) мм. При $dI/dt \le 3 \cdot 10^9$ A/c и амплитуде тока менее 100 кА протекающий по струе ток практически не оказывает влияния на разрушение струи и глубину ее проникания в преграду.

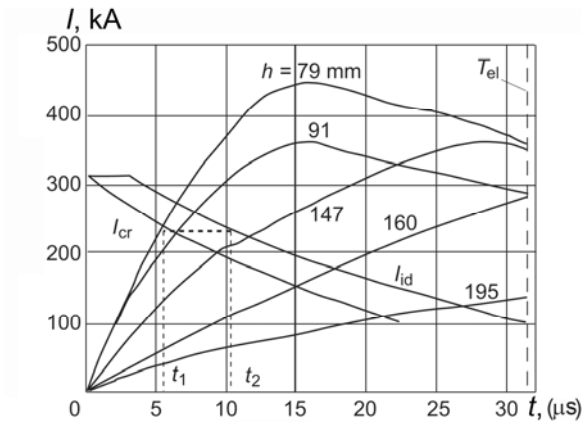


Рис. 2. Экспериментальные зависимости разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю, от времени при различных значениях глубины пробития преграды h: I_{cr} – критический ток, I_{id} – идеальная форма тока, T_{el} – момент окончания замыкания струей электродов для кумулятивного заряда калибром d = 50 мм

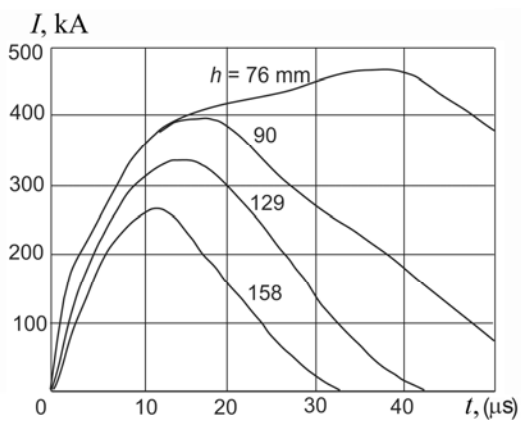


Рис. 3. Экспериментальная зависимость разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю, от времени при $dI/dt \approx$ const, d = 50 мм и различных значениях глубины пробития преграды h (указана на рисунке)

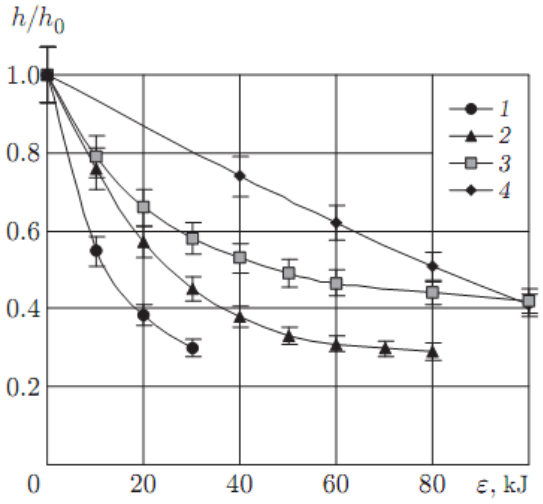


Рис. 4. Экспериментальная зависимость глубины проникания кумулятивной струи в стальную преграду от энергии, запасенной в конденсаторной батарее: *1* – $d = 30$ мм, $h_0 = (135 \pm 5)$ мм; *2* – $d = 50$ мм, $h_0 = (210 \pm 5)$ мм; *3* – $d = 75$ мм, $h_0 = (380 \pm 10)$ мм; *4* – $d = 100$ мм, $h_0 = (540 \pm 10)$ мм

На рис. 4 представлена зависимость глубины проникания КС в стальную преграду от энергии в конденсаторной батарее при d =30, 50, 75, 100 мм (h_0 – глубина проникания КС в преграду в экспериментах без тока). Видно, что при умеренных значениях энергии в источнике глубину проникания КС в преграду можно уменьшить в несколько раз.

На рис. 5,a–d представлены рентгенограммы КС от КЗ калибром 50 мм при наличии и отсутствии тока, полученные в различные моменты времени. Зависимость $I(t)$ для данных экспериментов приведена на рис. 5,e (вертикальные штриховые линии – моменты времени съемки). Из рис. 5,a следует, что в момент съемки формы струй с током (≈250 кА) и без тока практически одинаковы. На рис. 5,b,c структуры струй с током и без тока существенно различаются. Видно, что в экспериментах с током имеют место разрывы КС перед нижним электродом и существенное увеличение диаметров струй. На рис. 5,d (увеличенный фрагмент КС с током в межэлектродном зазоре на рис. 5,c) показан процесс зарождения и развития перетяжек и разрыва участка струи. После прохождения нижнего электрода струи с током распадаются на фрагменты, размеры которых в аксиальном направлении приближенно равны 1–3 диаметрам струи. Наблюдается объемное разрушение элементов. Фрагменты расширяются в радиальном направлении, достигая размеров, равных 5–10 диаметрам струи, в тех же сечениях, что и в экспериментах без тока.

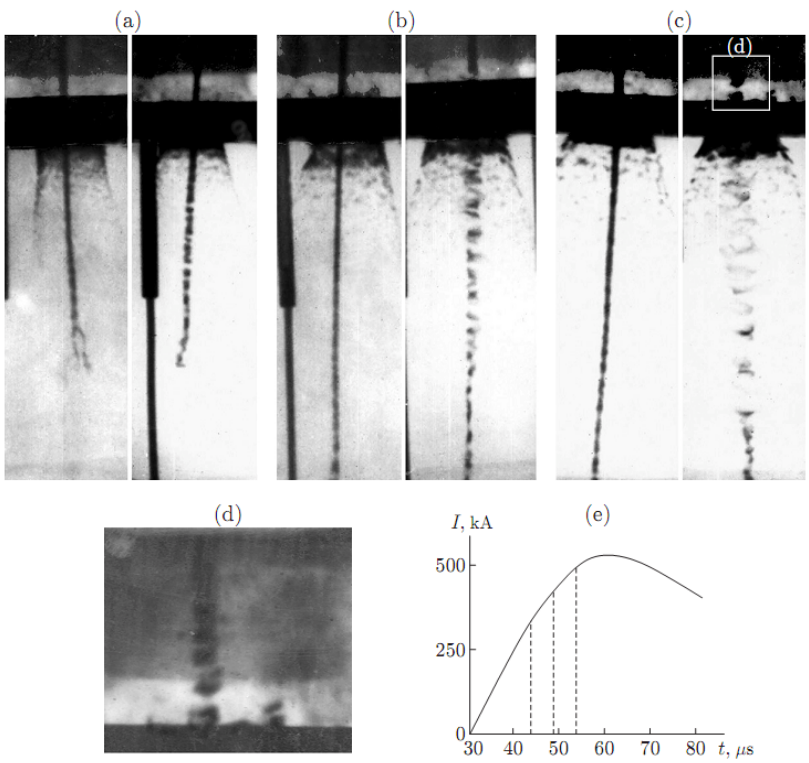


Рис. 5. Рентгенограммы КС без тока (слева) и с током (справа), полученные в различные моменты времени (*a–c*), увеличенный фрагмент участка КС в межэлектродном зазоре на рис. 5,*c*(*d*) и токовая кривая, соответствующая приведенным рентгенограммам (e): a – $t = 42{,}5$ мкс, b – $t = 47{,}8$ мкс, c – $t = 52{,}5$ мкс

Физическая модель воздействия электрического тока на кумулятивную струю

Проведенные экспериментальные исследования показали, что для эффективного воздействия на КС аксиального тока необходимо выполнение двух условий:

1) ток в струе должен превышать некоторое критическое значение I_{cr};

2) время нахождения элемента струи между электродами должно быть достаточным для развития перетяжечной МГД-неустойчивости. Это условие можно представить в виде

$$\tau = \alpha r_0 / C_{\text{H}} \le \Delta / u_i \qquad (1)$$

где Δ – расстояние между электродами; u_i – скорость i-го элемента в струе, $C_{\text{H}} = B/\left(\mu_0 \rho\right)^{0,5}$ – скорость Альфвена; B – индукция магнитного поля; ρ – плотность; r_0 – радиус струи; α – коэффициент, величина которого порядка единицы [11].

Подставляя в выражение (1) значение для альфвеновской скорости C_{H} (с учетом того, что $B = \mu_0 I/\left(2\pi r_0\right)$) и разрешая его относительно тока I, получаем

$$I \ge 2\pi\alpha r_0^2 u_i \sqrt{\rho/\mu_0}\,/\Delta . \qquad (2)$$

Среднее значение радиуса КС для конической кумулятивной облицовки определим по формуле (см. [12])

$$r_0 = \sqrt{R_{\text{c}}\delta_0/\psi}\,\sin\left(\varphi/2\right). \qquad (3)$$

Здесь R_{c} – радиус основания конуса; ϕ– угол раствора конуса; δ_0 – начальная толщина конуса; ψ – коэффициент удлинения струи при пробитии ею брони. С учетом того что $\psi = l_{\text{eff}}/l_0$ (l_0 – длина образующей конуса; l_{eff} – эффективная длина КС), запишем (3) в виде $r_0 = R_{\text{c}}\sqrt{\left(\delta_0/l_{\text{eff}}\right)}\sin\left(\varphi/2\right)$. Подставляя это соотношение в выражение (2), получаем

$$I_{cr} = 2\rho\alpha R_c \delta_0 \sin\left(\varphi/2\right)\sqrt{\rho/\mu_0}\,u_i/\Delta l_{eff} . \qquad (4)$$

Выражение (4) получено из условия равенства интервалов времени развития МГД неустойчивости и времени пролета элементом струи расстояния между электродами.

Если амплитуда тока не превышает I_{cr}, то МГД-неустойчивость не развивается. Пусть в момент времени t_1 ток достигает критического значения I_{cr}. Для того чтобы в элементе, находящемся в этот момент на верхнем электроде, успела развиться перетяжечная МГД-неустойчивость, этот ток необходимо поддерживать постоянным в течение промежутка времени, равного времени пролета данным элементом межэлектродного промежутка Δ, т. е. с момента времени t_1 до момента времени $t_2 = t_1 + \Delta/u_i$. Определенную таким образом форму электрического тока будем называть идеальной формой токового импульса I_{id}.

Если предположить, что распределение скорости вдоль струи имеет вид

$$u(x) = u_0\left[1 - \gamma\left(x/l_{eff}\right)^n\right],$$

где u_0 – скорость головного элемента струи; $\gamma = 1 - u_{\text{cr}}/u_0$; u_{cr} – критическая скорость хвостового элемента струи, оказывающая влияние на глубину проникания КС в преграду; n – показатель, определяемый из эксперимента, то идеальную форму токового импульса можно представить следующим образом:

$$\frac{I_{id}(t)}{I^*} = \begin{cases} \varphi(n), & 0 \le t \le t_1 \\ \varphi(n)\psi(n,t), & t_1 \le t \le T_{el} \end{cases}.$$

Здесь $I^* = 2\pi\alpha r_0^2\sqrt{\rho/\mu_0}u_0/\Delta$ – предельный ток, необходимый для воздействия на головной элемент струи; $\varphi(n) = 1 - \gamma(\Delta/l_{eff})^n$; $\psi(n,t) = 1 - \gamma_n(t/T_{el}^0)^n$ $\gamma_n = 1 - u_{cr}/u(\Delta)$; $t^* = t - t_1$; $T_{el}^0 = T_{el} - t_1$; $T_{el} = \gamma\Delta(1 + l_{eff}\,u_{cr}/(\gamma\Delta u_0))/u_{cr}$; $u(\Delta)$ – скорость элемента струи, находящегося на верхнем электроде, в момент замыкания электродов струей.

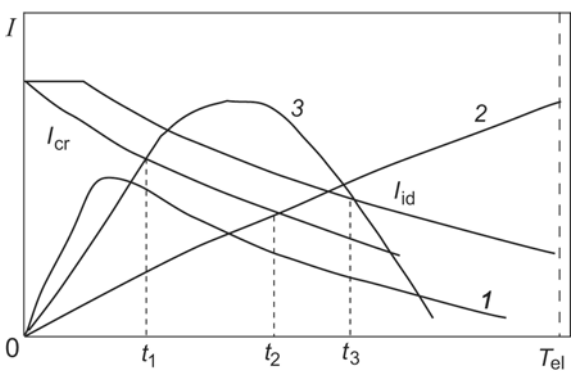


Рис. 6. Влияние электрических импульсов, имеющих различные амплитуду, форму и продолжительность, при воздействии электрического тока на кумулятивную струю: 1–3 – импульсы с различными амплитудой, формой и длительностью; штриховые линии – интервалы времени, на которых происходит разрушение КС

Влияние электрических импульсов, имеющих различные амплитуду, форму и продолжительность, при электродинамическом воздействии им-

пульсного тока на КС показано на рис. 6. Если амплитуда тока $I < I_{cr}$ (кривая 1), то КС не разрушается. Для зависимости, соответствующей кривой 2, разрушение КС будет происходить при $I < I_{cr}$ с момента $t = t_2$ до момента T_{el}, соответствующего моменту выхода элемента КС из электродной системы со скоростью u_{cr}. Для зависимости $I(t)$, соответствующей кривой 3, разрушение КС происходит только в интервале от $t_1 < t < t_3$.

Значения глубины проникания КС в стальную преграду, вычисленные по предложенной в данной работе физической модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами вычислений по квазидвумерным нестационарным моделям. Поэтому данную модель можно использовать для проведения экспресс-оценок влияния электрического тока на разрушение КС и вычисления глубин проникания КС в преграду при заданных профилях электрического импульса.

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что, управляя формой и амплитудой токового импульса, при умеренных значениях тока и энергии в источнике можно добиться эффективного разрушения КС и уменьшения глубины проникания КС в преграду в несколько раз.

Оценки джоулева нагрева кумулятивных струй

Рассматривается задача о джоулевом нагреве кумулятивной струи проходящей через систему плоских металлических электродов, расположенных перпендикулярно направлению движения струи. Контакт между кумулятивной струей и электродами осуществляется через плазму. Для упрощения задачи считаем, что в первом приближении можно рассматривать двухмерную аксиально-симметричную геометрическую конфигурацию струи и электродов (рис. 7). Заметим, что при принятом геометрическом описании задачи в цилиндрических координатах (r,θ,z) вектор напряженности магнитного поля имеет только одну компоненту H_θ. Кроме того, принимая во внимание тот факт, что при скоростях движения КС $(V_z > 2$ км/с$)$ токи в струе протекают в основном в тонком поверхностном слое, и их распределение определяется главным образом скоростью струи, то для нахождения распределения плотности тока в кумулятивной струе в области электродов можно использовать стационарные решения уравнений Максвелла. Используя дополнительно обычные предположения, принимаемые при анализе сильноточных импульсных устройств (пренебрегаем токами смещения и полагаем магнитную проницаемость среды равной магнитной проницаемости вакуума μ_0) из системы уравнений Максвелла получим уравнение для распределения полного тока $I(r,z) = 2\pi r H_\theta(r,z)$ в виде:

$$\nabla \cdot \frac{1}{r\sigma}\nabla I - \frac{\mu_0 V}{r}\frac{\partial I}{\partial z} = 0, \qquad (5)$$

где $\nabla = \mathbf{i}_r \partial/\partial_r + \mathbf{i}_z \partial/\partial_z$.

В принятой постановке для плотности тока имеем:

$$j_r = -\frac{1}{2\pi r}\frac{\partial I}{\partial z}, \quad j_z = \frac{1}{2\pi r}\frac{\partial I}{\partial r}.$$

Пренебрегая теплопередачей, находим изменение температуры в струе $\Delta T(r,z)$:

$$\Delta T(r/z) = \int_0^{z_{\max}} \frac{j^2}{\rho c \sigma V_z} dz.$$

Здесь ρ, c, σ соответственно плотность, теплоемкость и электропроводность материала КС соответственно.

В расчетах принималось что начальная температура струи приблизительно равна 600 °C и соответственно средняя по температуре электропроводность струи $\sigma(T) \approx \sigma_0/2$ и остается постоянной в процессе нагрева струи (ρ и c – постоянные величины).

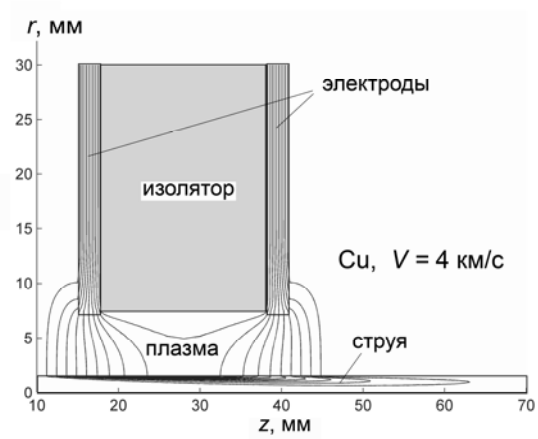


Рис. 7. Распределение полного тока в электродах, плазме и струе. Скорость струи V = 4 км/с, радиус струи – 1 мм

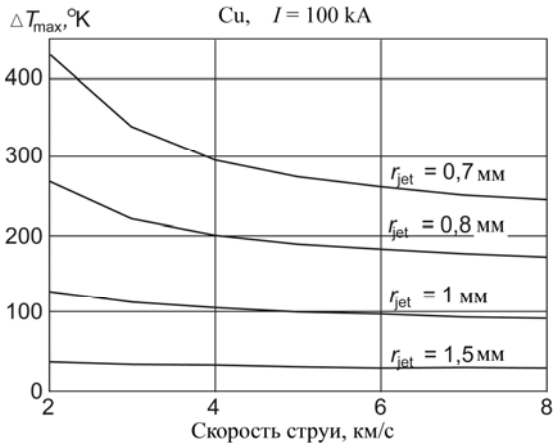


Рис. 8. Максимальная температура медной кумулятивной струи в зависимости от её скорости для различных радиусов струи (указаны на кривых), при полном токе через струю 100 кА

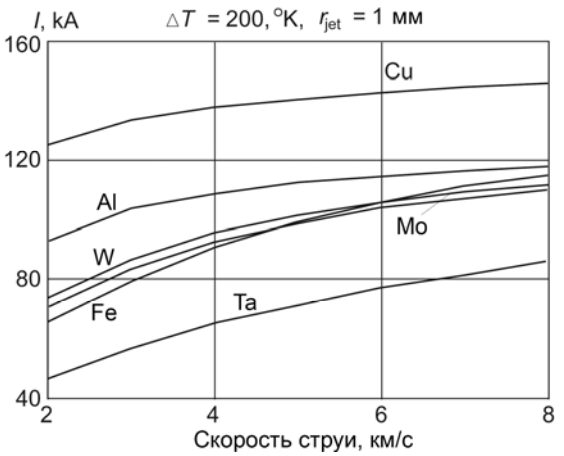


Рис. 10. Зависимость полного тока, необходимого для нагрева кумулятивных струй из Cu, Fe, Al, W, Mo и Ta на 200 ºС от скорости элементов струи радиусом 1 мм

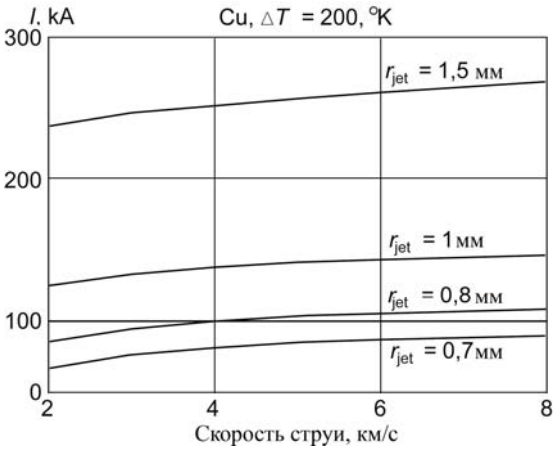


Рис. 9. Зависимости полного тока необходимого для нагрева струи из меди на 200 ºС от скорости ее движения, для различных значений радиуса струи r_j = 0.7, 0.8, 1, и 1,5 мм (указаны на рисунках)

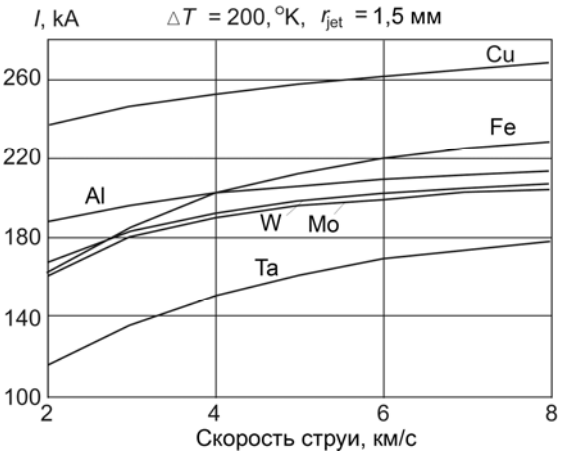


Рис. 11. Зависимость полного тока, необходимого для нагрева кумулятивных струй из Cu, Fe, Al, W, Mo и Ta на 200 ºС от скорости элементов струи радиусом 1,5 мм

На рис. 8 приведены полученные зависимости максимальной температуры струи, а на рис. 9 зависимости полного тока необходимого для нагрева струи на 200 °С от скорости её движения, для различных значений радиуса струи r_j = 0,7, 0,8, 1 и 1,5 мм (указаны на рисунках).

Отметим, что максимальная температура пропорциональна квадрату полной плотности тока и (например) для полного тока 200 кА максимальное изменение температуры струи будет в 4 раза больше чем приведена на рис. 8.

На рис. 10–11 представлены результаты вычислений в случае нагрева КС импульсным током.

Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований поведения металлических кумулятивных струй при протекании по ним электрического тока.

Эксперименты показывают, что, меняя форму и амплитуду импульса тока, за счет разрушения КС можно уменьшить глубину ее проникания в преграду в несколько раз при умеренных значениях тока и энергии источника. Разрушение КС сопровождается развитием перетяжечной МГД-неустойчивости при движении струи между электродами и объемным разрушением элементов КС после их выхода из электродной системы.

Для случая, когда протекающий по КС электрический ток меньше критического значения, проведен анализ возможности увеличения проникающей способности КС. Рассмотрен процесс нагрева электрическим током КС из различных материалов (Cu, Fe, Mo, Ta, W). Показано, что использование электрического тока для нагрева КС может оказаться перспективным для увеличения глубины проникания КС в преграду.

Список литературы

1. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Ладов С. В. и др. Влияние магнитных полей на работу кумулятивных зарядов // Тр. 14-й Междунар. конф. «Харитоновские тематические научные чтения», Саров, 12–16 марта 2012 г. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 2013. С. 272–283.

2. Shvetsov G. A., Matrosov A. D., Fedorov S. V., et al. Effect of external magnetic fields on shaped-charge operation // Intern. J. Impact Engng. 2011. V. 38. P. 521–526.

3. Lei Bin, Qi Wen-Da, Ping Lu, et al. Research on bending and deviating effects of passive electromagnetic armor acting on shaped-charge jet // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 60.

4. Yongfang Huang, Yanjie Cao. On optimization of passive electromagnetic armor plate spacing // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 67.

5. Schunemann B., Schael U., Rauer G., et al. Rapid recharging power supply for multiple-hit electrical armor // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 93.

6. Obukhov V. A., Piskunkov A. F., Svotina V. V. Investigation of cummulative jet braking inside an obstacle resulting from an electric current pulse // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 108.

7. Fowler C. M., Martinez A. R., Hull L. M., Toepfer A. J. Jet breakup by electromagnetic effects. Los Alamos, 1987. (Rep. / LANL; N LA-UR 94-4282).

8. Littlefield D. L., Powell J. D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly plastic jet // Phy. sFluids A. 1990. V. 2, N 12. P. 2240–2248.

9. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Бабкин А. В. и др. Поведение металлических кумулятивных струй при пропускании по ним импульсного электрического тока // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 3. С. 19–25.

10. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. и др. О возможностях управления кумулятивным эффектом взрыва с помощью электромагнитных воздействий // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 126–145.

11. Tayler R. J. Stability of twisted magnetic fields in a fluid of finite electrical conductivity // Rev. Mod. Phys. 1960. V. 32, N 4. P. 907–913.

12. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2002.

Секция 6
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

РАЗРАБОТКА ТРАНСПОРТАБЕЛЬНОГО ПЛАЗМОФОКУСНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА, ЗАПИТЫВАЕМОГО ОТ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

*В. Е. Аблесимов, А. В. Андрианов, А. А. Базанов, А. М. Глыбин, Ю. Н. Долин, И. Ю. Дроздов, Ю. М. Дроздов, П. В. Дудай, А. А. Зименков, В. А. Иванов, А. В. Ивановский, А. Е. Калинычев, Г. В. Карпов, А. И. Краев, С. С. Ломтев, В. Н. Нудиков, С. В. Пак, Н. И. Поздов, С. М. Полюшко, А. Ф. Рыбаков, А. Н. Скобелев, А. Н. Туров, А. Ю. Феврале*в

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Описывается подготовка эксперимента с плазмофокусным нейтронным источником, запитываемым от взрывомагнитного генератора. На начальном этапе проводится лабораторная отработка устойчивой работы плазмофокусной разрядной камеры. Затем, используя экспериментально измеренную зависимость индуктивности камеры от времени, проводится отработка взрывомагнитного источника энергии, способного обеспечить во взрывном эксперименте тот же темп ввода энергии в камеру, что и в лабораторных условиях на конденсаторной батарее. И, наконец, на заключительном этапе осуществляются подготовка и проведение взрывного эксперимента. В статье приведены результаты лабораторных и взрывного экспериментов с плазмофокусной разрядной камерой мейзеровского типа при амплитуде разрядного тока на уровне 1,3… 1,4 МА. В лабораторных экспериментах выход ДД-нейтронов достигал 1011 нейтронов за импульс. Во взрывном эксперименте при наполнении камеры дейтерий-тритиевой газовой смесью интегральный выход ДТ-нейтронов с энергией 14 МэВ превысил 1012 нейтронов.

Введение

При запитке плазмофокусных источников нейтронов от взрывомагнитных генераторов (ВМГ) токами более одного мегаампера существует проблема обеспечения во взрывном эксперименте гарантированной величины нейтронного выхода. Часто происходит так, что плазменная камера, нормально работающая в лабораторных условиях, при той же амплитуде разрядного тока во взрывном эксперименте дает нулевой, или практически нулевой, выход нейтронов. Это может быть связано с тем, что один и тот же разрядный ток во взрывном и лабораторном экспериментах достигается при существенно различающихся максимальных напряжениях на входе в камеру. Так, например, максимум тока в камере во взрывном эксперименте может достигаться за микросекунду, тогда как в лабораторных условиях такой же ток достигается за несколько микросекунд при соответственно меньшем напряжении на входе в камеру. Сравнительно высокое напряжение во взрывных экспериментах может быть причиной вторичных пробоев внутри камеры, приводящих к срыву генерации нейтронов. В связи с этим, для плазмофокусных экспериментов был разработан ВМГ с регулируемыми амплитудой и длительностью импульса генерируемого выходного напряжения. Амплитуду и длительность импульса напряжения можно выбирать так, чтобы при снижении амплитуды напряжения перебрасываемый в нагрузку максимальный ток оставался бы неизменным за счет соответствующего увеличения длительности. В ВМГ, состоящем из спирального генератора и секционированного взрывного размыкателя тока (ВРТ), изменение формы импульса напряжения достигается за счет разновременности срабатывания секций ВРТ. Плазмофокусная разрядная камера представляет собой нагрузку с переменной индуктивностью $L(t)$, причем закон изменения индуктивности от времени зависит от тока в камере. Выбор оптимальной разновременности срабатывания секций ВРТ представляет собой самосогласованную задачу. Решать её предполагается экспериментально несколькими итерациями, последовательно приближаясь к оптимальному варианту. В качестве исходных используются данные, полученные при запитке плазмофокусной камеры от конденсаторной батареи. По этим данным определяется зависимость $L(t)$, которая затем используется в расчетах по выбору разновременности срабатывания секций ВРТ. Амплитуда тока от конденсаторной батареи обеспечивается

примерно равной предполагаемому максимальному току в камере в предстоящем взрывном эксперименте. В статье представлены основные результаты, полученные в лабораторных условиях, а также результаты взрывного эксперимента при запитке плазмофокусной разрядной камеры от ВМГ.

1. Лабораторная техника эксперимента

Использовалась «мейзеровская» камера [1] с длинными $(l > d)$ цилиндрическими коаксиальными электродами. Потенциальный электрод – анод, диаметром 70 мм. Заземленный электрод – катод выполнен в виде трубы с перфорационными отверстиями по всей длине. Внутренний диаметр



Рис. 1 Фотография электродной системы камеры

катода 120 мм, длина 280 мм. Торцевые окончания анода и катода находятся в одной плоскости на расстоянии 280 мм от входного заземленного фланца. Анод и входной фланец разделены между собой керамическим изолятором. Диаметр изолятора 70 мм, высота 70 мм. Электродная система камеры располагается в герметичном корпусе. Фотография электродной системы приведена на рис. 1.

Используются неорганические вакуумные уплотнения, откачка осуществляется безмасляным турбомолекулярным насосом. Эксперименты проводились на установке КАСКАД представляющей собой мощную импульсную конденсаторную батарею. Установка состоит из 16 одинаковых энергетических секций емкостью 41 мкФ каждая. Максимальное зарядное напряжение батареи составляет 50 кВ. Количество используемых энергетических секций может варьироваться. Соединение секций с токовым коллектором осуществляется с помощью низкоиндуктивной кабельной линии, причем подключение кабелей к коллектору выполнено так, что переключение секций не влияет на азимутальное распределение подводимого к нагрузке тока. Максимальная энергоемкость установки 820 кДж. Каждая секция коммутируется отдельным твердотельным разрядником. Коммутация осуществляется путем электрического пробоя сменного изолятора мощным электрическим разрядом, создаваемым для каждой секции своим блоком поджига, синхронизованным с блоками поджига остальных секций. В качестве сменной изоляции используется набор из несколько слоев полиэтиленовой пленки. Суммарная толщина изоляции варьируется в зависимости от зарядного напряжения батареи. Для зарядного напряжения 46…50 кВ толщина сменной изоляции составляет 750…900 мкм. На рис. 2 представлена эквивалентная электрическая схема установки КАСКАД.

Используются следующие обозначения параметров и их номинальные значения:

$C_{КБ}$ – емкость конденсаторной батареи, $C_{КБ} = n \cdot C_S$, где n – количество используемых секций, $C_S = 41$ мкФ – емкость одной секции;

U_0 – зарядное напряжение, Р – коммутирующие разрядники;

$R_{КБ}$ – омическое сопротивление конденсаторной батареи, $R_{КБ} = R_S/n$, где $R_S = 30$ мОм –

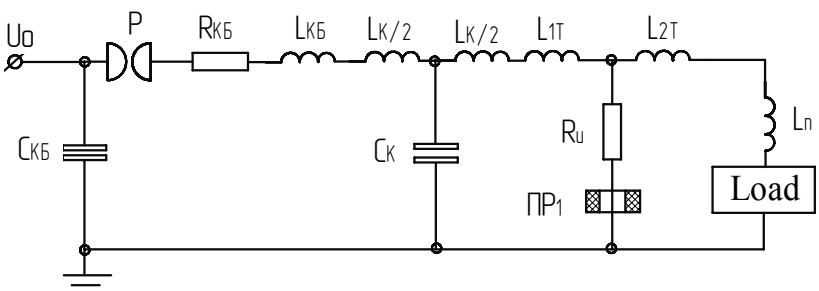


Рис. 2. Электрическая схема установки КАСКАД.

омическое сопротивление разрядной цепи одной секции;

$L_{КБ} = 32/n$, нГн, – индуктивность конденсаторной батареи, состоящая из индуктивностей конденсаторов, разрядников и соединительных шин между конденсаторами и разрядниками;

$L_K = 30/n$, нГн, – индуктивность кабельной передающей линии между разрядниками и токовым коллектором;

C_K = 1,7 мкФ – емкость кабельной передающей линии. C_K является постоянной величиной, независимо от числа n используемых секций, поскольку при переключении секций неиспользуемые кабели от токового коллектора не отсоединяются.

Индуктивность токового коллектора составляет 9,2 нГн и слагается из L_{1T} = 5,2 нГн и L_{2T} = 4 нГн. Деление индуктивности коллектора на две части необходимо для вычисления напряжения на входе в нагрузку. Данные по напряжению определяются по показаниям датчика напряжения, состоящего из активного сопротивления R_U = 330 Ом и пояса Роговского $ПР_1$, измеряющего ток в активном сопротивлении. На рис. 3 показана также индуктивность L_n, обозначающая индуктивность узла соединения нагрузки с токовым коллектором. Для различных нагрузок эта индуктивность может быть разной, в условиях данного эксперимента L_n = 13 нГн.

2. Результаты лабораторных экспериментов

Целью экспериментов на конденсаторной батарее, помимо прогрева и обезгаживания рабочих поверхностей электродной системы электрическими разрядами, было выявление режима стабильной работы разрядной камеры с достаточно высоким нейтронным выходом и определение закона изменения $L(t)$ в этом режиме. В качестве рабочего газа использовался дейтерий. При переходе к дейтерий-тритиевой газовой смеси выход нейтронов при тех же разрядных токах обычно возрастает примерно на два порядка. Также как и во взрывном эксперименте, в опытах на конденсаторной батарее для измерения тока в камере используются индукционные датчики. Напряжение на входе в камеру определялось по показаниям датчика напряжения, приведенного на рис. 2. Параметры генерируемого излучения измерялись с использованием сцинтилляторов [2], интегральный выход нейтронов определялся с помощью активационных методик. Использовалась методика активации серебра и методика активации индия. Результаты по второй активационной методике представляются более достоверными, поскольку полученные по ней данные в меньшей степени подвержены влиянию рассеянных нейтронов. На рис. 3 представлены кривая тока $I(t)$ и осцилло-

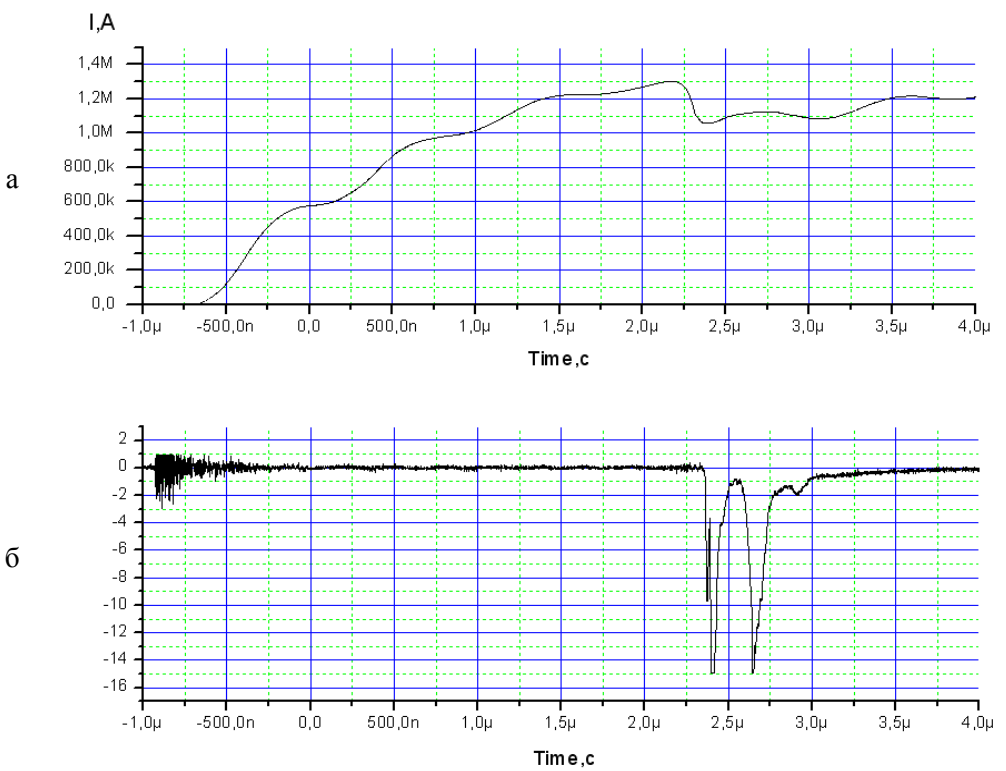


Рис. 3. Кривая тока (a) и осциллограмма сигнала сцинтилляционного детектора (b)

грамма сигнала сцинтилляционного детектора, полученные в одном из электрических разрядов.

Сцинтилляционный детектор находится на расстоянии 5,5 метров от предполагаемого места генерирования нейтронов. Кривая тока $I(t)$ получена путем интегрирования сигнала одного из индукционных датчиков. Исходное давление дейтерия в разрядной камере 10 Тор. Задействованы пять секций конденсаторной батареи, заряжаемых до напряжения 44 кВ. Разрядный ток достигает максимальной величины 1,3 МА примерно через три микросекунды после срабатывания разрядников. На кривой тока наблюдается особенность - характерный излом в виде резкого уменьшения тока. В момент токовой особенности наблюдается нейтронное и рентгеновское излучения, регистрируемые сцинтилляционным детектором. За счет пролетной базы 5,5 метров нейтронный и рентгеновский импульсы на осциллограмме сдвинуты относительно друг друга на 236 нс. Данные по выходу нейтронов, полученные по методике активации индия и по нейтронному импульсу сцинтилляционного детектора, между собою примерно совпадают. Выход нейтронов, соответствующий приведенным осциллограммам, составляет $1{,}1\cdot10^{11}$ н/имп. Погрешность измерения нейтронного выхода не превышает 20 %. Стабильность нейтронного выхода, оцениваемая по активационным методикам, в этом режиме работы устройства оказалась не хуже 10 %. Добиваться лучшей стабильности вряд ли имеет смысл, поэтому принято решение вести подготовку взрывного эксперимента исходя из данных, полученных в этом режиме работы плазмофокусной камеры. На рис. 4 приведены кривая напряжения $U(t)$ на входе в камеру и кривая индуктивности камеры $L(t)$, вычисляемая по формуле $L(t) = I^{-1} \cdot \int U dt$.

Волнообразная форма входного напряжения объясняется возникновением токовых колебаний в передающей кабельной линии, емкость которой довольно велика, поскольку при переключении секций неиспользуемые кабели от токового коллектора не отсоединяются. Максимальное напряжение на входе в плазмофокусную камеру составляет 30 кВ и эта величина является определяющей при определении параметров ВРТ для взрывного эксперимента. Кроме того, существенным также является закон изменения индуктивности плазмофокусной камеры во времени. Из рис. 4, кривая (b), видно, что при расчете параметров ВРТ закон изменения $L(t)$ с довольно хорошей степенью

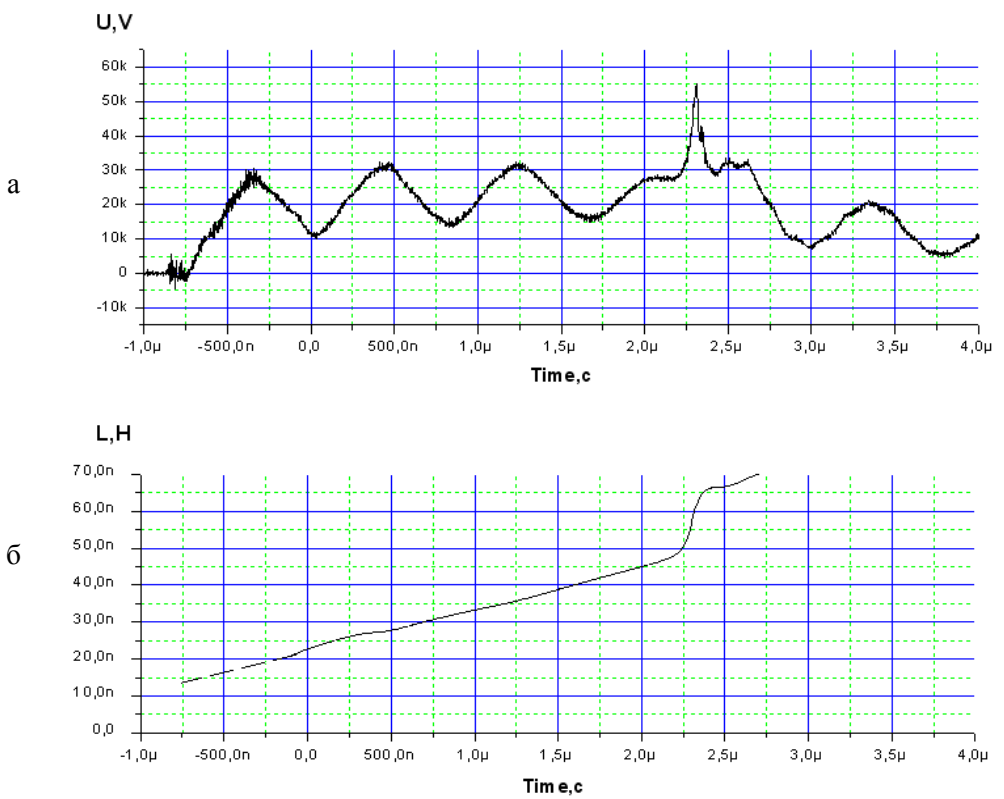


Рис. 4. Напряжение на входе в камеру (a) и индуктивность камеры (b).

точности можно аппроксимировать линейной зависимостью от времени.

3. Разработка взрывного генератора тока.

При разработке взрывного генератора тока ставилась задача обеспечить ту же амплитуду разрядного тока, что и в экспериментах на конденсаторной батарее. При этом максимум напряжения на входе в камеру не должен превысить соответствующего максимума, достигаемого в лабораторных условиях. Идеальным вариантом выполнения поставленных требований было бы формирование на входе в камеру импульса напряжения прямоугольной формы. Желательно чтобы напряжение оставалось на одном уровне вплоть до момента выхода плазменной оболочки на торец анода. Согласно данным лабораторных экспериментов, длительность процесса до схлопывания оболочки составляет около 3 мкс. Такие времена формирования тока в нагрузке характерны для источников на базе спиральных взрывомагнитных генераторов (СВМГ) с взрывными размыкателями тока (ВРТ), однако форма, генерируемых ими импульсов напряжений, далека от прямоугольника. В связи с этим был разработан на базе существующего ВРТ [2], так называемый, секционированный размыкатель тока. По существу, он представляет собой набор последовательно соединенных размыкателей, – секций с программируемыми моментами срабатываний. За счет варьирования моментов срабатывания секций можно менять форму импульса напряжения на нагрузке во временном интервале длительностей импульса от 1 до 5 мкс. Эквивалентная электрическая схема секционированного размыкателя приведена на рис. 5. Конструктивное исполнение секционированного ВРТ показано на рис. 6.

Варьирование моментов срабатывания секций ВРТ достигается за счет разновременности удара центрального токопровода 1, разлетающегося под действием заряда ВВ 2, по струеформирователю 3, внутренний диаметр которого выбирается для разных секций разным. Если обозначить через h различие внутренних радиусов струеформирователей соседних секций, разновременность Δt срабатывания соседних секций можно оценить по формуле,

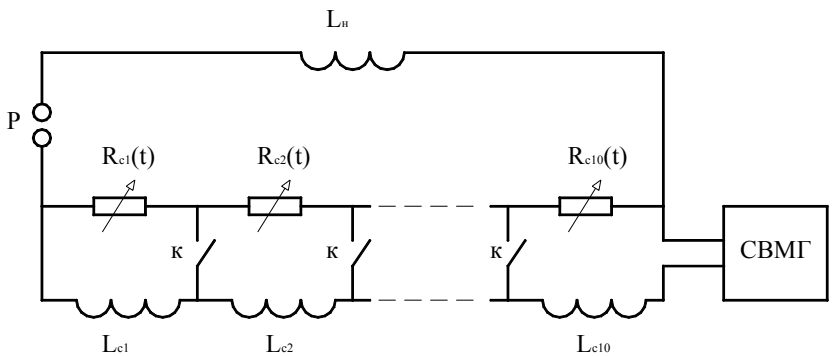


Рис. 5. Принципиальная электрическая схема секционированного ВРТ.

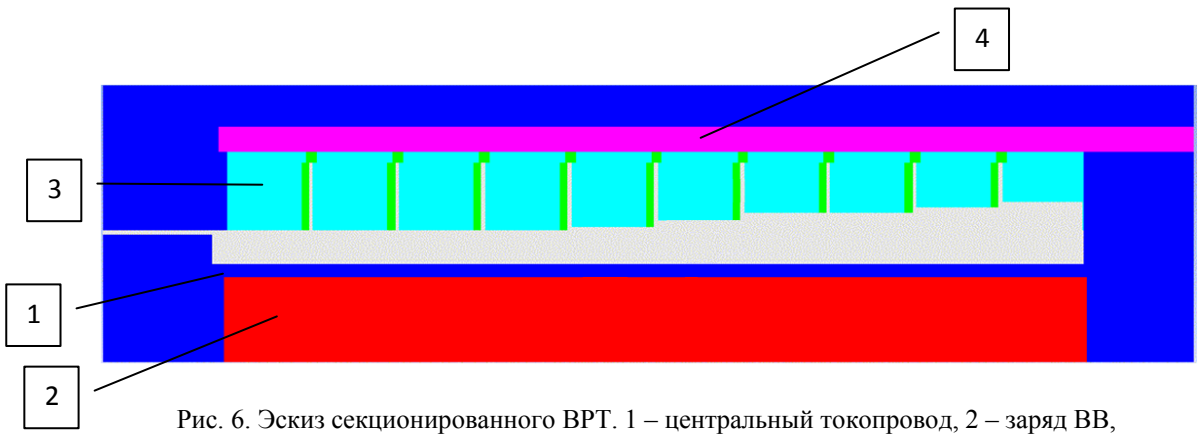


Рис. 6. Эскиз секционированного ВРТ. 1 – центральный токопровод, 2 – заряд ВВ, 3 – струеформирователь, 4 – разрываемая фольга

$$\Delta t = h \cdot \left(V_{\text{у.в.}} - V_{\text{тр.}}\right) \cdot \left(V_{\text{у.в.}} \cdot V_{\text{тр.}}\right)^{-1} = K \cdot h\,.$$

Здесь $V_{\text{тр.}}$ – скорость движения внутреннего цилиндрического токопровода, ускоряемого продуктами ВВ, $V_{\text{у.в.}}$ – скорость ударной волны (УВ) в материале струеформирователя. Подставляя значения обычно получаемой скорости внутреннего токопровода $V_{\text{тр.}} \approx 2{,}4$ мм/мкс и скорости ударной волны в полиэтилене $V_{\text{у.в.}} \approx 6$ мм/мкс, находим $K = 0{,}25$ мкс/мм. Отсюда следует, что, например, для обеспечения разновременности срабатывания соседних секций $\Delta t = 0{,}25$ мкс необходимо выбрать величину ступеньки $h = 1$ мм. Для более точного расчета выхода ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя (начала разрыва фольги) в каждой секции проводились двумерные газодинамические расчеты. Постановка газодинамической задачи, динамика внутреннего токопровода и движение ударной волны в некоторый момент времени проиллюстрированы на рис. 7.

Расчеты показывают, что фронт ударной волны движется по струеформирователю в каждой секции с некоторой задержкой по времени. Для предотвращения взаимного влияния соседних секций в конструкции между ними предусмотрен воздушный зазор. В результате газодинамических расчетов получена, представленная на рис. 8, зависимость от аксиальной координаты момента выхода ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя. В районе торцевых фланцев наблюдается более ранний выход ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя, что связано с более быстрым распространением ударной волны по торцевым фланцам. Если не принимать во внимание эти участки, запаздывание выхода ударной волны на правом крае ВРТ относительно левого составляет около 2 микросекунд. Используя расчетную зависимость $t_{\text{у.в.}}(z)$, усреднив её по участкам длиной 33 мм (аксиальный размер одной секции), можно определить задержку срабатывания секций относительно друг друга, а также зависимость $t_{у.в.}$ от внутреннего радиуса струеформирователя. Найденные зависимости использовались в последующих электротехнических расчетах. При расчетах секционированного ВРТ для эксперимента с плазмофокусной камеры использовалась представленная на рис. 5(b) зависимость её индуктивности от времени, полученная на конденсаторной батарее. Перед взрывным плазменным экспериментом было проведено не-

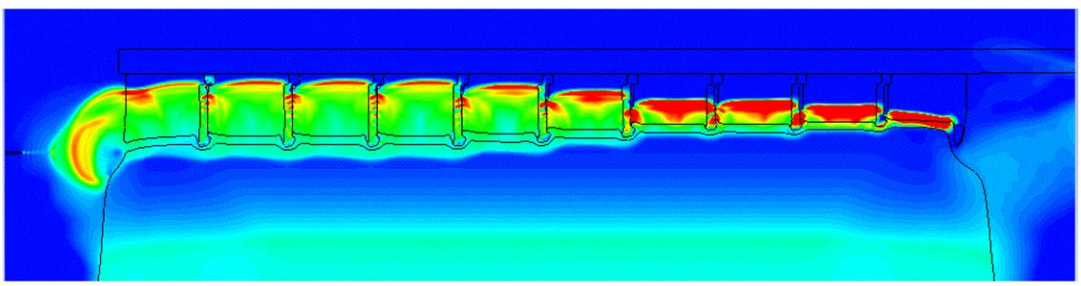


Рис. 7. Результат расчета динамики внутреннего токопровода и движения ударной волны

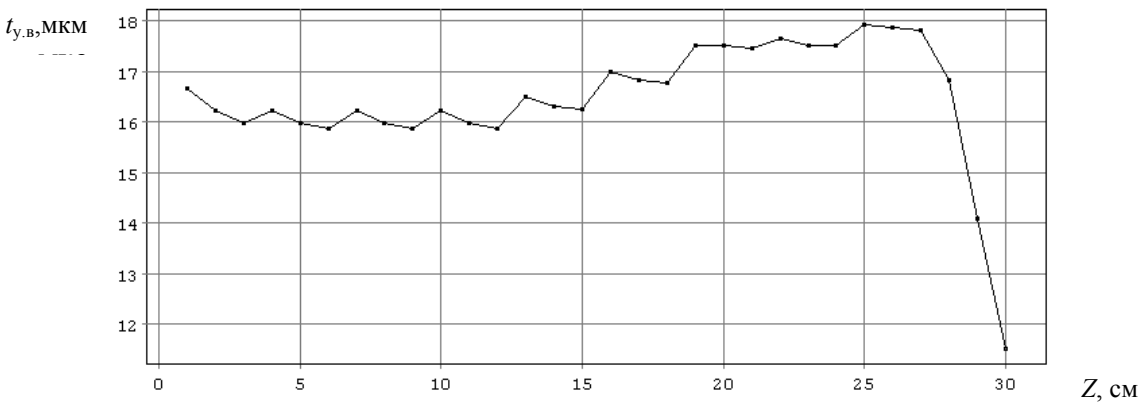


Рис. 8 Зависимость от координаты z момента выхода ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя

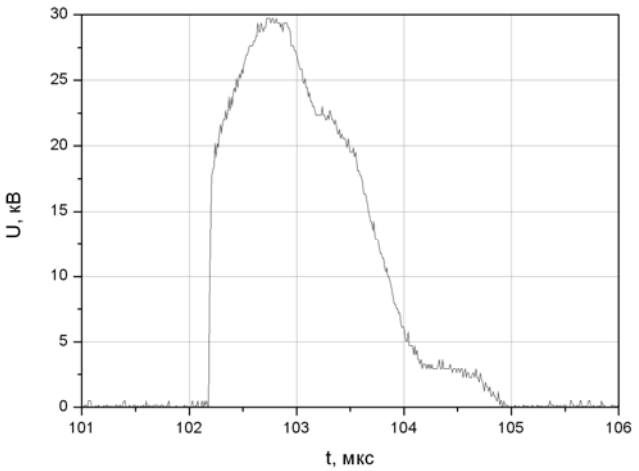


Рис. 9. Напряжение на входе в нагрузку

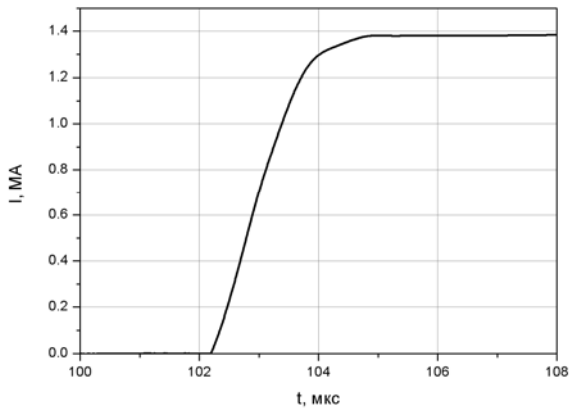


Рис. 10. Ток нагрузки

сколько предварительных взрывных экспериментов с жесткой нагрузкой. На рис. 9 и 10 представлены результаты одного из таких экспериментов.

В качестве жесткой нагрузки использовалась индуктивность 30 нГн. Основной целью предварительных экспериментов являлось тестирование расчетов в условиях близких к тем, которые должны реализоваться во взрывном эксперименте с плазмофокусной разрядной камерой: максимальный ток ~1,4 МА, достигаемый за 2÷3 мкс, максимальное напряжение на нагрузке не превышает 30 кВ.

4. Результаты взрывного эксперимента

Во взрывном эксперименте рабочим газом в плазмофокусной разрядной камере была равнокомпонентная дейтерий-тритиевая смесь при суммарном давлении около 8 Тор. В качестве генератора тока использовался спиральный ВМГ диаметром 200 мм с секционированным ВРТ. Общее количество секций ВРТ равно 10. Подключение анода камеры к потенциальному электроду ВРТ в момент его срабатывания осуществлялось через неуправляемый твердотельный разрядник, выполненный в виде лавсановой пленки толщиной 50 мкм. В эксперименте измерялись все электрические характеристики, необходимые для получения полной картины срабатывания спирального генератора и секционированного ВРТ. Для измерения тока в плазмофокусной камере использовались индукционные датчики, располагаемые азимутально симметрично на входе в камеру. Измерения параметров проникающих излучений проводились с помощью трех сцинтилляционных детекторов типа ССДИ-8 [3], интегральный выход нейтронов измерялся также с использованием набора активационных детекторов из алюминия, меди, молибдена, индия, тефлона и цинка. Активационные детекторы, выполненные в виде дисков диаметром 20 мм и толщиной 1 мм, размещались внутри кадмиевого чехла и крепились в торцевой части на корпусе плазмофокусной камеры. После опыта активационные детекторы извлекались из кадмиевого чехла, после чего для каждой рабочей реакции определялись активационные интегралы. Вычисление выхода нейтронов из источника основывалось на расчете значений активационного интеграла для каждой рабочей реакции с нормировкой на 1 нейтрон источника. Расчет проводился по методу Монте-Карло, причем в расчетной модели учитывались влияния конструкционных элементов взрывомагнитного генератора, плазмофокусной камеры, самих активационных детекторов в кадмиевом чехле и грунтовой площадки под камерой. Источник нейтронов в расчетах задавался точечным и изотропным. Энергетический спектр нейтронов в расчете принимался в соответствии с данными работ [4], [5]. Сцинтилляционные детекторы ССДИ-8 располагались под углом 20° к оси экспериментальной сборки на расстоянии 58,33 м от источника. Детекторы имели три разных порога чувствительности для измерений до 10^{11}, до 10^{12} и до 10^{13} н/имп. На рис. 11 представлены осциллограммы сцинтилляционных детекторов D2 и D3 с чувствительностью соответственно до 10^{12} и до 10^{13} н/имп. Согласно зарегистрированным сигналам, времяпролетный интервал между рентгеновским и нейтронным импульсами составил 939±6 нс, что соответствует энергии нейтронов 14,16±0,15 МэВ.

Длительность нейтронного импульса на полувысоте ~ 185 нс. Для сравнения, длительность импульса ДД – нейтронов в лабораторных экс-

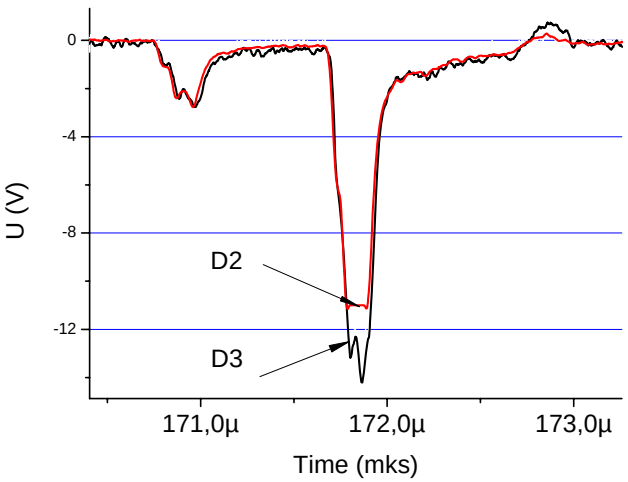


Рис. 11. Осциллограммы сцинтилляционных детекторов

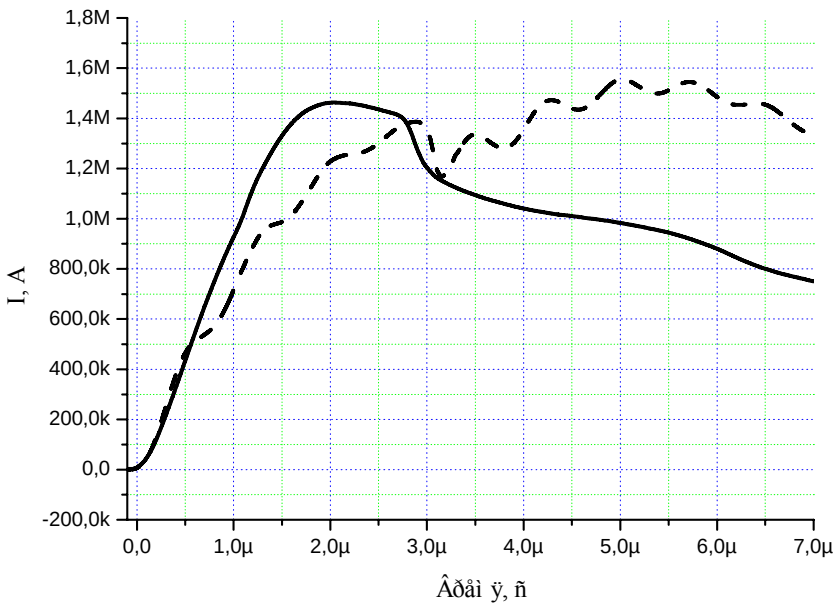


Рис. 12. Кривые тока во взрывном (сплошная линия) и в лабораторном (пунктирная линия) опытах

периментах была около 110÷130 нс. Рассчитанный по сигналам сцинтилляционных датчиков интегральный выход нейтронов составил $1{,}42\cdot10^{12}$ н/имп. Погрешность измерения нейтронного выхода по времяпролетной методике составляет около 13 %. По данным активационных измерений интегральный выход нейтронов несколько выше и оценивается в $1{,}79\cdot10^{12}$ н/имп. Среднее квадратическое отклонение по выборке активационных детекторов равно 2,8 %. Согласно этим же измерениям, флюенс нейтронов с энергиями в интервале 0,3÷15 МэВ в области расположения датчиков составляет $3{,}74\cdot10^{8}$ н/см^2. Средняя энергия нейтронов в указанном диапазоне спектра равна 9,7 МэВ. Выход нейтронов, полученный во взрывном эксперименте, примерно на порядок меньше ожидаемого. Наиболее вероятной причиной этого могут быть шунтирующие пробои в плазмофокусной камере. Это могло произойти вследствие того, что напряжение на входе в камеру во взрывном опыте оказалось несколько выше, чем в лабораторных экспериментах на конденсаторной батарее. О превышении напряжения можно судить по приведенным на рис. 12 токовым кривым, полученным во

взрывном и лабораторном опытах. Скорости нарастания токов совпадают только на начальных участках токовых кривых. Далее, токовая кривая соответствующая лабораторном опыту имеет заметно меньший наклон, чем токовая кривая взрывного опыта.

Ток во взрывном опыте достиг максимума 1,46 МА через 2,04 мкс после начала разряда. Судя по осциллограмме, схлопывание оболочки на торце анода начинается спустя 2,74 мкс после начала разряда. К этому моменту ток снизился до 1,4 МА. В аналогичных условиях в лабораторных экспериментах с дейтериевым наполнением ток достигает максимума 1,38 МА к моменту 2,88 мкс после начала разряда.

Полученные результаты указывают на необходимость корректировки условий следующего взрывного эксперимента, планируемого с подобной плазмофокусной камерой. Во-первых, необходимо изменить секционированный ВРТ для уменьшения напряжения на входе в плазмофокусную камеру. Во-вторых, следует внести изменения в конструкцию камеры с целью увеличения электропрочности ее внутренних областей. Для этого предполагается опробовать несколько вариантов катодов типа «беличье колесо». Возможно, за счет этого удастся несколько снизить влияние шунтирующих пробоев.

Заключение

Отработан метод подготовки и проведения экспериментов по запитке плазмофокусной камеры от взрывомагнитного генератора. Проведен взрывной эксперимент с дейтерий-тритиевым наполнением плазмофокусной камеры. Получен нейтронный выход, превышающий 10^{12} нейтронов. На основании результатов эксперимента определены направления дальнейшей работы по доведению нейтронного выхода до 10^{13} нейтронов.

Список литературы

1. Mather J. W., Bottoms P. J. Characteristics of the Dense Plasma Focus Discharge. // Phys. Fluids. 1968. Vol. 11, № 3. P. 611–618.

2. Веретенников А. И., Даниленко К. Н. Средства диагностики однократного импульса излучения / А. И. Веретенников, К. Н. Даниленко. М.: АТ, 1999. С. 45.

3. Chernyshev V. K., Volkov G. I., Ivanov V. A. et al. Explosives Opening Svitches for Fast-Operating Helical EMG // In: Proc. Ninth IEEE Pulsed Power Conference, 1993, Albuquerque, New Mexico, USA.

4. Брагин В. В., Глушихин В. В., Голубев В. И., Горбачев В. М., и др. Исследование анизотропии и временной зависимости спектра ДТ-нейтронов плазменного фокуса// ВАНТ, серия: «Физика ядерных реакторов» ТИЯС-XI. Специальный выпуск, 1997. С. 153–157.

5. Голубев В. И., Макеев Н. Г., Пащенко Е. С., и др. Исследование спектрального состава ДТ-нейтронов плазменного фокуса // Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, № 1, с. 18–21.

ФОРМИРОВАНИЕ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ГЕНЕРАЦИЯ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В СИСТЕМЕ ЛАЗЕРНЫЙ ФАКЕЛ – ВОЗДУХ

В. В. Лисенков [1], К. Е. Лукьяшин [1], В. В. Платонов [1], В. И. Соломонов [1], В. А. Шкляев [2]

[1] Институт электрофизики УрО РАН, Амундсена, 106, 620012, Екатеринбург, Россия,
[2] Институт сильноточной электроники СО РАН, Академический пр., 2/3, 634055, Томск, Россия,

В работе представлены результаты исследований высокоэффективной генерации пучка убегающих электронов в высокотемпературной плазме лазерного факела с последующим ускорением электронов в воздушной среде.

Эффект непрерывного ускорения электронов в газовой среде высокого давления был обнаружен более 40 лет назад. Однако, из-за низкой эффективности перехода электронов в режим убегания, данный эффект не нашел до сих пор серьёзного практического применения.

Традиционным путем решения проблемы является увеличение напряженности электрического поля (E). Учитывая, что вероятность перехода электроны в режим убегания является функцией E/N (N – числовая плотность молекул газовой среды), увеличить этот параметр можно не за счет увеличения E, а за счет уменьшения N, создав высокотемпературную область вблизи катода. Такой областью может быть, например, лазерный факел, закончивший свое тепловое расширение.

Для расчетов нами был использован известный программный пакет XOOPIC. В основе пакета лежит метод крупных частиц, который используется для моделирования движения заряженных частиц под действием внешних и собственных электромагнитных полей. Пакет использует двумерное осесимметричное приближение.

Показана возможность генерации импульсов тока быстрых электронов амплитудой сотни ампер и длительностью более 100 *ps*. Получено энергетическое пространственное распределение пучка быстрых электронов. Исследовано влияние геометрических параметров горячей области на характеристики пучка.

Проведенный нами предварительный эксперимент показал правильность выбранного направления.

Введение

Получение пучков убегающих электронов в газах высокого давления, в частности в воздухе, является одной из наиболее интересных задач физики газового разряда. Данная задача может иметь ряд практических приложений. Во-первых, это создание электронных ускорителей без фольги, разделяющей вакуумный и газовый объемы, которая является «слабым местом» ускорителей. Во-вторых, это получение электронных пучков пикосекундной длительности [1].

Эффект непрерывного ускорения электронов в газовой среде высокого давления был обнаружен более 40 лет назад в ВНИИЭФ, г. Саров [2]. Результаты исследований этого коллектива ученых достаточно подробно изложены в обзоре [3]. Однако результаты последних работ [1, 4–10] внесли ряд уточнений. Стало ясно, что генерируемый импульс тока быстрых электронов имеет амплитуду ~1 А и длительность < 100 p*s*. Энергия электронов при этом сопоставима с прикладываемым напряжением, то есть составляет величину ~100 *keV*.

Столь малая величина тока быстрых электронов по сравнению с ускорителями на основе вакуумного диода обусловлена низкой эффективностью перехода электронов в режим убегания. Поэтому основные усилия исследователей направлены на повышение эффективности этого процесса, как необходимого условия получения мощных пучков быстрых электронов. Традиционным путем решения данной задачи является использование катодов специальной формы [6–10]. Кроме того, в работах [11–12] показана возможность генерации убегающих электронов в поле формирующегося катодного слоя, в том числе при давлениях выше атмосферного [13]. В этих случаях эффективность генерации быстрых электронов повышается за

счет создания в газонаполненном диоде областей усиленного электрического поля.

Однако хорошо известно, что эффективность перехода электронов в режим непрерывного ускорения является функцией приведенной напряженности поля, то есть соотношения E/N (E – напряженность электрического поля, N – концентрация молекул газовой среды). На наш взгляд, эффективно увеличить соотношение E/N можно, не увеличивая E, как это делается традиционно, а уменьшая N. Для этого необходимо создать около катода высокотемпературную разряженную область. Это может быть, например, лазерный факел или искровой канал, закончивший своё тепловое расширение и восстановивший свою электрическую прочность благодаря рекомбинации. Нейтральные частицы при выравнивании давления в таком горячем канале с окружающей средой будут распределены в соответствие с соотношением

$$p_{atm} = NkT ,$$

где: p_{atm} – атмосферное давление, N – концентрация нейтральных частиц, k – постоянная Больцмана, T – температура. Подчеркнём, что концентрация нейтральных частиц в горячем канале обратно пропорциональна его температуре. Поскольку, например, в режиме развитого испарения температура в лазерном факеле близка к температуре кипения материала мишени [14] и составляет тысячи градусов, а в режиме оптического пробоя – десятки тысяч градусов [15], то концентрация нейтральных частиц в горячем канале может быть на 1–2 порядка ниже концентрации молекул в воздухе при комнатной температуре. Таким образом, не увеличивая E, можно повысить соотношение E/N на 1–2 порядка.

Следует отметить, что на возможность получения убегающих электронов в разреженной области искрового канала было впервые указано в работе [16] и проведены качественные аналитические оценки. Экспериментально подобный подход был реализован в работе [17], где разреженная область создавалась дуговым разрядом длительностью ~1 *ms*. К сожалению, присутствие пучка быстрых электронов в данном эксперименте регистрировалось по косвенным признакам (рентгеновскому и СВЧ излучению), поэтому достоверно определить какие либо параметры полученного пучка не представляется возможным.

В работе [18] были проделаны расчеты формирования разряда и генерации убегающих электронов в системе горячий канал – воздух с помощью одномерной модели. Результаты показали возможность получения в такой системе пучков ускоренных электронов с током до 1 кА, длительностью ~100 ps и средней энергией примерно $2/3 \cdot e \cdot U$ (где U – ускоряющее напряжение). Однако одномерная модель не учитывает реальной геометрии горячего канала, поэтому такие расчеты носят характер оценочных и, безусловно, нуждаются в уточнении.

Таким образом, целью настоящей работы является численное исследование процесса генерации ускоренных электронов в газовом диоде атмосферного давления, содержащем неоднородность в виде горячего канала с использованием двумерной модели.

1. Описание модели

Нами был использован известный программный пакет XOOPIC [19], ранее уже применявшийся для моделирования формирования субнаносекундных газовых разрядов и генерации ускоренных электронов [20]. В основе пакета лежит метод крупных частиц, который используется для моделирования движения заряженных частиц под действием внешних и собственных электромагнитных полей. Для расчета электромагнитных полей в этом коде используется метод конечных разностей. Для моделирования взаимодействия заряженных частиц с газом используется метод Монте-Карло (модель индивидуальных столкновений). В программе на каждом шаге по времени для всего ансамбля частиц с учетом их функции распределения при помощи генератора случайных чисел и базы данных по сечениям процессов разыгрывается тот или иной тип взаимодействия: упругое рассеяние, возбуждение или ионизация. Пакет использует двумерное осесимметричное приближение.

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Моделировалась передающая линия длиной L = 1,3 cm, на один конец которой подавался импульс напряжения с длительностью фронта 100 *ps*. На другом конце линии располагался диод с межэлектродным расстоянием D = 3–10 mm наполненный азотом при комнатной температуре и атмосферном давлении. Выбор длины передающей линии существенно большей по сравнению с межэлектродным расстоянием диода был обусловлен тем, чтобы время прохождения волны по линии было больше времени протекания интересующих нас процессов в диоде. Это позволило избежать излишних усложнений, вызываемых волновыми

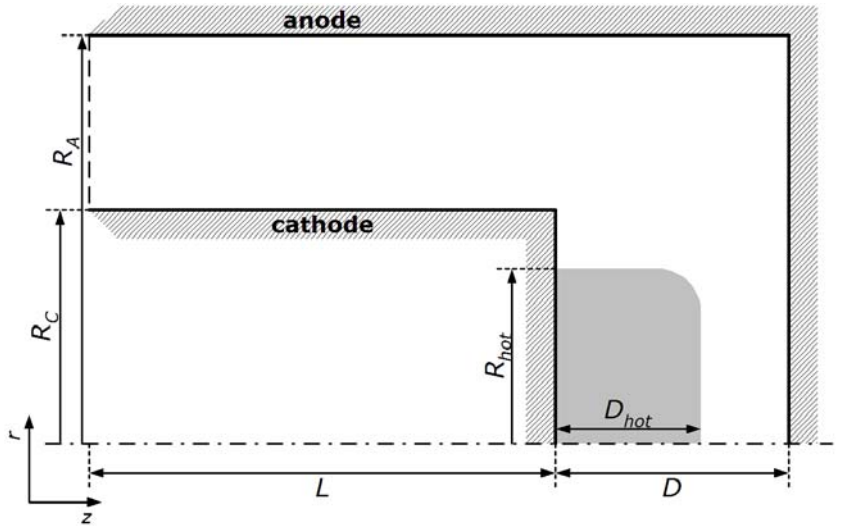


Рис. 1. Геометрия задачи. Горячая область выделена серым цветом

процессами в линии. Радиусы катода (R_C) и анода (R_A) в различных вариантах менялись в пределах R_C = 2,5–4,5 mm и R_A = 7,5–10 mm соответственно.

Начиная с катода, вдоль оси линии располагалась нагретая область газа с температурой 3000 K, числовая плотность нейтральных частиц в которой была соответственно на порядок ниже, чем в остальном промежутке. Длина горячей области (D_{hot}) варьировалась в пределах 2–5 mm, а ее радиус (R_{hot}) соответственно 2,5–4,5 mm. На рис. 1 горячая область выделена серым цветом. Для упрощения задачи эмиссия электронов с катода предполагалась «свободной», то есть равенство нулю работы выхода электрона. Данное упрощение оправдано тем, что при формировании горячей области, будь то лазерный факел или искровой канал, катод подвергается интенсивному нагреву и обладает достаточно высокой температурой, чтобы обеспечить большие термоэмиссионные токи.

2. Результаты расчетов

2.1 Влияние воздушного зазора.

На рис. 2 и 3 a) приведены расчетные осциллограммы напряжений, анодных токов разряда и полных токов быстрых электронов для D = 3 mm и D = 6 mm соответственно. Величина D_{hot} в обоих случаях была постоянной и равной 2 mm, поэтому D варьировалось за счет изменения длины воздушного зазора. В первом случае она составляла 1 mm, а во втором случае 4 mm. На тех же рисунках под буквой b) приведена динамика энергетического спектра электронов для соответствующих случаев.

Характерной особенностью полученных результатов является то, что импульс анодного тока проходит позже спада импульса напряжения. Данный факт объясняется тем, что в промежутке не устанавливается квазистационарного распределения электрического поля, характерного для более длинных импульсов (более 10^{-8} *s*). Это становится понятным, если оценить время пробега электромагнитной волны межэлектродное расстояние. Оно примерно равно 20 *ps*, что вполне сопоставимо с характерными временами на осциллограммах. Поэтому получается, что электроны, еще не достигнув анода, уже влияют динамику электромагнитного поля, как в зазоре, так и в формирующей линии. Этим влиянием как раз и обусловлено падение напряжения на зазоре. Видно, что в обоих случаях соотношение между амплитудами импульсов тока медленных и быстрых электронов составляет примерно 30:1. Значения этих амплитуд тоже достаточно близки – ≈12 *kA* для медленных и ≈400 *A* для быстрых электронов. Длительности импульсов токов быстрых электронов несколько различаются. Для воздушного зазора 1 mm она чуть меньше 100 *ps*, а для зазора 4 mm – почти 150 *ps*. В обоих случаях, так же, заметна пичковая структура импульса тока быстрых электронов. Вызвано это тем, что данный импульс состоит из последовательности импульсов тока электронов разных энергий (см. рис. 2 и 3b). В начале поток быстрых электронов состоит из частиц с энергией более 100 *keV* (кривые 4 и 5), то есть сопоставимых с амплитудой импульса напряжения. Они генерируются в начале горячей области (около катода) и поэтому успевают ускориться, пройдя весь межэлектродный промежуток в области сильного электрического поля. Далее наступает

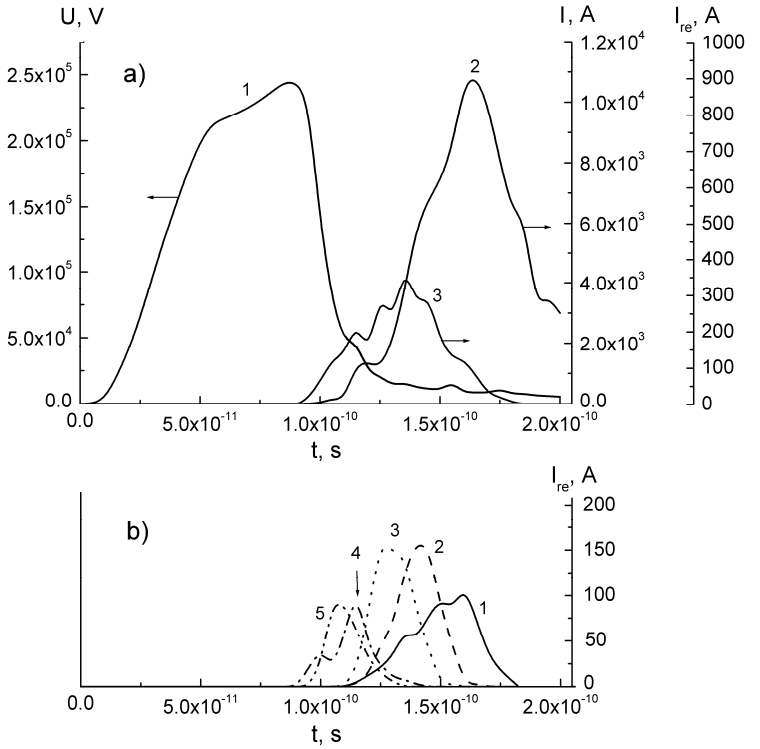


Рис. 2. Динамика напряжения и токов для длины воздушного зазора 1 mm: a) 1 – напряжение на промежутке (U), 2 – ток медленных электронов на аноде (разрядный ток) (I), 3 – суммарный ток быстрых электронов (I_{re}); b) динамика энергетического спектра, т. е. токи быстрых электронов в различных энергетических диапазонах. 1 – 8–20 *keV*, 2 – 20–50 *keV*, 3 – 50–100 *keV*, 4 – 100–150 *keV*, 5 – более 150 *keV*

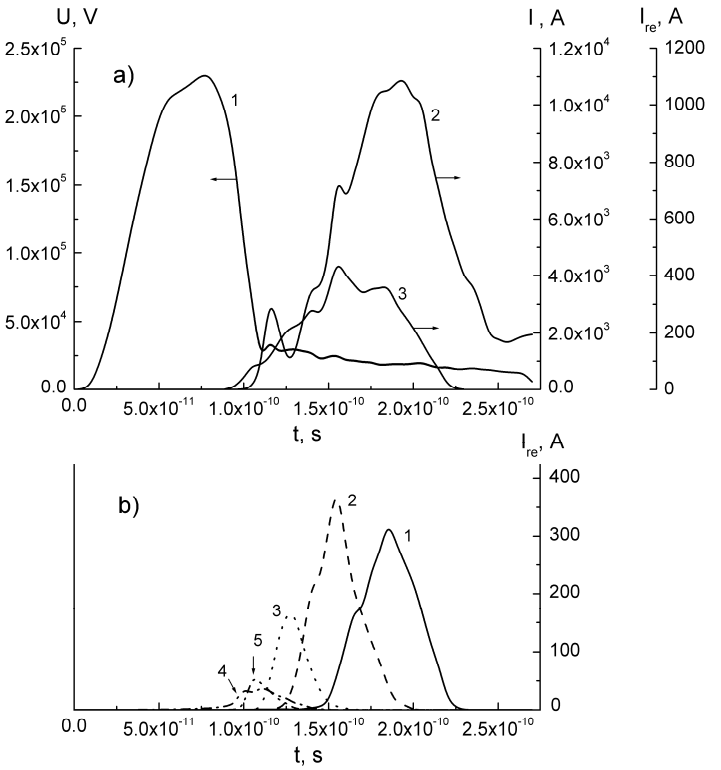


Рис. 3. Динамика напряжения и токов для длины воздушного зазора 4 mm: a) 1 – напряжение на промежутке (U), 2 – ток медленных электронов на аноде (разрядный ток) (I), 3 – суммарный ток быстрых электронов (I_{re}); b) динамика энергетического спектра, т.е. токи быстрых электронов в различных энергетических диапазонах. 1 – 8–20 keV, 2 – 20–50 keV, 3 – 50–100 keV, 4 – 100–150 keV, 5 – более 150 keV.

максимум импульса тока электронов с энергиями в диапазоне 50–100 *keV* (кривая 3). Они генерируются так же в горячей области, но несколько позже по времени и дальше от катода, поэтому они уже не успевают набрать полную энергию ускоряющего напряжения. Еще позже, уже на спаде импульса напряжения на границе горячей области и частично в холодном газе происходит генерация электронов с энергиями в диапазонах 20–50 *keV* (кривая 2) и 8–20 *keV* (кривая 1).

Поскольку к этому моменту концентрация медленных электронов достигает максимальных значений, то амплитуды импульсов тока электронов данных энергий имеют наибольшее значение относительно электронов более высоких энергий. Причем для воздушного зазора 4 mm эта тенденция проявляется более ярко. Если для воздушного зазора 1 mm соотношение амплитуд токов убегающих электронов низких энергий (8–50 *keV*) и высоких энергий (100–250 *keV*) примерно 1.2–1.7, то данное соотношение для воздушного зазора 4 mm лежит в диапазоне 4–5. Кроме того, импульсы токов электронов высоких и низких энергий больше разнесены по времени для более длинного воздушного зазора, что объясняется дополнительным временем, необходимым для его прохождения.

Плазменные (медленные) электроны, находящиеся на переднем фронте искрового канала, двигающегося к аноду, искажают электрическое поле в промежутке, формируя области усиления электрического поя, где происходит генерация и эффективное ускорение убегающих электронов. Поэтому, как только эти электроны достигают анода, генерация и ускорение убегающих электронов прекращается, и максимум тока медленных электронов соответствует спаду тока быстрых электронов. Как только весь избыточный заряд с фронта плазменного канала полностью стекает на анод, импульс тока разряда (медленных электронов) спадает до значения определяемого соотношением сопротивления плазменного канала и волнового сопротивления линии. Далее происходит длительный (по сравнению с рассмотренным интервалом времени) разряд линии. Импульс тока быстрых электронов к тому времени уже завершился.

На рис. 4 представлено радиальное распределение электронов прошедших через плоскость анода. Распределение построено в единицах поверхностной плотности заряда (Кулон/cm^2). Применительно к быстрым электронам данная величина имеет следующий физический смысл. Дело в том, что для визуализации пучка быстрых электронов удобно использовать люминофор. Поскольку длительность импульса тока убегающих электронов (<100 ps) много меньше характерного времени высвечивания люминофора (1–1000 μs), то интенсивность свечения люминофора будет возрастающей функцией от поверхностной плотности попавшего на него заряда. Распределение медленных электронов приведено на этом рисунке в тех же единицах для удобства сравнения, причем на графике приведена величина плотности заряда деленная на 10. Из рисунков видно, что качественных различий в радиальном распределении быстрых электронов для воздушных зазоров 1 и 4 mm нет, хотя некоторые количественные различия имеются. В обоих случаях, в зависимости от

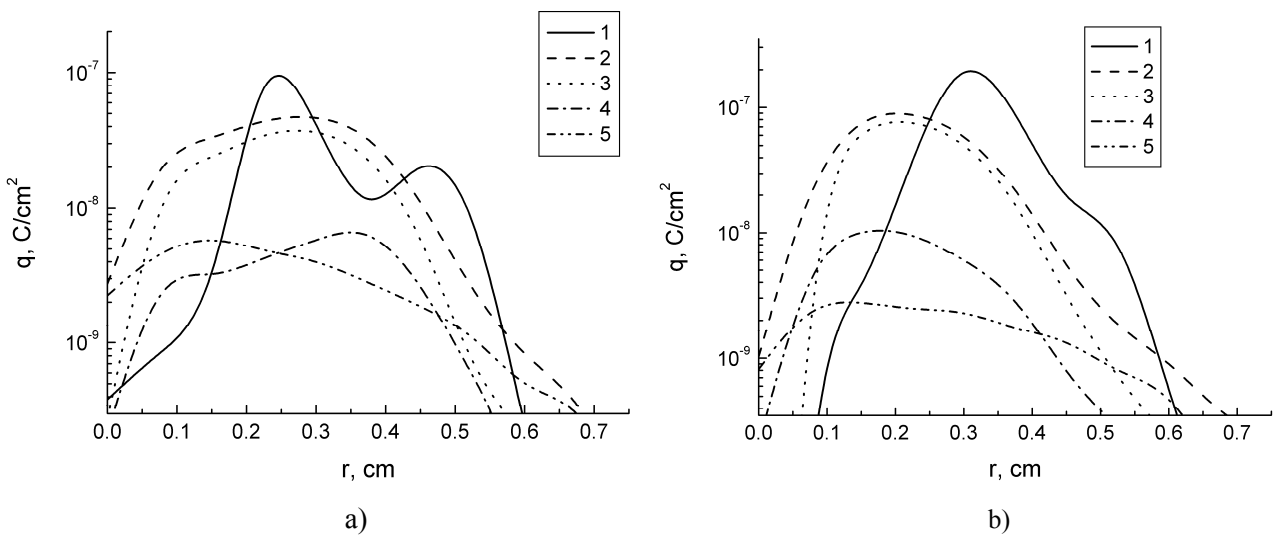


Рис. 4. Радиальные распределения электронов для воздушного зазора 1 mm (a) и 4 mm (b) в единицах плотности заряда (Кулон/cm^2). Плотность заряда медленных (плазменных) электронов на обоих рисунках (кривая 1) уменьшена в 10 раз; 2 – суммарное распределение быстрых электронов; 3 – 5–50 *keV*; 4 – 50–100 *keV*; 5 – 100–250 *keV*

чувствительности люминофора след пучка быстрых электронов будет иметь форму размытого круга радиусом в пределах 4–7 mm со спадом интенсивности в центре. Для воздушного зазора 4 mm спад в центре будет больше.

Таким образом, величина воздушного зазора оказывает заметное влияние на длительность импульса тока быстрых электронов и на динамику его энергетического спектра. На радиальное распределение быстрых электронов величина воздушного зазора существенного влияния не оказывает.

2.2 Влияние магнитного поля

Известно, что для компенсации электростатического расталкивания электронного пучка можно использовать внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси пучка.

Нами было исследовано влияние внешнего магнитного поля на характеристики пучка убегающих электронов и разряда в целом. Рассмотрим это влияние на примере со следующими параметрами: $R_C = R_{hot}$ =4,5 mm, R_A = 10 mm, D_{hot} = 5 mm, D = 10 mm. Эта система, в одном случае, помещалась во внешнее магнитное поле с индукцией 1 T (Тесла), направленное вдоль оси z, а в другом – нет.

На рис. 5 и 6 приведены фазовые портреты электронов в координатах радиус – ось z в различные моменты времени при наличии и отсутствии внешнего магнитного поля соответственно. Благодаря наличию этого поля убегающие электроны двигаются практически вдоль оси z, незначительно выходя за пределы радиуса горячего канала, где произошла их генерация. Ионизуя на своем пути газ, быстрые электроны инициируют формирование плазменного канала в пределах радиуса горячего канала. Это хорошо видно и на рис. 7 (a), где приведены радиальные распределения зарядов быстрых и медленных (плазменных) электронов, прошедших через плоскость анода для случая с внешним магнитным полем.

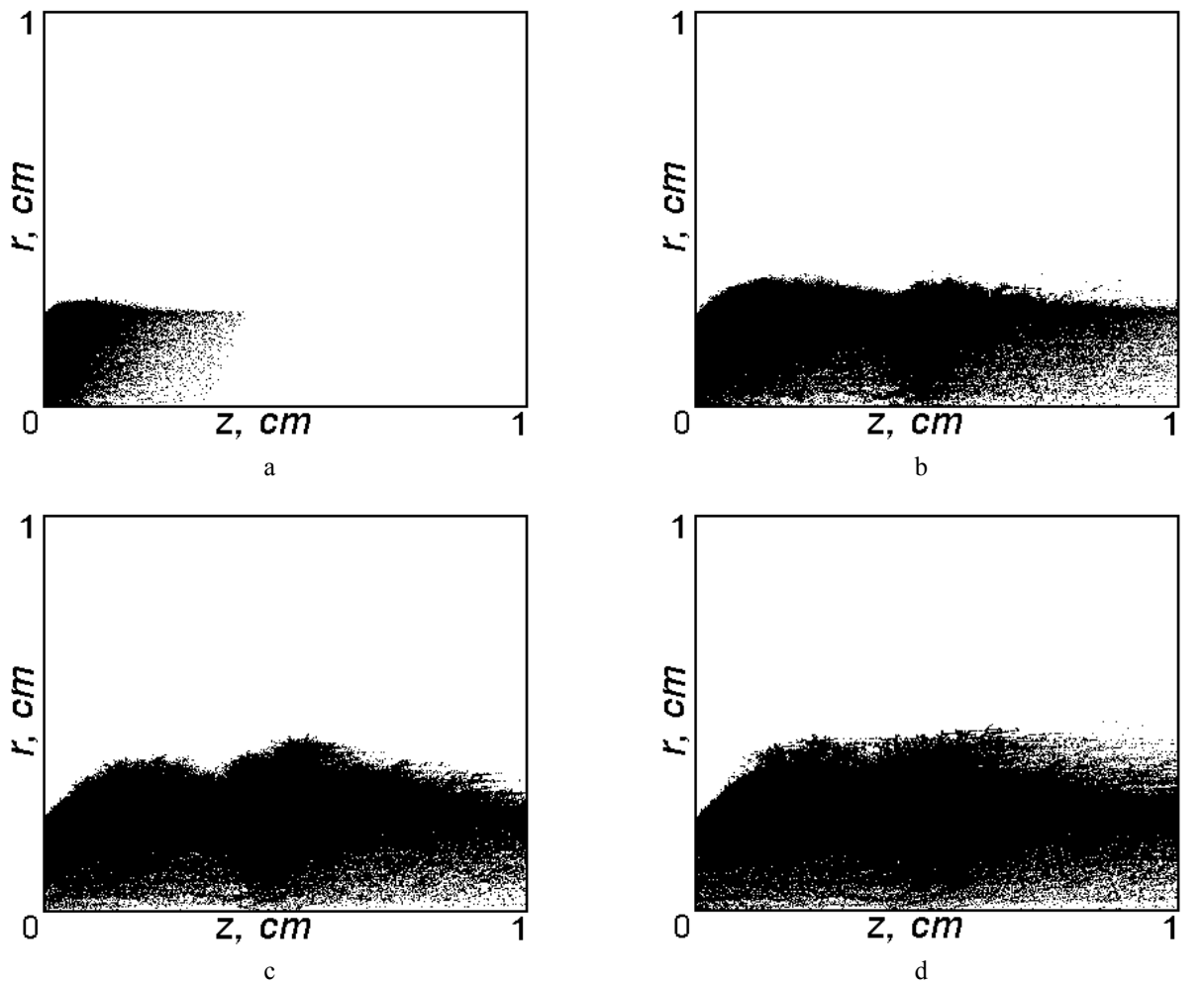


Рис. 5. Фазовые портреты электронов в координатах (z, r) при наличии внешнего магнитного поля 1 Тл, соответствующие различным моментам времени: a) 70 *ps*; b) 110 *ps*; c) 150 *ps*; d) 200 *ps*

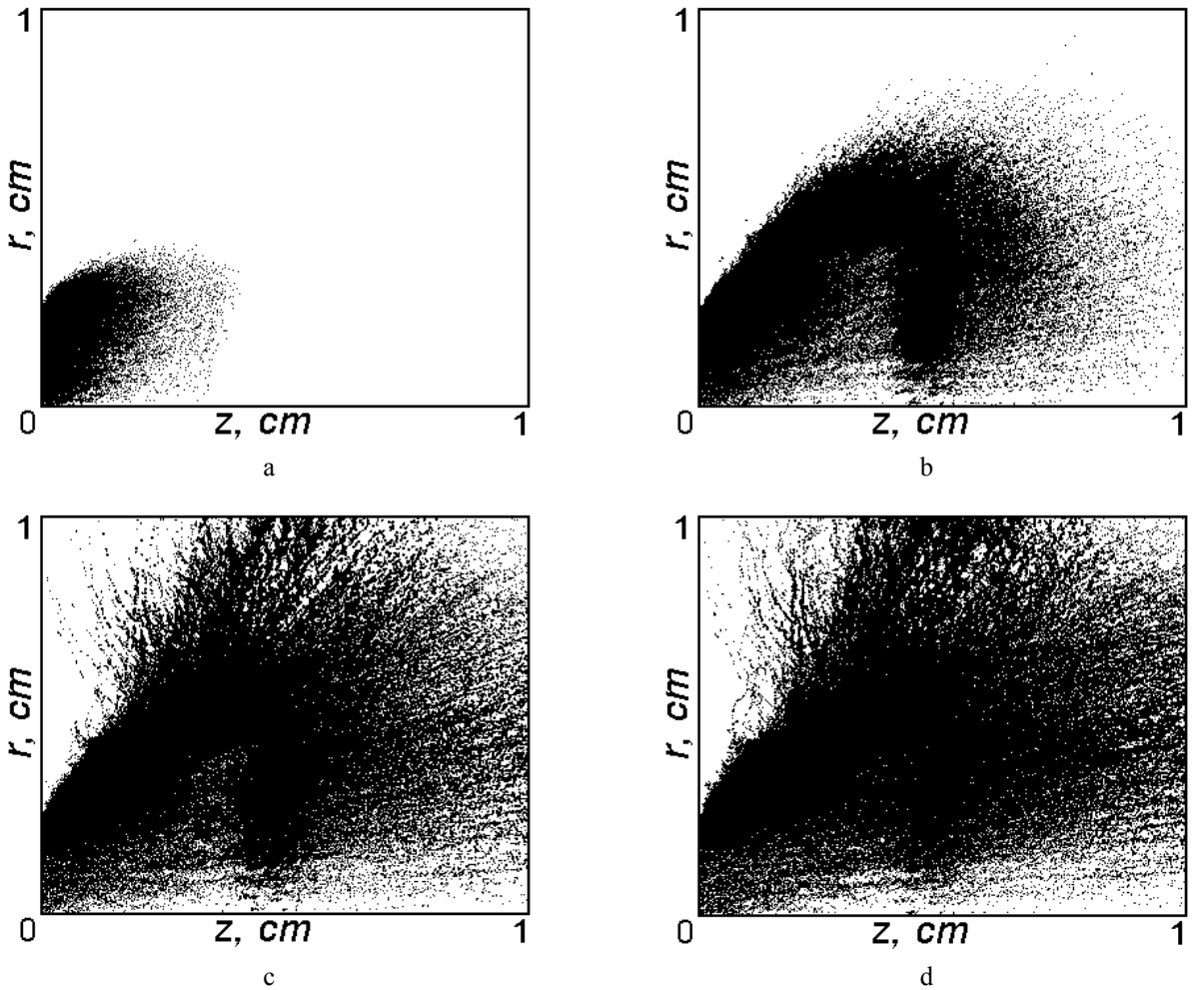


Рис. 6. Фазовые портреты электронов в координатах (z, r) в отсутствии внешнего магнитного поля, соответствующие различным моментам времени: a) 70 *ps*; b) 110 *ps*; c) 150 *ps*; d) 200 *ps*

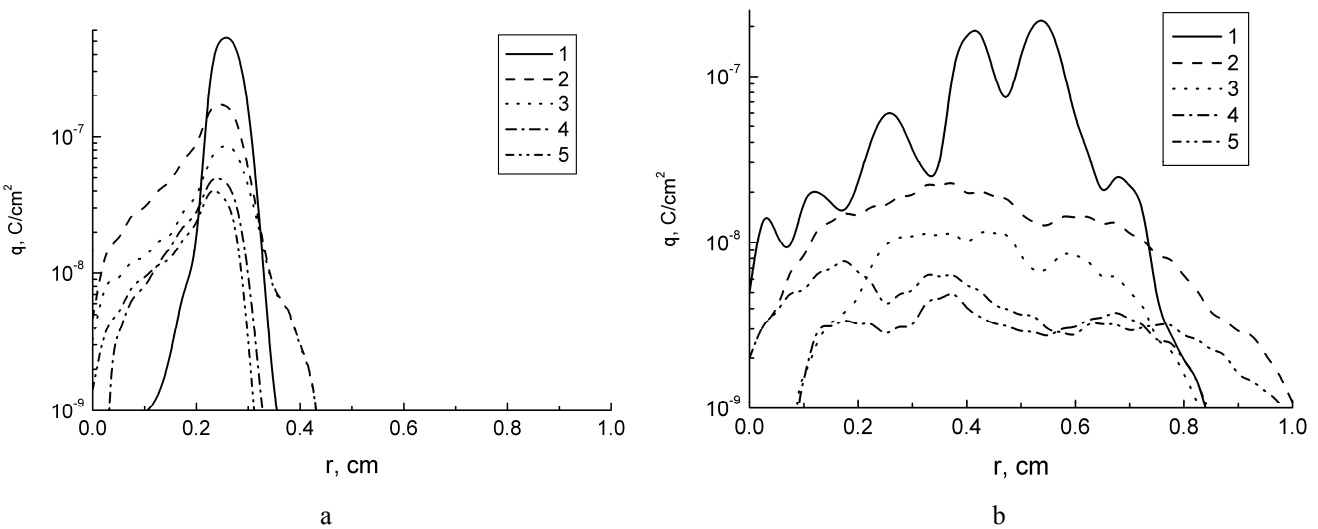


Рис. 7. Радиальные распределения электронов на аноде при наличии (a) и отсутствии (b) внешнего магнитного поля. Распределения построены в единицах плотности заряда (Кулон/cm^2): 1 – медленные (плазменные) электроны; 2 – суммарное распределение быстрых электронов; 3 – 5–50 *keV*; 4 – 50–100 *keV*; 5 – 100–250 *keV*

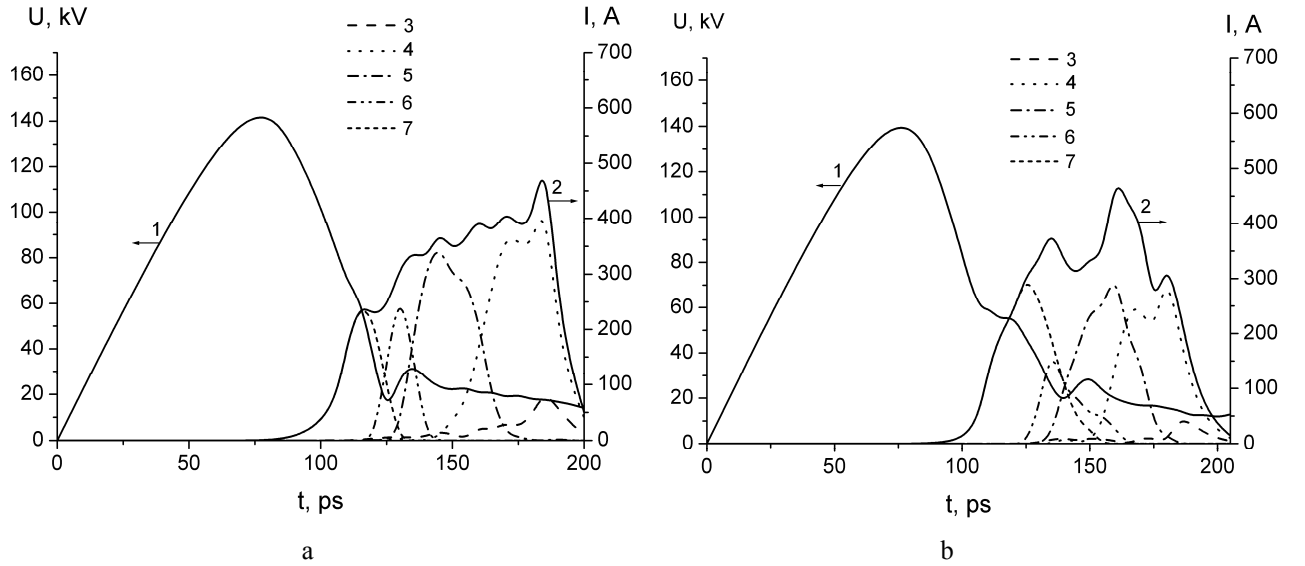


Рис. 8. Расчетные осциллограммы напряжения и токов убегающих электронов при наличии (a) и отсутствии (b) внешнего магнитного поля: 1 – напряжение; 2 – суммарный ток быстрых электронов; 3–7 – токи быстрых электронов различных диапазонов энергий; 3 – 5–20 *keV*; 4 – 20–50 *keV*; 5 – 50–100 *keV*; 6 – 100–150 *keV*; 7 – 150–250 *keV*

В отсутствии магнитного поля убегающие электроны сразу же начинают расходится в радиальном направлении создавая почти однородную объемную предионизацию, благодаря которой формируется диффузный разряд, занимающий практически весь межэлектродный объем. Это видно как на фазовых портретах (рис. 6), так и радиальных распределениях зарядов (рис. 7 b).

Интересно, что как на амплитуду и длительность, так и на динамику энергетического спектра пучка быстрых электронов магнитное поле значительного влияния не оказывает (рис. 8). Скорее всего, это связано с тем, что внешнее магнитное поле не изменяет динамику плазмы и электрического поля внутри горячей области, где в основном и происходит уход электронов в режим убегания.

3. Экспериментальные исследования

Нами была предпринята попытка экспериментально проверить эффективность предложенного и теоретически обоснованного метода. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 9. Лазер 1 генерировал импульс длительностью 1 мс с энергией 10 Дж, который через фокусирующую линзу попадал на графитовый катод 3 диаметром 8мм. Расстояние между вершиной катода и анодом равнялось 18 мм. Угол среза катода в эксперименте был 45 и 20,5°, иначе говоря, ось плазменного факела 5, возникающего при падении лазерного луча на катод, составляла с нормалью к сетчатому аноду 4 (прозрачность ≈ 40 %) соответственно 45 и 20,5°. Поэтому, к сожалению, только небольшая область факела могла быть использована для генерации быстрых электронов.

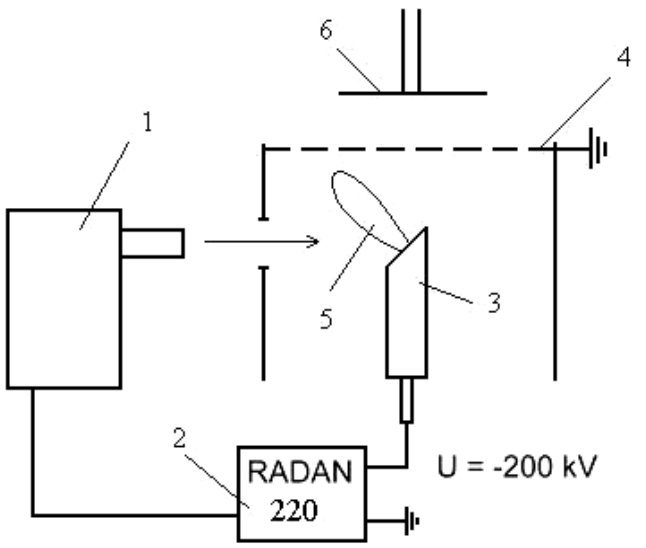


Рис. 9. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – источник импульсного напряжения, 3 – графитовый катод, 4 – сетчатый анод, 5 – плазменный факел, 6 – токовый шунт

На катод с задержкой относительно лазерного импульса 2–10 мс подавался импульс напряжением –200 кВ и длительностью 2 нс с источника импульсного напряжения 2. Такая задержка необходима для того, чтобы лазерный факел завершил свое расширение.

Пучок электронов, ускоренных в межэлектродном промежутке далее попадал на токовый шунт 6 диаметром 42 мм, находящийся на расстоянии 10 мм от анода. Импульс напряжения на шунте фиксировался осциллографом Tektronics TDS-360 с полосой пропускания 200 Мгц, имеющий 1Gs/s.

Эксперименты показали, что при амплитуда импульса напряжения на шунте при после воздействия лазерного импульса на катод U_l существенно увеличивалась по сравнению с амплитудой в случае отсутствия лазерного импульса U_x. Зависимость U_l/U_x от времени задержки импульса ускоряющего напряжения относительно лазерного импульса для углов среза катода 20,5 и 45 градусов показаны на рис. 10. Видно, что имеется оптимальное время задержки, при котором ток на шунте максимален. Это время и максимальное значение тока увеличивается с уменьшением угла среза, что обусловлено, по-видимому, динамикой расширения лазерного факела.

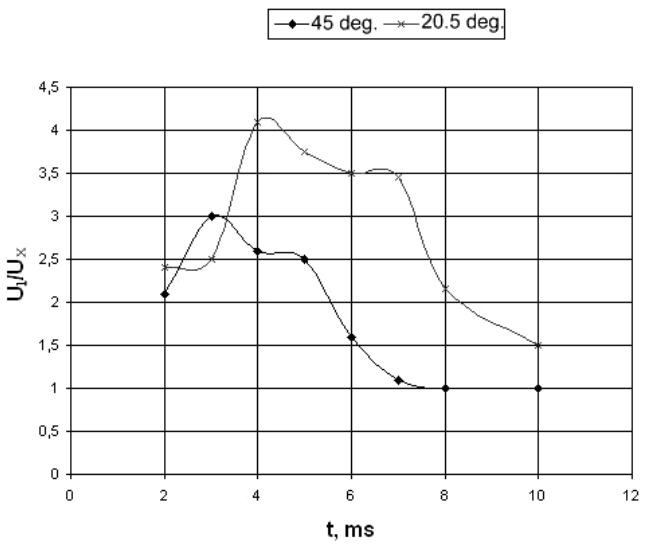


Рис. 10. Зависимость U_l/U_x от времени задержки импульса ускоряющего напряжения относительно лазерного импульса для углов среза катода 20,5 и 45 градусов

Увеличение амплитуды тока быстрых электронов более чем в 4 раза по сравнению с отсутствием лазерного импульса качественно подтверждает эффективность предложенного механизма их генерации в атмосферном воздухе и в совокупности с расчетами обосновывает перспективность его дальнейшего исследования.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе теоретически обоснован новый эффективный метод генерации убегающих электронов в газовом разряде атмосферного давления. Он заключается в создании вблизи катода горячей области с пониженной числовой плотностью молекул газовой среды. При этом соотношение E/N увеличивается благодаря уменьшению N, а не увеличению E, как это было ранее.

Показана возможность генерации импульсов тока быстрых электронов амплитудой сотни ампер и длительностью более 100 *ps*. По амплитуде импульса тока полученные результаты на 2 порядка превосходят имеющиеся экспериментальные данные, полученные с использованием катодов специальной формы.

Полученные убегающие электроны имеют широкий энергетический спектр. Во всех рассчитанных вариантах первыми на анод приходят электроны с наибольшей энергией (150–250 keV), а последними с наименьшей энергией (10–20 keV), что способствует увеличению длительности суммарного импульса тока убегающих электронов. Получено пространственное распределение пучка быстрых электронов.

Показано, что величина воздушного зазора между горячим каналом и анодом существенно влияет на энергетический спектр убегающих электронов, но практически не влияет на их пространственное распределение. Внешнее магнитное поле, наоборот, сильно влияет на пространственное распределение убегающих электронов и структуру разряда в целом, но оно практически не влияет на энергетические параметры пучка убегающих электронов.

Проведенный нами предварительный эксперимент качественно подтверждает эффективность предложенного механизма генерации убегающих электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 12-08-00229-а и № 13-08-01314.

Список литературы

1. Месяц Г. А., Яландин М. И. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 34–51.

2. Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. // ДАН СССР. 1967. Т. 39, С. 1530.

3. Бабич Л. П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49.

4. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х. и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 7. С. 668–676.

5. Levko D., Krasik Ya. E., Tarasenko V. F. et al. // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. P. 196101.

6. Месяц Г. А., Коровин С. Д., и др. // ПЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 35–44.

7. Месяц Г. А., Шпак В. Г., и др. // ПЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 4. С. 71–80.

8. Яландин М. И., Месяц Г. А. и др. // ПЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 8. С. 56-65.

9. Костыря И. Д., Бакшт Е. Х., Тарасенко В. Ф. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87.

10. Тарасенко В. Ф. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457.

11. Иванов С. Н., Лисенков В. В. // ЖТФ. 2010. Том 80. Вып. 1. С. 54–58

12. Ivanov S. N., Lisenkov V. V., Shpak V. G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. № 31. P. 315204.

13. Ivanov S. N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. Vol. 46. P. 285201.

14. Осипов В. В., Соломонов В. И. и др. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 5. С. 467–473

15. Батанов В. А., Бункин Ф. В. и др. // ЖЭТФ. 1973. Т. 63. № 4. С. 1240–1244.

16. Буранов С. Н., Горохов В. В. и др. Исследования по физике плазмы: Сб. научн. тр. / Под ред. В. Д. Селемира, А. Е. Дубинова. Саров, 1998. С. 39–67.

17. Коляда Ю. Е. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 52–56.

18. Лисенков В. В., Осипов В. В. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 11. С. 49–54.

19. Verboncoeur J. P., Langdon A. B., and Gladd N. T. // Comput. Phys. Commun. 1995. Vol. 87. P. 199–211.

20. Shklyaev V. A., Belomyttsev S. Ya., and Ryzhov V. V. // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112. P. 113303.

МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАНАЛЕ ЛИДЕРА МОЛНИИ, СПОСОБНЫЙ ОТВЕЧАТЬ ЗА ГЕНЕРАЦИЮ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Анализируется возможность усиления электрического поля в лидере молнии до уровня, допускающего убегание электронов низких энергий. Распространение волны ионизации в предионизованном газе позволяет преодолеть ограничение на напряженность поля, накладываемое поперечным расширением фронта стримера. Численным моделированием демонстрируется, что на заключительной стадии формирования новой ступени лидера в каналах стримерной зоны перед новой ступенью возможна генерация поля с напряженностью, достаточной для убегания электронов и, следовательно, для генерации импульсов рентгеновского и гамма излучений, наблюдавшихся в корреляции со ступенями лидера.

Введение

В корреляции с искусственными и природными молниями неоднократно наблюдались вспышки рентгеновского и гамма излучений [1–5] с длительностью ~1 мкс и энергией фотонов до ~1 МэВ. Наиболее вероятным механизмом, способным объяснить вспышки является тормозное излучение электронов, ускоряющихся (убегающих) до высоких энергий в сильных электрических полях («high-field runaway» [6]). Явление убегания в плотных газах почти полвека изучается в экспериментах с лабораторными разрядами (см. [7–11] и цитированную литературу), начиная с пионерских экспериментов [12–15] и анализа явления с учетом поля пространственного заряда [16]. Первые оценки скорости этого процесса, выполненные более полувека назад [17], уточнены численным моделированием [18, 19]. Однако проблема механизма генерации в канале молнии поля с напряженностью, достаточной для генерации интенсивных потоков убегающих электронов (УЭ) остается нерешенной.

В работе [19] предполагается, что сильное поле возникает в результате присоединения к лидеру очередной ступени, когда заряд головки лидера быстро перемещается на новый конец лидера, причем время жизни сильного поля определяется временем формирования стримерной короны, выравнивающей распределение поля. Авторы анализировали возможность убегания электронов на фронте стримера короны и дальнейшее ускорение вдали от фронта. Этот подход получил развитие в работе [20]. Но рентгеновское излучение, а значит и УЭ, генерируются ступенчатым лидером не во время формирования стримерной короны, а через ~0.1–1 мкс после электромагнитного импульса, обусловленного развитием новой ступени [5].

В работе [21] выполнена оценка числа УЭ на фронте волны ионизации (ВИ), согласно которой одной ступенью лидера генерируется $\sim 3\cdot 10^{12}$ УЭ. В это число существенный вклад дают процессы лавинного размножения УЭ в области головки лидера размером ~10 см. Для напряженности поля E ~200 кВ/см авторы используют сильно завышенную оценку характерной длины размножения УЭ l_e ~1 см. Так, согласно результатам численного моделирования лавины УЭ методом Монте-Карло l_e = 16 см при E = 218 кВ/см [22–24]. Размножение УЭ может иметь место на больших расстояниях от головки лидера в сравнительно слабых полях. При потенциале головки лидера U_L = 20 МВ усиление лавины оценивается сверху величиной $\exp\left(U_L / <\varepsilon_{re}>\right) \approx 17$, где $<\varepsilon_{re}> \approx 7$ МэВ – средняя энергия УЭ в лавине [22–25].

В настоящей работе численным моделированием демонстрируется, что после контакта стримерных зон первичного отрицательного лидера и встречного вторичного лидера и последующего старта новой ступени лидера молнии в каналах стримерной зоны перед ее фронтом возможна генерация поля с напряженностью, достаточной для генерации УЭ и, в конечном итоге, генерации импульсов излучения рентгеновского и гамма диапазонов, наблюдавшихся в корреляции со ступенями лидера [1–5] (см. численный анализ [26]).

Механизм генерации убегающих электронов лидером молнии

Для эффективной генерации УЭ при нормальных условиях требуются поля с напряженностью E не менее 240 кВ/см [18, 19]. Механизм генерации таких полей в канале или окрестности молнии неясен. Согласно оценкам [27], E в головке лидера не превосходит 50 кВ/см, а в самом канале еще меньше. Известно, что сильное поле существует в головке стримеров, составляющих чехол лидера, но в работе [28] показано, что максимальное значение E на фронте стримера не превышает ~150 кВ/см, так как при бóльших E скорость ионизации вдоль и поперек направления распространения канала становятся близкими. В результате канал расширяется, что ведет к ослаблению поля. Этот вывод подтверждается численным моделированием [20]. В работах [19, 20] предполагалось, что в момент расщепления стримера E в его головке может увеличиваться до $\sim 10 \cdot E_{th}$, где $E_{th} \approx 30$ кВ/(см·атм.) – порог пробоя сухого воздуха. Однако не ясно, как долго может существовать столь сильное поле. Кроме того, рентгеновское излучение длинного искрового разряда регистрируется не на стадии формирования стримерной короны, а в момент контакта положительных и отрицательных стримеров [29].

Ограничение на величину E можно преодолеть, предположив, что ВИ распространяется уже по предварительно ионизованному каналу. Известно, что лидер молнии распространяется ступенчатым образом [27, 30, 31]. В книге [27] описана следующая схема распространения отрицательного лабораторного лидера, полученная на основании фоторазвертки процесса. Лидер медленно движется вместе со своей стримерной короной. На границе короны формируется вытянутое вдоль вектора поля плазменное образование, от концов которого стартуют стримеры в направлениях к и от головки лидера. В некий момент времени от этого образования стартует, так называемый, объемный лидер (рис. 1a), положительная головка которого быстро движется навстречу старому лидеру. После контакта отрицательной стримерной короны старого лидера с положительной короной объемного лидера начинается развитие новой ступени. В процессе перераспределения зарядов потенциал старого лидера U_L переносится к объемному лидеру (рис. 1b). Скачок потенциала в теле объемного лидера должен приводить к тому, что вдоль каналов его отрицательной стримерной короны, стартует новая ВИ (рис. 1c), которая распространяется в предионизованном канале. Поскольку скорость ВИ обратно пропорциональна логарифму от концентрации электронов перед фронтом ВИ [27], то скорость расширения фронта в радиальном направлении существенно меньше продольной скорости ВИ; в результате напряженность поля на фронте может достигать необходимых для генерации УЭ значений ~240 кВ/см.

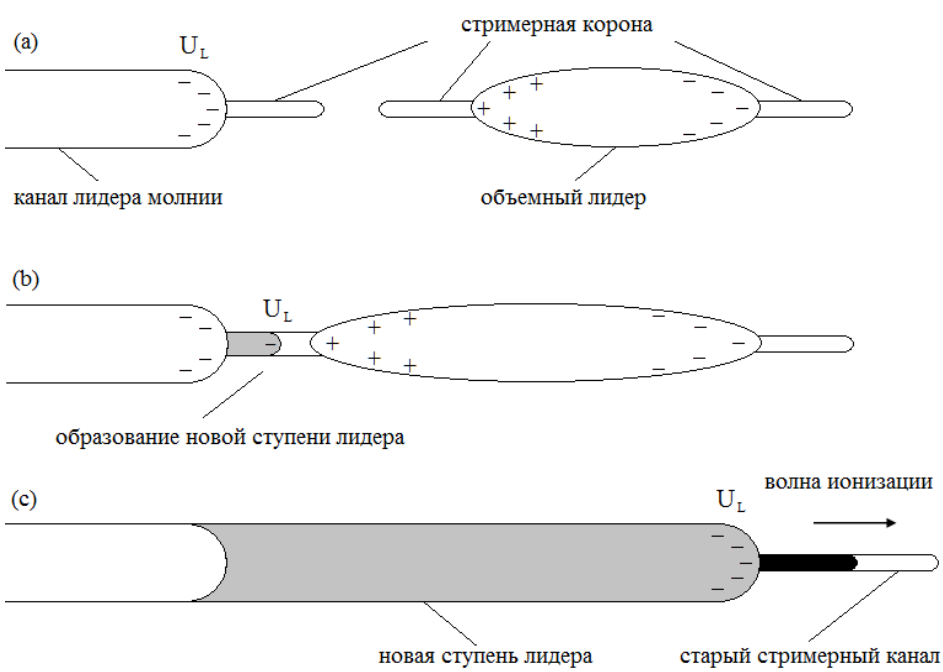


Рис. 1. Схема генерации поля с напряженностью, необходимой для убегания электронов на фронте лидера молнии

Математическая формулировка задачи

В данной работе мы моделируем распространение вторичной ВИ вдоль старых отрицательных стримерных каналов, исходящих из головки объемного лидера (см. рис. 1с). Полагаем, что скачок потенциала на фронте объемного лидера приводит к возникновению в области головки объемного лидера электрического поля с напряженностью 50 кВ/см. Размер стримерной зоны лидеров лабораторных разрядов ~1 м [27]. В лидерах молнии стримерная зона, скорее всего, простирается на десятки метров. Поскольку современная вычислительная техника позволяет моделировать стримеры длиной несколько сантиметров, ограничимся исследованием начальной стадии распространения ВИ. Задача решается в цилиндрической системе координат (z, ρ) в следующей постановке. В области с размерами $L_0 \times R_0$ задано стационарное, однородное электрическое поле с напряженностью $\vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}) = -E_0 \cdot \vec{e}_z$. В начальный момент времени существует проводящий канал длиной L_0, в котором большая часть электронов прилипла к молекулам кислорода. Численно моделируется развитие канала и находится число электронов, перешедших в режим убегания.

Кинетика электронов низких энергий (e), положительных (p) и отрицательных (n) ионов в разряде описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial n_e}{\partial t} + div\left(n_e\vec{\upsilon}_e - D_e\vec{\nabla}n_e\right) = \\
&= \left(\nu_{ion} - \nu_{att}\right)\cdot n_e - \beta_{ep}\cdot n_e\cdot n_p + S_{ph}, \\
&\frac{\partial n_p}{\partial t} + div\, n_p\vec{\upsilon}_p = \\
&= \nu_{ion}\cdot n_e - \beta_{ep}\cdot n_e\cdot n_p - \beta_{pn}\cdot n_p\cdot n_n + S_{ph}, \\
&\frac{\partial n_n}{\partial t} + div\, n_n\vec{\upsilon}_n = \nu_{att}\cdot n_e - \beta_{pn}\cdot n_p\cdot n_n, \qquad (1)
\end{aligned}$$

где n_e, n_p, n_n – концентрации; $\vec{\upsilon}_\text{e} = -\mu_\text{e}\vec{E}$, $\vec{\upsilon}_p = \mu_p\vec{E}$, $\vec{\upsilon}_n = -\mu_n\vec{E}$ – скорости дрейфа, μ_e и $\mu_{p,n}$ $\mu_\text{p,n}$ – подвижности электронов и ионов; D_e – коэффициент диффузии электронов; ν_{ion} – частота ионизации молекул воздуха электронами низких энергий; β_{ep} и β_{pn} – коэффициенты рекомбинации электронов с положительными ионами и положительных и отрицательных ионов; $\nu_{att} = k_{diss}N_{O_2} + k_{thr}N^2$ – частота прилипания электронов к молекулам кислорода; k_{diss} и k_{thr} – коэффициенты диссоциативного и трех-частичного прилипания N и N_{O_2} – локальные концентрации воздуха и молекул кислорода на z; ν_{att} S_{ph} – источник фотоионизации.

Начальные концентрации заряженных частиц в старом стримерном канале:

$$\begin{aligned}
n_e^{ch}(z,\rho) &= n_e^{ch,a}\cdot\exp\left(-\rho^2/l_\rho^2\right), \\
n_p^{ch}(z,\rho) &= n_e^{ch}(z,\rho) + n_p^{ch,a}\cdot\exp\left(-\rho^2/l_\rho^2\right), \qquad (2) \\
n_n^{ch}(z,\rho) &= n_p^{ch}(z,\rho) - n_e^{ch}(z,\rho),
\end{aligned}$$

где $n_p^{ch,a}$ и $n_e^{ch,a}$ – концентрации на оси симметрии канала.

Для старта ВИ в начальный момент времени задается облако нейтральной плазмы с центром в начале координат ($z_\text{m} = 0$):

$$\begin{aligned}
n_e^{in}(z,\rho) &= n_m\cdot\exp\left(-(z-z_m)^2/l_z^2\right)\cdot\exp\left(-\rho^2/l_\rho^2\right), \\
n_p^{in}(z,\rho) &= n_e^{in}(z,\rho), \qquad (3) \\
n_n^{in}(z,\rho) &= 0.
\end{aligned}$$

Объединяя (2) и (3), получаем начальные условия для системы (1):

$$\begin{aligned}
n_e(z,\rho,0) &= n_e^{ch}(z,\rho) + n_e^{in}(z,\rho), \\
n_p(z,\rho,0) &= n_p^{ch}(z,\rho) + n_p^{in}(z,\rho), \qquad (4) \\
n_n(z,\rho,0) &= n_n^{ch}(z,\rho) + n_n^{in}(z,\rho).
\end{aligned}$$

Система (1) замыкается уравнениями для самосогласованного электрического поля:

$$\begin{aligned}
\Delta\varphi_{\text{int}} &= -\frac{\rho_q}{\varepsilon_0}, \qquad (5) \\
\vec{E} &= -\vec{\nabla}\varphi_{\text{int}} + \vec{E}_{ext},
\end{aligned}$$

где φ_{int} – потенциал поля пространственного заряда, возникающего за счет нарушения нейтральности плазмы, $\rho_q = e\cdot\left(n_p - n_n - n_e\right)$, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, e – элементарный заряд.

На границе расчетной области потенциал

$$\varphi_{\text{int}}\left(\vec{r}_{bound}\right) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{V_\rho}\frac{\rho_q(\vec{r}\,')\cdot dV'}{|\vec{r}_{bound} - \vec{r}\,'|} \qquad (6)$$

вычисляется интегрированием по области с объемом V_ρ, в которой $|\rho_q| \geq 0{,}001 \cdot |\rho_q|^{\max}$, где $|\rho_q|^{\max}$ – максимальное значение модуля плотности заряда [32].

Для расчета источника фотоионизации S_{ph} используется модель, предложенная в работе [33] и развитая далее в работе [32]. В данной модели расчет интеграла из классической модели [34] заменяется решением трех уравнений Гельмгольца.

Число электронов $N_{re}(t)$, перешедших в режим убегания к моменту времени t:

$$N_{re}(t) = \int_0^t \int_{V_{sim}} \nu_{run}\left(E(z,\rho,t')\right) \cdot n_e(z,\rho,t') \cdot dV' \cdot dt' \quad (7)$$

где V_{sim} – объем области моделирования, $\nu_{run}(E)$ – частота перехода тепловых электронов в режим убегания, вычисленная методом Монте-Карло в работе [18] для различных значений пороговой энергии убегания $\varepsilon_{th,run}$ в диапазоне $E = 240$–400 кВ/см при 1 атм.

Вычисления выполнены для $P = 1$ атм., парциального давления кислорода 0,2 атм., $L_0 = 4$ см, $R_0 = 4$ мм, $E_0 = 50$ кВ/см; $l_z = l_\rho = 0{,}5 \cdot$мм. Величина $n_{\text{e}}^{\text{ch,a}}$ варьируется. Значения величины $n_{\text{p}}^{\text{ch,a}}$ определяются из решения системы (1) без учета потоковых членов. Полагалось, что $n_p(t=0) = 10^{20}$ м$^{-3}$; расчеты велись до момента времени $\tilde{t}$, когда $n_{\text{e}}(\tilde{t}) = n_{\text{e}}^{\text{ch,a}}$. Согласно расчетам $\tilde{t} \approx 1$ мкс, $n_{\text{p}}^{\text{ch,a}} = n_{\text{p}}(\tilde{t}) \approx 5 \cdot 10^{17}$ м$^{-3}$. Использованы те же, что и в работе [35], зависимости μ_e, $\mu_{p,n}$, D_e, ν_{ion}, β_{ep}, β_{pn}, k_{diss}, k_{thr} от E и P и данные [33, 36], необходимые для вычисления S_{ph}. Число УЭ $N_{re}(t)$ вычисляется для $\varepsilon_{th,run} = 8$ кэВ, для $\nu_{run}(E)$ использованы данные работы [18].

Результаты и анализ

Задача решается для $n_e^{ch,a} = 10^{13}$, 10^{14}, 10^{15} м$^{-3}$ методом конечных разностей [37, 38]. Моделирование прекращается в момент времени $t_{z_f=3\text{cm}}$, когда максимум напряженности на фронте ВИ E_f оказывался в точке $z_f = 3$ см. Результаты приведены в табл. 1, где υ_f – скорость фронта ВИ в момент $t_{z_f=3\text{cm}}$, k_{re} – число УЭ на единицу длины, рожденных ВИ на участке от 2,9 до 3,0 см:

$$k_{re} = \frac{N_{re}\left(t_{z_f=3\text{cm}}\right) - N_{re}\left(t_{z_f=2.9\text{cm}}\right)}{1\ \text{mm}} \quad (9)$$

Таблица 1

Результаты расчетов

$n_{\text{e}}^{\text{ch,a}}$, м$^{-3}$	$t_{z_f=3\text{cm}}$, нс	E_f, кВ/см	υ_f, м/с	k_{re}, 1/м
10^{13}	3.5	284	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^8$
10^{14}	3.3	252	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$
10^{15}	3.1	202	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^4$

На рис. 2 иллюстрируются распределения E и n_{e} вдоль оси разряда для $n_e^{ch,a} = 10^{13}$ в зависимости от времени. Видно, что при $n_{\text{e}}^{\text{ch,a}} = 10^{13}$, 10^{14} м$^{-3}$ достигаются значения E, превышающие величину 240 кВ/см, необходимую согласно [18] для эффективной генерации УЭ: на единицу длины генерируется ~ 10^7–10^9 электронов с энергией, большей $\varepsilon_{th,run} = 8$ кэВ.

Оценим число УЭ, генерируемых ступенью лидера. Согласно [27] вокруг головки лидера с потенциалом $U_L = 1{,}5$ МВ в стримерной зоне радиусом $R_s \approx 1{,}5$ м развиваются $N_s \approx 1{,}2 \cdot 10^5$ стримеров. Время жизни стримера $t_{life} \sim R/\upsilon_{s,\min} \sim 10$ мкс, где $\upsilon_{s,\min} \sim 10^5$ м/с – минимальная скорость стримера [27]. Только в каналах «молодых» стримеров длиной $l_s = \upsilon_{s,\min} \cdot \tilde{t} \approx 10$ см концентрация электронов достаточна для старта новой ВИ. Следовательно, в головке лидера генерируется порядка $\cdot N_{re} \approx l_s \cdot k_{re}\left(\tilde{t}/t_{life}\right) \cdot N_s \approx 10^{12}$ УЭ. $\cdot$ Здесь $\left(\tilde{t}/t_{life}\right) \approx 0{,}1$ – доля стримеров, по которым проходит ВИ. Поскольку потенциал лидера молнии, скорее всего, значительно выше, чем 1,5 МВ, то число УЭ существенно больше. Заметим, что для воспроизведения зарегистрированной энергии рентгеновского излучения [4], требуется генерация одной ступенью лидера порядка $10^{10} - 4 \cdot 10^{11}$ УЭ высоких энергий [26].

Заключение

Исследована возможность усиления электрического поля на фронте лидера молнии до уровня, необходимого для убегания электронов низких

энергий. Анализ основан на представлении о волне ионизации, распространяющейся в предионизованной области перед фронтом лидера, что позволяет преодолеть ограничение напряженности поля, обусловленное поперечным расширением фронта лидера. Выполнено численное моделирование развития волны ионизации с учетом дрейфового движения электронов низких энергий, положительных и отрицательных ионов в самосогласованном электрическом поле, диффузии электронов, ионизации молекул воздуха электронным ударом, рекомбинации зарядов, прилипания электронов к молекулам кислорода и фотоионизации. Согласно результатам расчетов с начальным пространственным распределением электронов с характерным размером ~500 мкм и максимальными значениями концентрации 10^{13} и 10^{14} м$^{-3}$ генерируется поле с напряженностью, достаточной для убегания электронов и, следовательно, для генерации вспышек излучения рентгеновского и гамма диапазонов, наблюдавшихся на поверхности земли в корреляции со ступенями лидера [4]. Число убегающих электронов (УЭ), генерируемое в головке лидера, оценивается величиной $N_{re} \sim 10^{12}$, близкой к числу УЭ, необходимому для воспроизведения зарегистрированной в [4] энергии рентгеновского излучения [26]. Предсказывается, что число УЭ, генерируемое разрядом молнии, намного превышает 10^{12}.

Список литературы

1. Moore C. B., Eack K. B., Aulich G. D., Rison W. Energetic radiation associated with lightning stepped-leaders // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 2141.

2. Dwyer J. R. Energetic radiation produced during rocket-triggered lightning // Science. 2003. V. 299. P. 694–697.

3. Dwyer J. R., Rassoul H. K., Al-Dayeh M. et al. A ground level gamma-ray burst observed in association with rocket-triggered lightning // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L05119.

4. Dwyer J. R., Rassoul H. K., Al-Dayeh M. et al. X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L01803.

5. Howard J., Uman M. A., Dwyer J. R. et al. Co-location of lightning leader x-ray and electric field change sources // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. L13817.

6. Dwyer J. R. Source mechanisms of terrestrial gamma-ray flashes // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D10103.

7. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН. 1990. Т. 160. С. 49–82.

8. Babich L. P. Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Futurepast Inc.. Arlington. Virginia. USA. 2003.

9. Бабич Л. П. Анализ нового механизма убегания электронов и рекордных токов убегающих электронов, достигнутых в новых экспериментах с разрядами в плотных газах. УФН. 2005. Т. 175. С. 1069–1091.

10. Бабич Л. П., Лойко Т. В. Субнаносекундные импульсы убегающих электронов, генерируемые в атмосфере импульсами высокого напряжения микросекундной длительности // ДАН. 2009. Т. 429. С. 35–39.

11. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Родигин А. В. Калибровка детекторов ионизующих излучений с помощью пучка убегающих электронов субнаносекундной длительности, генерируемого разрядом в открытой атмосфере при высоких перенапряжениях // ПТЭ. 2014. №. 3. С. 21–27.

12. Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии импульсного искрового разряда // ДАН СССР. 1967. Т. 177. С. 72–75.

13. Noggle R. C., Krider E. P., and Wayland J. R. A search for X-rays from helium and air discharges at atmospheric pressure // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 4746–4748.

14. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н. Рентгеновское излучение импульсных разрядов в воздухе // ЖТФ. Т. 39. С. 1530.

15. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов при давлениях 0.1-760 Торр // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564.

16. Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л. Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669–1673.

17. Гуревич А. В. К теории эффекта убегающих электронов // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296–1301.

18. Bakhov I. K., Babich L. P., Kutsyk I. M. Temporal characteristics of runaway electrons in electron-neutral collision dominated plasma of dense

gases. Monte Carlo calculations // IEEE Trans. on Plasma Science. 2000. V. 28. P. 1254–1262.

19. Moss G. D., Pasko V. P., Liu N. and Veronis G. Monte Carlo model for analysis of thermal runaway electrons in streamer tips in transient luminous events and streamer zones of lightning leaders // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. A02307.

20. Celestin S., and Pasko V. P. Energy and fluxes of thermal runaway electrons produced by exponential growth of streamers during the stepping of lightning leaders and in transient luminous events // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. A03315.

21. Gurevich A. V., Zybin K. P., and Medvedev Yu. V. Runaway breakdown in strong electric field as a source of terrestrial gamma flashes and gamma bursts in lightning leader steps // Phys. Lett. A. 2007. V. 361. P. 119–125.

22. Бабич Л. П., Бочков Е. И. Детерминистические методики численного моделирования лавин убегающих электронов высоких энергий // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. С. 2568–2578.

23. Куцык И. М., Бабич Л. П., Донской Е. Н., Бочков Е. И. Численный анализ концепции лабораторного эксперимента по демонстрации пробоя на убегающих электронов при нормальных условиях и высоких перенапряжениях // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 712–717.

24. Куцык И. М., Бабич Л. П., Донской Е. Н., Бочков Е. И. Анализ результатов лабораторного эксперимента по наблюдению лавины убегающих электронов в воздухе при высоких перенапряжениях // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 969–976.

25. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Илькаев Р. И., Куцык И. М., Рюссель-Дюпре Р. А. Фундаментальные характеристики лавины релятивистских убегающих электронов в воздухе // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 666–674.

26. Babich L. P., Kutsyk I. M., Donskoi E. N. and Dwyer J. R. Analysis of the experiment on registration of X-rays from the stepped leader of a cloud-to-ground lightning discharge // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2573–2582.

27. Bazelyan E.M. and Raizer Yu.P. Lightning Physics and Lightning Protection. IOP Publishing. Bristol. 2000.

28. Райзер Ю. П., Симаков А. Н. Чем определяется радиус и максимум поля в головке длинных стимеров? // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 754.

29. Kochkin P. O., Nguyen C. V., van Deursen A. P. J. and Ebert U. Experimental study of hard X-rays emitted from meter-scale positive discharges in air // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. 425202.

30. Uman M. The Lightning Discharge. Dover Publ. Mineola. New York. 2001.

31. Rakov V. A. and Uman M. A. Lightning Physics and Effects. Cambridge Univ. Press. New York. 2003.

32. Bourdon A., Pasko V.P., Liu N. Y. et al. Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. V. 16. P. 656–678.

33. Luque A., Ebert U., Montijn C. and Hundsdorfer W. Photoionization in negative streamers: Fast computations and two propagation modes // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 081501.

34. Железняк М. В., Мнацаканян А. Х., Сизых С.В. Фотоионизация смесей азота и кислорода излучением газового разряда // ТВТ. 1982. Т. 20. С. 423–428.

35. Бочков Е. И., Бабич Л. П., Куцык И. М. Численное моделирование узких биполярных импульсов, генерируемых грозовыми разрядами // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. вып. 7. С. 205–214.

36. Liu N., and Pasko V. P. Effects of photoionization on propagation and branching of positive and negative streamers in sprites // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. A04301.

37. Leonard B. P. The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection // Appl. Mech. and Eng. 1991. V. 88. P. 17–74.

38. Zalesak S. T. Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids // J. Comp. Phys. 1979. V. 31. P. 335–365.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗЫ ОКОНЧАНИЯ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ И ФОРМИРОВАНИЯ ПРОРЫВОВ МАГНИТНОГО ПОТОКА ПРИ ИМПЛОЗИИ ПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ

К. Н. Митрофанов, В. В. Александров, Е. В. Грабовский, Е. А. Птичкина, А. Н. Грицук, Г. М. Олейник, И. Н. Фролов, Я. Н. Лаухин

ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Москва, г. Троицк, Россия

В опытах по имплозии многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1 экспериментально исследованы характеристики явления прорыва магнитного потока внутрь объема сборки. Показано, что прорыв развивается на финальной стадии плазмообразования вещества проволок. При помощи магнитных зондов измерены пространственные распределения азимутального магнитного поля внутри проволочных сборок из вольфрама и алюминия. Зарегистрировано распределение азимутального магнитного поля вдоль высоты сборки $B_\varphi(z,t)$ на различных стадиях имплозии. Определены характерные размеры областей неоднородного магнитного поля, которые возникают при развитии прорыва магнитного потока на внешней границе плазмы проволочной сборки. Проведено сравнение размеров этих областей с пространственными размерами областей пониженной эмиссии плазмы, зарегистрированных на кадровых и интегральных по времени рентгеновских изображениях. Динамика изменения пространственного распределения $B_\varphi(z,t)$ в области неоднородного поля как следствие прорыва азимутального магнитного потока сопоставлена с динамикой изменения пространственного распределения светимости пинча в различные моменты процесса имплозии на рентгеновских кадровых изображениях пинча. Экспериментальные данные о характеристиках пространственно-неоднородного прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки анализируются в рамках модели «плазменный ливень», представленной в работе [*Александров В. В., Грабовский Е. В., Зурин М. В., Красовский И. В., Митрофанов К. Н., Недосеев С. Л., Олейник Г. М., Порофеев И. Ю., Самохин А. А., Сасоров П. В., Смирнов В. П., Федулов М. В., Фролов И. Н. //* ЖЭТФ. 2004. Т. 126. № 6. С. 1317.]. Приведены оценки величины плотности плазмы в области прорыва магнитного потока.

1. Введение

Исследования имплозии проволочных сборок и других конструкций лайнеров для получения мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ, $h\nu$>100 эВ) [1] по программе ИТС ведутся с 80-х годов прошлого века [2, 3] и по настоящее время [4–6]. На установке Z в лаборатории Сандия (США) при токе ~18 МА получен рекордный на данный момент уровень мощности и энергии МРИ ~280 ТВт и ~1,8 МДж соответственно при сжатии многопроволочных сборок [1].

При исследованиях имплозии лайнеров и оптимизации их конструкции отдельное внимание уделяется плазменным неустойчивостям, возникающим на финальной стадии сжатия. Действительно, на различных фазах формирования пинча развиваются процессы, приводящие к неустойчивостям. Например, на начальной фазе имплозии проволочных лайнеров – фазе нагрева вещества проволок разрядным током имеет место перегревная неустойчивость, которая приводит к стратификации нагретого вещества. Стратификация нагретого током вещества определяется характером зависимости удельного сопротивления вещества от температуры и независимо от механизма производства плазмы влияет на пространственную структуру плазменных потоков с отдельных проволок, формирующуюся вдоль их высоты на стадии плазмообразования. При этом пространственные страты образуют вдоль высоты сборки начальные возмущения плотности на внешней границе раздела плазмы и магнитного поля разрядного тока. Создаются условия для развития МГД-неустойчивости типа магнитной Рэлей – Тейлоровской (МРТ-) неустойчивости. Происходит структурирование внешней границы плазмы проволочной сборки. При этом скорость развития

таких структур вдоль внешней границы проволочной сборки определяется характерной длиной волны и амплитудой начальных возмущений, например, плотности вещества на границе. Чем выше их амплитуда и короче длина волны начальных возмущений, тем скорее они возрастают, приводя к разбиению внешней границы плазменного потока.

Упомянутые возмущения внешней границы плазмы проволочной сборки носят универсальный характер и неминуемо развиваются при формировании пинчевого разряда из проволок в твердом состоянии («*холодный старт*»), ограничивая пространственно-временные характеристики кумуляции электромагнитной и кинетической энергии в области формирования пинча. Действительно, МРТ-неустойчивость при имплозии проволочной сборки является по своей природе стохастическим процессом, развитие которого происходит в произвольные моменты времени при ускорении внешней границы плазменного потока или плазменной оболочки. Поэтому кумуляция энергии сжимающейся плазмы на оси проволочной сборки происходит в различные моменты времени, приводя к уширению во времени результирующего импульса мощности рентгеновского излучения и понижению его амплитуды. При этом на финальной фазе сжатия пинч подвержен различным модам МГД-неустойчивости: перетяжкам ($m = 0$) и винтовым возмущениям ($m = 1,2,\ldots$).

Традиционно в эксперименте эффекты, связанные с развитием неустойчивостей, наблюдаются методами оптической, рентгеновской кадровой регистрации собственного свечения плазмы, а также рентгеновской радиографии плазмы.

Причины возникновения и развития неустойчивых состояний плазмы проявляются в процессе испарения вещества остовов проволок уже на фазе плазмообразования. Испарение (абляция) вещества остовов проволок и снос его в виде плазмы в сторону оси проволочной сборки происходит неоднородно по длине остова проволоки: возникает модуляция плотности вещества вдоль остовов проволок, наблюдаемая на теневых изображениях проволочной сборки.

На финальной стадии плазмообразования, когда заканчивается вещество в месте расположения остовов проволок, при развитии МРТ-неустойчивости происходит неоднородный по пространству, в том числе и по длине проволок, прорыв магнитного потока внутрь сборки. Прорывы магнитного потока по радиусу к оси сборки названы в работе [7] «*плазменным ливнем*». Развитие «плазменного ливня» влияет на финальную стадию сжатия пинча: происходит несинхронное сжатие плазменных струй в осевую область проволочной сборки и, как следствие этого, при формировании Z-пинча создаются возмущения плотности плазмы на его внешней поверхности, которые в процессе самосжатия пинча приводят к МГД-неустойчивости типа перетяжки ($m = 0$). Заметим, что некоторая часть массы проволочной сборки остается между Z-пинчем и начальным радиусом сборки, образуя область отставшей массы [8]. В области отставшей массы возможно шунтирование части разрядного тока, которое приводит к уменьшению тока пинча и, соответственно, снижению мощности источника МРИ.

В данной работе предлагается новый подход к исследованию влияния развития неустойчивостей на процесс сжатия пинча в многопроволочных сборках. Подход основан на сравнении данных о пространственной структуре рентгеновской эмиссии плазмы на внешней границе проволочной сборки вблизи ее начального радиуса, полученной из двумерных рентгеновских кадровых изображений, с данными о пространственном распределении магнитного поля в этой же области. Сопоставление пространственного размера областей светимости плазмы с характерным размером неоднородности магнитного поля позволяет судить о развитии МГД-неустойчивостей на внешней границе плазмы вблизи начального радиуса сборки.

Цель работы состояла в изучении особенностей формирования прорывов магнитного потока на финальной стадии плазмообразования проволочных сборок из различных металлов. Для этого проводилось:

– исследование аксиального распределения индукции азимутального магнитного поля $B_\varphi(z)$ на различных стадиях имплозии проволочной сборки;

– определение из распределений $B_\varphi(z)$ уровня неоднородности индукции азимутального магнитного поля, момента ее возникновения и пространственного размера;

– сравнение пространственного размера аксиальной неоднородности проникновения азимутального магнитного потока внутрь проволочной сборки с данными двумерной регистрации рентгеновских изображений плазмы;

– обсуждение новых экспериментальных данных о пространственно-временных характеристиках прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки в рамках модели «плазменный ливень».

2. Постановка эксперимента

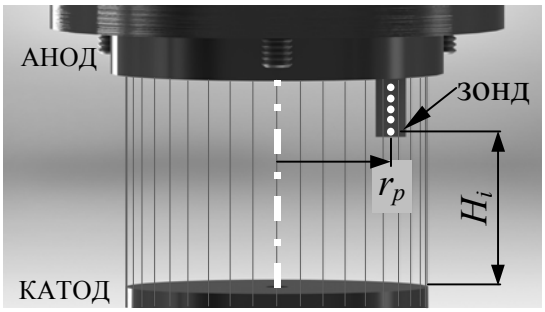


Рис. 1. Магнитный зонд внутри многопроволочной сборки

Эксперименты по сжатию плазмы проволочных сборок (см. рис. 1) проводились на установке Ангара-5-1 (3 МА, ~100 нс) [9]. Сборки состояли из проволок различных металлов: 6 мкм проволок из вольфрама (W) и 15 мкм проволок из алюминия (Al), расположенных на начальном радиусе 10 мм. Остальные параметры проволочных сборок представлены в таблице.

Для исследования проникновения магнитного поля внутрь сжимающейся проволочной сборки применялся пятиканальный магнитный зонд, измерительные петли (∅~300 мкм) которого были упакованы в общий электромагнитный экран из NbTi-фольги толщиной 10–15 мкм и были расположены на одном и том же радиусе вдоль высоты проволочной сборки, как показано на рис. 1. Положение петель внутри зонда определялось при помощи микрофотографирования с точностью не хуже 40 мкм. Точность позиционирования зонда внутри проволочной сборки была не хуже 300 мкм. Петли зонда калибровались в однородном магнитном поле (~1 %) катушки Гельмгольца. Для каждой измерительной петли была проведена абсолютная калибровка чувствительности в переменном магнитном поле с частотой 7 МГц, что сопоставимо с частотой изменения исследуемого магнитного поля в эксперименте. Коэффициент чувствительности петель составил примерно $(1–2)10^{-11}$ В/(Гс/с). Также было проверено, что чувствительность остается неизменной и на более высокой частоте изменения магнитного поля в 50 МГц. Расчетное время диффузии переменного магнитного поля через выбранную толщину NbTi-фольги было не более 1 нс. Оценка временного разрешения магнитного зонда при измерении переменного магнитного поля с учетом измерительного тракта и условий обтекания зонда плазмой составила не более 1,5 нс. Методика калибровки петель магнитного зонда и проверка их в экспериментальных условиях сильноизлучающей плазмы проволочных сборок подробно описаны в работах [5, 10–13]. В экспериментах измерялась временная зависимость производной магнитного поля $\left(\partial B_\varphi / \partial t\right)$ в месте расположения каждой петли зонда с учетом полученной абсолютной калибровки зонда (погрешность калибровки 5 %). При этом временной профиль индукции магнитного поля в месте расположения петель зонда $\left(B_\varphi\right)$ рассчитывался путём численного интегрирования измеренных петлями временных зависимостей $\partial B_\varphi / \partial t$. Общая погрешность измерения величины магнитного поля в плазме составляла 15–20 %.

Кроме магнитозондового метода использовались следующие методы диагностики плазмы проволочных сборок [14]:

– оптическая щелевая развертка свечения плазмы по радиусу проволочной сборки (регист-

Таблица

Параметры проволочных сборок

Выстрел:	Нагрузка:	Высоты H_i расположения петель магнитного зонда над катодом, мм	Радиус r_p расположения петель магнитного зонда, мм
5268	проволочная сборка из 40 W–6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, Радиус сборки – 10 мм, высота – 16(15) мм,	11,3; 11,8; 12,3; 13,0; 13,7	8,7± 0,07
4527*		-	-
5265	проволочная сборка из 40 Al – 15 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см, Радиус сборки – 10 мм, высота – 14 мм и 15 мм,	8,5; 9,7; 10,8; 11,9; 13,2	0,89± 0,25
4525			

Примечание: * – для данных номеров выстрелов некоторые значения указаны в скобках.

ратор СФЭР-2) позволяла определить момент начала радиального сжатия плазмы в двух положениях по высоте сборки и момент ее финального сжатия на оси из *R-t*-диаграммы. Две щели прибора проецировались на проволочную сборку на разных высотах относительно катодного электрода: $H_1 = 0{,}8$ см и $H_2 = 1{,}3$ см. Пространственное разрешение диагностики – 120 мкм по объекту, глубина резкости оптической системы построения изображения – ±12 мм, временное разрешение – 0,3 нс. Точность синхронизации изображений щелевой развертки с осциллограммами, представленными в данной работе, составляла около 1 нс;

– электротехнические измерения полного тока (8-ми петельный датчик тока) и напряжения (индуктивный делитель) вблизи проволочной сборки позволяли определить временную зависимость эффективного токового радиуса [15] и сравнить его размер с данными *R-t*-диаграммы, полученной с помощью оптической щелевой развертки;

– регистрация изображений плазмы при помощи многокадрового рентгеновского регистратора СХР-6 (10 кадров, время экспозиции кадров ~1 нс, $h\nu > 20$ эВ) и камеры типа РЭОП на основе МКП-матрицы (4 кадра, время экспозиции кадров ~1–2 нс, $h\nu > 20$ эВ) позволяла определить характерные пространственные размеры областей с неоднородным распределением светимости в рентгеновском диапазоне спектра, которые возникают на границе плазмы вблизи начального радиуса проволочной сборки, например, в момент окончания плазмообразования при истощении вещества проволок. Пространственное разрешение кадровых рентгеновских камер-обскур было 100–200 мкм по объекту в диапазоне энергии квантов 100–300 эВ;

– интегральная по времени камера-обскура с регистрацией рентгеновских изображений пинча на фотопластинки с высоким пространственным разрешением типа ВР-П (разрешение фотопластинки 1730 штрих/мм) позволяла получать двумерные изображения, на которых фиксируются практически все стадии имплозии проволочной сборки. Пространственное разрешение рентгеновской камеры-обскуры по объекту было 100 мкм в диапазоне энергии квантов 100–300 эВ;

– набор вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) за различными фильтрами позволял получать временные зависимости мощности мягкого рентгеновского излучения.

3. Экспериментальные результаты

В этом разделе представлены результаты измерений индукции магнитного поля вблизи одной из проволок в проволочной сборке, изготовленной из различных металлов: вольфрам и алюминий.

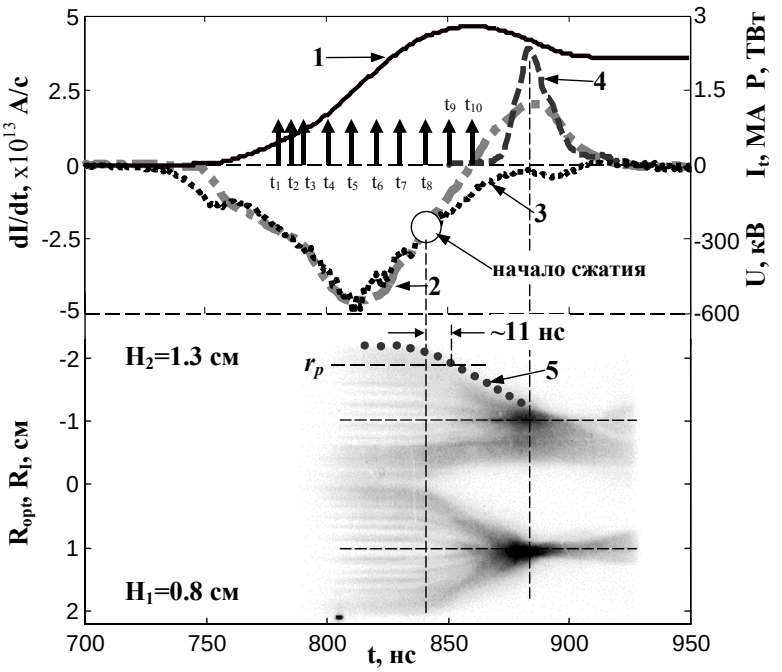
Из сигналов петель магнитного зонда восстанавливалось аксиальное распределение индукции магнитного поля $B_\varphi(z,t)$ в различные моменты времени. Проведено сопоставление распределений $B_\varphi(z,t)$ с данными измерений пространственных распределений светимости пинча в видимом и рентгеновском диапазонах спектра излучения, полученными при помощи оптической щелевой развертки, рентгеновских многокадровых камер, интегральных по времени обскурограмм и электротехнических измерений полного тока и напряжения вблизи проволочной сборки.

3.1. Вольфрамовые проволочные сборки

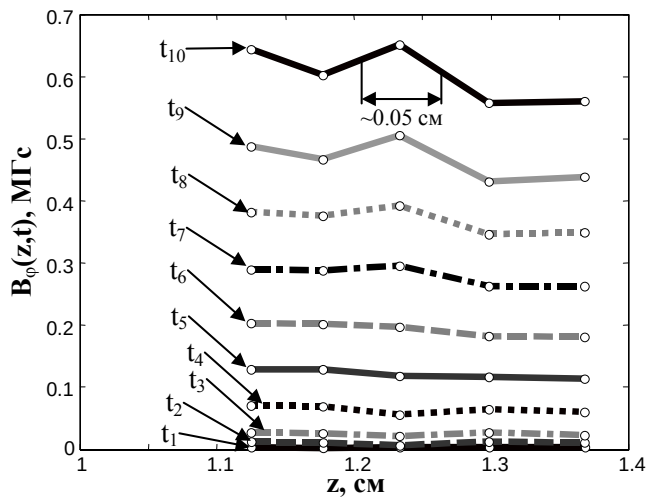
На рис. 2 представлены результаты эксперимента (выстрел № 5268) по имплозии проволочной сборки из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, расположенных на радиусе 10 мм, с линейной массой 220 мкг/см и высотой 16 мм.

Кривыми 1 и 2 показывают временные зависимости полного тока $I(t)$ и его производной $dI(t)/dt$, кривой 3 – напряжения $U(t)$, измеренного индуктивным делителем и кривой 4 – импульса мощности МРИ $P(t)$ ($h\nu > 100$ эВ), измеренного ВРД. Вертикальными стрелками (↑) показаны моменты времени $t_1 - t_{10}$, для которых на рис. 2б построены аксиальные распределения индукции магнитного поля $B_\varphi(z,t)$, измеренные зондом на $r_p = 0{,}87$ см. Временные профили кривых 1–4 синхронизированы с изображениями сжатия плазмы, полученными при помощи оптической щелевой развертки (диаграмма $R_{opt}(t)$) и временной зависимостью эффективного токового радиуса $R_I(t)$, полученного из кривых $I(t)$ и $U(t)$. Щелевая развертка регистрировала сжатие плазмы в двух положениях по высоте проволочной сборки относительно катодного электрода – $H_1 = 0{,}8$ см и $H_2 = 1{,}3$ см.

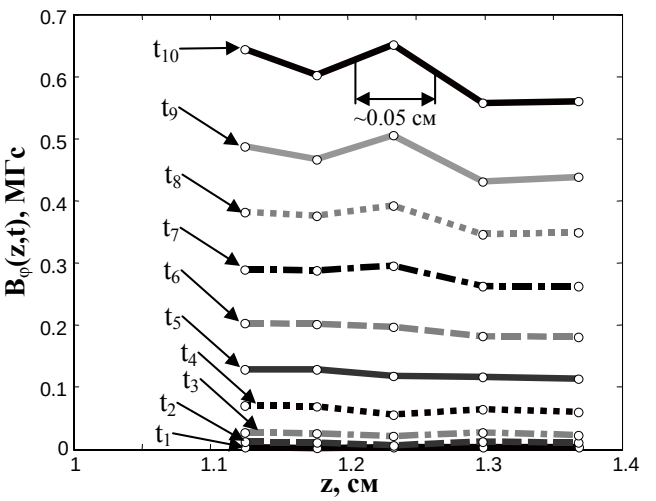
На рис. 2а видно, что начало сжатия плазмы начинается в момент времени (отмеченный белым кружком), который соответствует на временном профиле $R_{opt}(t)$ исчезновению свечения плазмы



а



б



в

Рис. 2. Результаты эксперимента № 5268 с проволочной сборкой из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки – 10 мм, высота – 16 мм: а) временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – напряжения на сепаратрисе; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu$>100 эВ); 5 – эффективного токового радиуса – $R_I(t)$. Изображения (негатив) сжатия плазмы с оптических щелевых разверток синхронизированы с представленными кривыми. Горизонтальной линией (r_p – – –) указан радиус расположения магнитного зонда. Щели оптических разверток расположены на высотах H_1 = 0,8 см и H_2 = 1,3 см над поверхностью катода; б) аксиальные распределения азимутального магнитного поля внутри проволочной сборки в разные моменты времени (моменты времени отмечены стрелками с номерами на рисунке (а)), измеренные зондом на r_p = 0,87 см. Позиции z = 0 и z = 1,6 см – катод и анод соответственно; в) интегральное изображение (негатив) плазмы проволочной сборки, полученное при помощи интегральной по времени камеры-обскуры за лавсановым фильтром ($h\nu$> 100 эВ). Анод – вверху, катод – внизу

на начальном радиусе сборки. При этом из профиля эффективного токового радиуса $R_I(t)$ следует, что сжимающаяся плазма достигает места расположения магнитного зонда r_p через 11 нс после момента начала сжатия плазмы. На рис. 2в в плоскости [*X*, см; *Z*, см] приведено двумерное изображение плазмы, полученное в квантах с энергией выше 100 эВ интегральной по времени камерой-обскурой. Характерный размер неоднородностей свечения плазмы на данном изображении вдоль высоты проволочной сборки (вдоль *Z*), обозначенный как Δ_z, изменяется в диапазоне 0,05–0,08 см.

На стадии плазмообразования вещество с каждого остова (керна) проволоки истекает в сторону оси сборки в виде множества плазменных струй, расположенных вдоль высоты проволок с характерным пространственным размером λ_f. В работах [16, 17] λ_f была названа фундаментальной длиной волны аксиальной модуляции и определена ее величина, которая не зависит от начального диаметра проволок, а зависит только от их вещества. Так, в случае плазмообразования с вольфрамовых проволок λ_f составляет примерно 250 мкм, а для алюминиевых проволок – $\lambda_f = 500$ мкм.

Следует обратить внимание на то, что на начальной стадии плазмообразования (см. моменты времени $t_1 - t_7$ на рис. 2а), когда внешняя граница плазмы еще находится на начальном радиусе вольфрамовой проволочной сборки, неоднородность величины индукции магнитного поля вдоль высоты проволочной сборки не превышает 10 % (см. рис. 2б), что сопоставимо с погрешностью калибровки петель магнитного зонда. Столь малую на этом промежутке времени величину неоднородности индукции магнитного поля на распределениях $B_\varphi(z,t)$ возможно объяснить еще и тем, что пространственное разрешение зонда (300–400 мкм) не достаточно для надежной регистрации влияния величины λ_f, характерной для вольфрамовых проволок.

Далее, с момента времени t_8, начинается финальное сжатие плазмы к оси проволочной сборки (отмечено на рис. 2а кружком). При этом эффективный токовый радиус $R_I(t)$ (кривая 5), рассчитанный из профилей $I(t)$ и $U(t)$ (кривые 2 и 3), также начинает уменьшаться. Это означает, что основная доля разрядного тока вместе с плазмой устремляется в сторону оси проволочной сборки.

По распределениям $B_\varphi(z,t)$ видно, что на этой стадии имплозии начинает возрастать неоднородность индукции магнитного поля (до ~15–17 %) вдоль высоты проволочной сборки в промежутке по *z* от 1,2 см до 1,3 см. Это связано с неоднородным по пространству прорывом магнитного потока внутрь проволочной сборки, возникающим в момент окончания плазмообразования с остовов проволок и названным в работе [7] «*плазменным ливнем*». Хотя аксиальное распределение магнитного поля построено в нескольких точках, можно оценить характерный аксиальный размер неоднородности магнитного поля Δ_z не более 0,05 см, как это показано на рис. 2б.

С другой стороны, размер Δ_z можно определить из двумерных рентгеновских изображений плазмы, полученных при помощи многокадровых камер и интегральной по времени обскурограмме, на которой запечатлены все стадии имплозии проволочной сборки: от взорванных проволок до финального сжатия плазмы на оси (см. например рис. 2в). На рис. 3 представлены рентгеновские кадровые изображения сжимающейся плазмы вольфрамовой проволочной сборки в выстреле № 4527 с параметрами, близкими к выстрелу № 5268. Кадровые рентгеновские изображения получены на стадии прорыва магнитного потока внутрь вольфрамовой проволочной сборки (на стадии «плазменного ливня»), когда уже закончилось плазмообразование с остовов проволок. Остовы проволок уже не видны на этих изображениях. На их местах, вблизи начального радиуса проволочной сборки, видны области с чередующимся уровнем интенсивности рентгеновского излучения. Чередование вдоль внешней границы изображения излучающих областей с областями, в которых излучение практически отсутствует, по-видимому, обусловлено различием плотности плазмы в этих областях. Средний размер таких областей в аксиальном направлении Δ_z определялся из кадровых изображений в моменты времени t_1 и t_2 и составил около 0,03–0,04 см, что сравнимо с вышеприведенной оценкой аксиального размера неоднородности магнитного поля на распределениях $B_\varphi(z,t)$. Формирование областей с пониженной светимостью в рентгеновском излучении, скорее всего, связано с развитием прорывов магнитного потока внутрь проволочной сборки. Более подробно это будет обсуждаться в разделе 4 настоящей статьи.

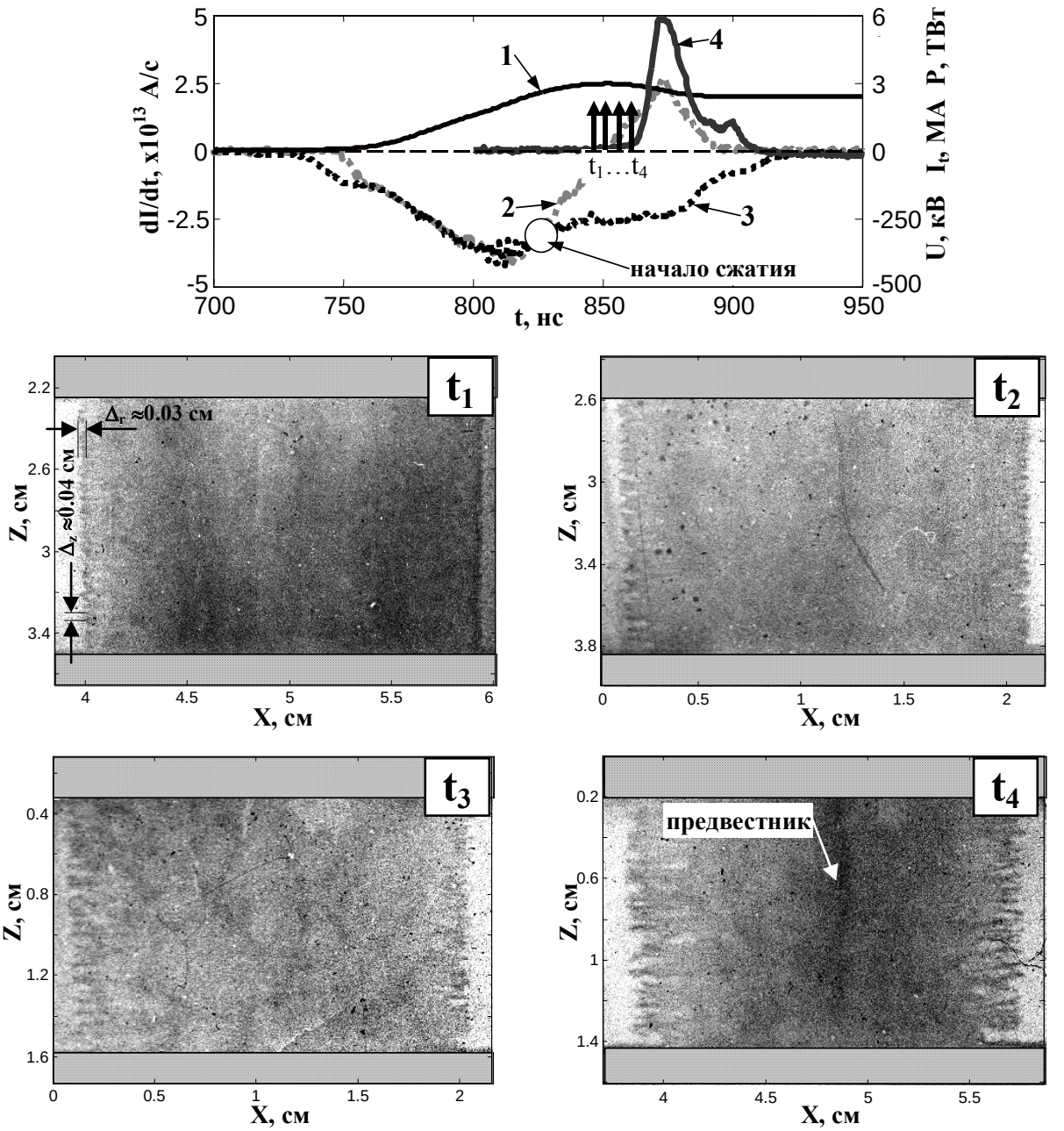


Рис. 3. Результаты рентгеновской ($h\nu$>20 эВ) многокадровой регистрации имплозии проволочной сборки из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, диаметр сборки 20 мм, высота – 15 мм. Выстрел № 4527. Временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – напряжения на сепаратрисе; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu$>100 эВ); t_1–t_4 – времена рентгеновских кадровых изображений (негатив), представленных на этом же рисунке. Анод – вверху, катод – внизу

Следует заметить, что величина Δ_z, определенная из интегральной по времени обскурограммы рис. 3в, составляет примерно те же значения ~0,04–0,08 см, что и на кадровых рентгеновских изображениях рис. 3. В момент начала импульса мощности МРИ $P(t)$ (см. кривую 4 на рис. 3), соответствующий моменту времени t_4, в области оси проволочной сборки наблюдается плазменный предвестник. Пиковое значение мощности МРИ составило 6 ТВт.

3.2. Алюминиевые проволочные сборки

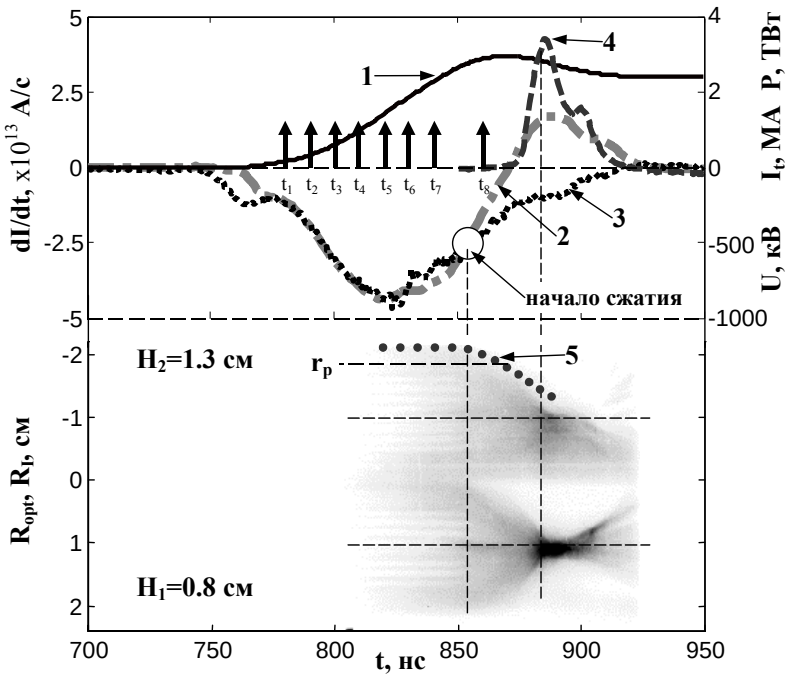
На рис. 4а представлены результаты эксперимента (выстрел № 5265) с проволочной сборкой из 40 алюминиевых 15 мкм проволок, расположенных на радиусе 10 мм. Линейная масса сборки была 220 мкг/см, высота – 16 мм. Следует заметить,

что параметры алюминиевой проволочной сборки, такие как ее начальный радиус, линейная масса проволок и их количество были подобны параметрам вольфрамовой проволочной сборки, результаты эксперимента с которой были представлены выше на рис. 2 (выстрел № 5268). Максимальный уровень тока в этих выстрелах был одинаковый и составлял примерно 2,8 МА. Максимум импульса мощности МРИ наступал на ~130 нс после начала тока через проволочную сборку. Таким образом, для вольфрамовых и алюминиевых проволочных сборок оказалось возможным провести сравнение уровня неоднородности магнитного поля, возникающего на распределениях $B_\varphi(z,t)$ (см. рис. 4б и 2б) на стадии плазмообразования и в момент его окончания – в начале финального сжатия плазмы к оси проволочной сборки.

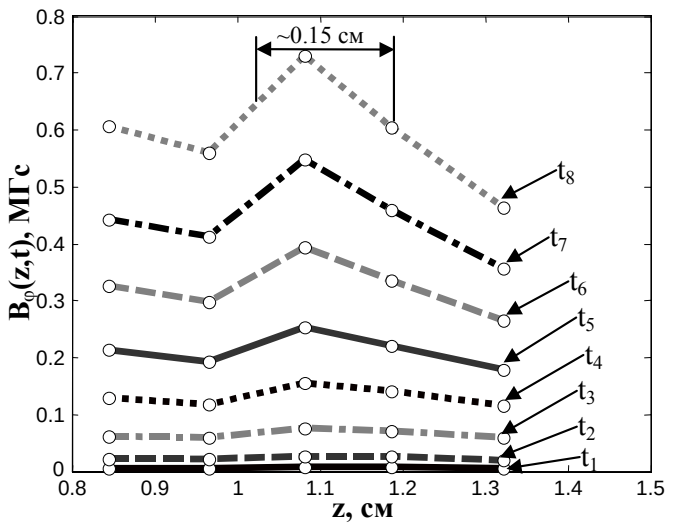
Как видно из распределений $B_\varphi(z,t)$ рис. 4б уже на стадии плазмообразования в моменты времени $t_1 - t_5$ для алюминиевой проволочной сборки наблюдается неоднородность магнитного поля в 20–25 %. Это связано с тем, что для алюминиевых проволок характерная фундаментальная длина волны аксиальной модуляции плазмообразования λ_f составляет ~500 мкм. В данном случае λ_f оказывается больше, чем пространственное разрешение магнитного зонда, что и позволяет зарегистрировать указанную выше неоднородность магнитного поля еще на стадии абляции проволок.

В дальнейшем неоднородность магнитного поля только возрастает и достигает к моменту времени t_8 ~30 %. В это же время на оптических радиальных развертках происходит финальное сжатие плазмы и уменьшение эффективного токового радиуса, который близок по своему значению к радиусу расположения магнитного зонда r_p (см. кривую 5 рис. 4а). Следует заметить, что в случае алюминиевой проволочной сборки уровень неоднородности магнитного поля (~20–25 %) на стадии плазмообразования выше, чем в случае вольфрамовой (~10 %) проволочной сборки (см. рис. 2б). Аксиальный размер неоднородности Δ_z ~0,15 см в момент окончания плазмообразования (между t_7 и t_8) и далее на финальной стадии сжатия плазмы для алюминиевых сборок оказывается больше, чем для вольфрамовых проволочных сборок (Δ_z ~0,05 см). На интегральной обскурограмме алюминиевой проволочной сборки (см. рис. 4в) зарегистрирован аксиальный размер неоднородности свечения плазмы Δ_z ~0,16 см, что сравнимо с зарегистрированным размером неоднородности на распределении $B_\varphi(z,t)$ в этом же выстреле.

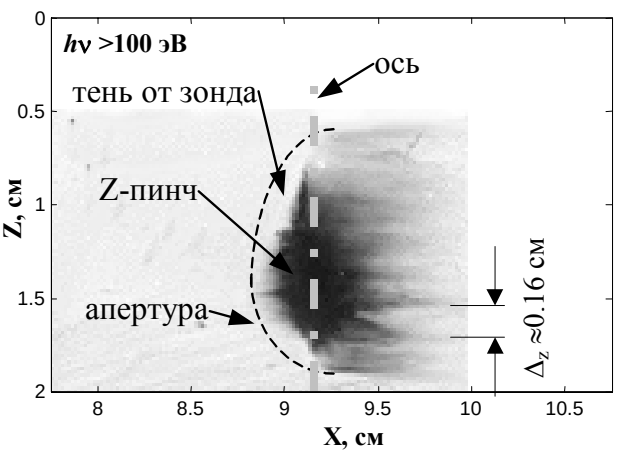
Остановимся подробней на результатах кадровой регистрации сжатия плазмы алюминиевой сборки с теми же параметрами (выстрел № 4525), как наиболее показательных для описания явления «плазменный ливень». Уникальность этих данных состоит в том, что кадровые изображения рис. 5 получены в одно и то же время, при одинаковом уровне тока через проволочную сборку, что и в выстреле № 4527 с вольфрамовой проволочной сборкой (см. рис. 3). На рис. 5 представлены кадровые рентгеновские изображения, зарегистрированные на финальной стадии сжатия плазмы алюминиевой сборки. На кадре, соответствующем моменту времени t_1, наблюдается «рыхлая», неоднородная внешняя граница плазмы в области начального радиуса проволочной сборки. Аксиальный размер неоднородности Δ_z составляет в среднем величину ~0,07 см, что крупнее величины аксиального размера Δ_z ~0,04 см, зарегистрированного для вольфрамовой сборки в этот же момент времени имплозии при одном и том же уровне тока (~2,8 МА). Еще больше различаются радиальные размеры неоднородностей свечения плазмы для алюминиевой сборки $\Delta_r \geq 0{,}22$ см (см. рис. 5 кадр t_2) и для вольфрамовой сборки – $\Delta_r \leq 0{,}03$ см (см. рис. 3 кадр t_2). Быстрое развитие аксиальной неоднородности Δ_z внешней границы плазмы для алюминиевой проволочной сборки является свидетельством более быстрого окончания плазмообразования, чем у вольфрамовой сборки. Быстрое развитие крупной неоднородности плотности плазмы в радиальном направлении Δ_r приводит к неодновременному сжатию плазмы к оси алюминиевой проволочной сборки (см. кадровое изображение в момент времени t_2 рис. 5) и последующему разрушению Z-пинча из-за неустойчивости в местах такого опережающего сжатия плазмы (см. кадры в моменты времени t_3 и t_4). Как следствие этого образование Z-пинча на оси затягивается во времени, и возрастает длительность импульса МРИ: ширина импульса МРИ на полувысоте для алюминиевой сборки около 20 нс, а для вольфрамовой сборки немного меньше ~15 нс. При этом по совокупности экспериментов в случае вольфрамовой проволочной сборки регистрируются более мощные импульсы МРИ ~3–6 ТВт, чем для алюминиевой проволочной сборки – ~2–3,5 ТВт (см. например кривые 4 рис. 2–5).



а



б



в

Рис. 4. Результаты эксперимента № 5265 с проволочной сборкой из 40 алюминиевых 15 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки – 10 мм, высота – 14 мм; а) временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – напряжения на сепаратрисе; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu$>100 эВ); 5 – эффективного токового радиуса - R_l(t). Изображения (негатив) сжатия плазмы с оптических щелевых разверток синхронизированы с представленными кривыми. Горизонтальной линией (r_p – – –) указан радиус расположения магнитного зонда. Щели оптических разверток расположены на высотах H_1=0,8 см и H_2 = 1,3 см над поверхностью катода; б) аксиальные распределения азимутального магнитного поля внутри проволочной сборки в разные моменты времени (моменты времени отмечены стрелками с номерами на рисунке (а)), измеренные зондом на r_p = 0,89 см. Позиции z = 0 и z = 1,4 см – катод и анод соответственно; в) интегральное изображение (негатив) плазмы проволочной сборки, полученное при помощи интегральной по времени камеры-обскуры за лавсановым фильтром ($h\nu$>100 эВ). Анод – вверху, катод – внизу.

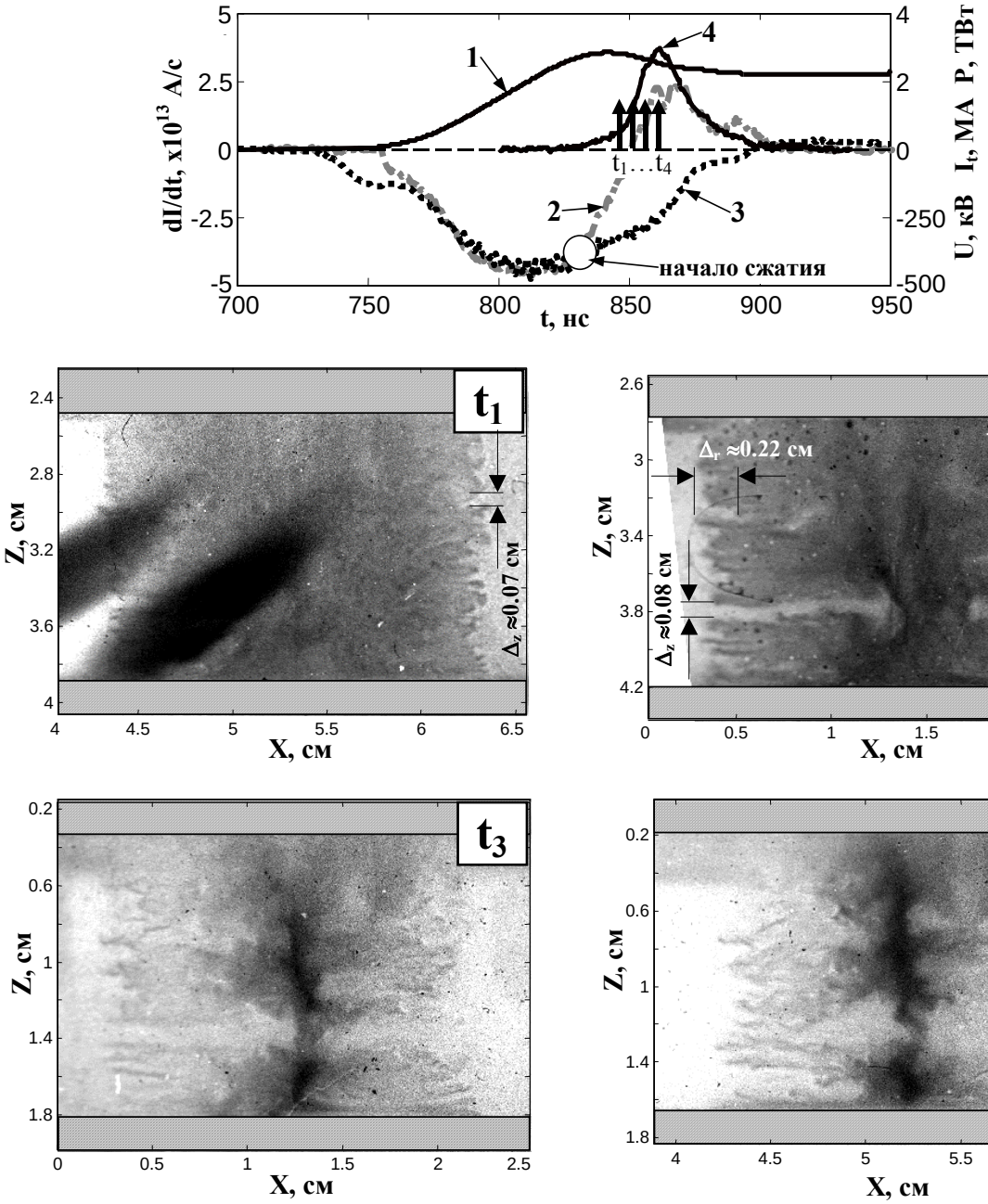


Рис. 5. Результаты рентгеновской ($h\nu$ >20 эВ) многокадровой регистрации имплозии проволочной сборки из 40 алюминиевых 15 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, диаметр сборки 20 мм, высота – 15 мм. Выстрел № 4525. Временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – напряжения на сепаратрисе; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu$ >100 эВ); t_1–t_4 – времена рентгеновских кадровых изображений (негатив), представленных на этом же рисунке. Анод – вверху, катод – внизу

4. Выводы

Результаты проведенного исследования и их анализ позволяют сделать следующие выводы:

1) Показано, что экспериментальные данные о временной зависимости распределения азимутального магнитного поля вдоль длины проволок $B_\varphi(z,t)$ позволяют определить место и момент прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки.

2) Интенсивность плазмообразования при токовой имплозии проволочных сборок имеет неоднородное распределение вдоль длины ее проволок. Обнаружено, что прорыв магнитного потока инициируется в тех местах на остовах проволоках, где к этому моменту времени вещество остова прак-

тически истощается, и производство плазмы заканчивается.

3) Показано, что причиной инициации прорывов магнитного потока на отдельных участках по высоте проволочных сборок может служить развитие МРТ-неустойчивости на границе раздела магнитного поля и плазмы.

4) Обнаружено, что в момент прорыва магнитного потока неоднородность величины азимутального магнитного поля вдоль длины проволок внутри сжимаемой сборки составляет для *Al*-сборок ~30 %, а *W*-сборок ~10–15 %.

5) Показано, что характерный размер неоднородности азимутального магнитного поля вдоль проволок сборки, измеренный как в момент окончания производства плазмы, так и на финальной стадии сжатия пинча, зависит от выбора вещества проволок. При этом характерный размер Δ_z областей с неоднородным магнитным полем, которые возникают вдоль длины остовов проволок из-за прорыва магнитного потока при имплозии *Al*- и *W*-сборок, составляет соответственно: 0,15 см и 0,05 см.

6) Обнаружено, что измеренный продольный размер областей неоднородного магнитного поля Δ_z зависит от характерных пространственных размеров областей пониженной эмиссии плазмы на внешней границе проволочной сборки, а именно: с ростом размера областей пониженной эмиссии на кадровых рентгеновских изображениях увеличивается продольный размер областей неоднородного магнитного поля.

7) Приведена оценка плотности плазмы в областях прорывов магнитного потока. Показано, что при характерных продольных и радиальных размерах областей прорыва $\Delta_z = 0{,}037$ см и $\Delta_r = 0{,}046$ см, заполненных плазмой с электронной температурой T_e = 10–30 эВ и зарядом ионов $z \sim 5$, величина плотности плазмы в этих областях изменяется в диапазоне 50–600 мкг/см^3. При сравнении проволок из W и Al плотность плазмы в этих областях оказывается меньше плотности твердого вещества, соответственно, в ~10^4–10^5 и ~10^3–10^4 раз.

Авторы работы благодарят коллектив установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое обеспечение проведенных экспериментов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (№ 13-02-00013, № 13-02-00482).

Список литературы

1. Spielman R. B., Deeney C., Chandler G. A., Douglas M. R., Fehl D. L., Matzen M. K., McDaniel D. H., Nash T. J., Porter J. L., Sanford T. W. L., Seamen J. F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J. S., Torres J. A., Zagar D. M., Gilliland T. L., Jobe D. O., McKenney J. L., Mock R. C., Vargas M. and Wagoner T. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. N. 5. P. 2105.

2. Бехтев М. Б., Вихарев В. Д., Захаров С. В., Смирнов В. П., Тулупов М. В., Царфин В. Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1653.

3. Hammer J. H., Tabak M., Wilks S. C., Lindl J. D., Bailey D. S., Rambo P. W., Toor A. and Zimmerman G. B. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2129.

4. Митрофанов К. Н., Грабовский Е. В., Грицук А. Н., Лаухин Я. Н., Александров В. В., Олейник Г. М., Медовщиков С. Ф., Шевелько А. П. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71.

5. Митрофанов К. Н., Грабовский Е. В., Олейник Г. М., Александров В. В., Грицук А. Н., Фролов И. Н., Лаухин Я. Н., Сасоров П. В., Самохин А. А. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 10. С. 866.

6. Aleksandrov V. V., Grabovski E., Gritsuk A., Mitrofanov K., Oleinik G., Gasilov V., Olkhovskaya O., Sasorov P., Smirnov V., Shevelko A. // Proc. of the 4th Euro-Asian Pulsed Power Conference and the 19th International Conference on High-Power Particle Beams. Karlsruhe. Germany. September 30 - October 4. 2012. P. 194.

7. Александров В. В., Грабовский Е. В., Зурин М. В., Красовский И. В., Митрофанов К. Н., Недосеев С. Л., Олейник Г. М., Порофеев И. Ю., Самохин А. А., Сасоров П. В., Смирнов В. П., Федулов М. В., Фролов И. Н. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. № 6. С. 1317.

8. Cuneo M. E., Waisman E. M., Lebedev S.V., Chittenden J. P., Stygar W. A., Chandler G. A., Vesey R. A., Yu E. P., Nash T. J., Bliss D. E., Sarkisov G. S., Wagoner T. C., Bennett G. R., Sinars D. B., Porter J. L., Simpson W. W., Ruggles L. E., Wenger D. F., Garasi C. J., Oliver B. V., Aragon R. A., Fowler W. E., Hettrick M. C., Idzorek G. C., Johnson D., Keller K., Lazier S. E., McGurn J. S., Mehlhorn T. A., Moore T., Nielsen D. S., Pyle J., Speas S., Struve K.W. and Torres J. A. // Phys. Rev. 2005. E 71. P. 046406.

9. Альвиков З. А., Велихов Е. П., Веретенников А. И., Глухих В. А., Грабовский Е. В., Грязнов Г. М., Гусев О. А., Жемчужников Г. Н., Зайцев В. И., Золотовский О. А., Истомин Ю. А., Коз-

лов О. В., Крашенинников И. С., Курочкин С. С., Латманизова Г. М., Матвеев В. В., Минеев Г. В., Михайлов В. Н., Недосеев С. Л., Олейник Г. М., Певчев В. П., Перлин А. С., Печерский О. П., Письменный В. Д., Рудаков Л. И., Смирнов В. П., Царфин В. Я., Ямпольский И. Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.

10. Митрофанов К. Н., Грабовский Е. В., Александров В. В., Фролов И. Н., Олейник Г. М., Лаухин Я. Н., Грицук А. Н., Сасоров П. В., Медовщиков С.Ф. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 12. С. 1022.

11. Грабовский Е. В., Зукакишвили Г. Г., Митрофанов К. Н., Олейник Г. М., Самохин А. А., Смирнов В. П. Препринт ТРИНИТИ № 0091А. ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2002.

12. Frolov I., Grabovsky E., Mitrofanov K., Oleinik G., Smirnov V., Zukakishvili G. // Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion. Academic/Plenum Publishers. Proc. of Euroconference (Villa Monastero, Varenna, Italy, September 3–7, 2001). Edited by Stott P.E., Woottom A., Gorini G. et al. P. 419.

13. Глазырин И. В., Грабовский Е. В., Зукакишвили Г. Г., Карпеев А. В., Митрофанов К. Н., Олейник Г. М., Самохин А. А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 2. С. 67.

14. Волков Г. С., Грабовский Е. В., Зайцев В. И., Зукакишвили Г. Г., Зурин М. В., Митрофанов К. Н., Недосеев С. Л., Олейник Г. М., Порофеев И. Ю., Смирнов В. П., Фролов И.Н. // ПТЭ. 2004. № 2. С. 74.

15. Александров В. В., Грабовский Е. В., Митрофанов К. Н., Олейник Г. М., Смирнов В. П., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 7. С. 615.

16. Lebedev S. V., Beg F. N., Bland S. N., Chittenden J. P., Dangor A. E., Haines M. G., Kwek K. H., Pikuz S. A. and Shelkovenkob T. A. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. N. 8. P. 3734.

17. Sinars D. B., Cuneo M. E., Jones B, Coverdale C. A., Nash T. J., Mazarakis M. G., Porter J. L., Deeney C., Wenger D. F., Adams R. G., Yu E. P., Bliss D. E. and Sarkisov G. S. // Physics of Plasmas. 2005. V. 12. P. 056303.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОТЕРЬ ТОКА В ОБЛАСТИ КОНВОЛЮЦИИ УСТАНОВКИ «АНГАРА-5-1»

Е. В. Грабовский, А. Н. Грибов, Я. Н. Лаухин, А. О. Шишлов

ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия

Одним из ограничений при передаче электромагнитного импульса к нагрузке в мощных электрофизических установках, являются утечки в вакуумной транспортирующей линии (ВТЛ) [1,2]. Потери тока в ВТЛ приводят к уменьшению мощности электрического импульса вкладываемой в лайнер, что уменьшает эффективность работы установки. Рассматривается многомодульная установка «Ангара-5-1» с выходной электрической мощностью до 6 ТВт. В качестве нагрузки используется многопроволочный цилиндрический лайнер, параметры которого определяют ток в ВТЛ. Схема измерений областей нагрева электродов показана на рис. 1. Вследствие сложной конфигурации магнитного поля при конволюции нескольких ВТЛ возникает проблема определения мест потерь тока в области конволюции.

Утечки тока свободных электронов приводят к нагреву поверхности электродов ВТЛ в тех местах, где они произошли [3]. Нагретая до температур в диапазоне от 50 до 200 градусов Цельсия поверхность нержавеющей стали, в соответствии с законом об излучении абсолютно чёрного тела, излучает электромагнитные волны в области средневолнового инфракрасного излучения. Таким образом, локализовать места утечек тока свободных электронов можно при помощи определения мест нагрева электродов ВТЛ. Для этого, при помощи специальной методики, были получены термограммы электродов в области конволюции при пусках установки.

Регистрация проводилась как во время выстрела вместе с фоновым излучением от лайнера, так и непосредственно после выстрела, когда излучение лайнера уже закончилось, а нагретые поверхности продолжают излучать. Фоновое излучение от лайнера ухудшает контрастность съёмки, следовательно, усложняет получение изображений зон нагрева токами утечки, но позволяет построить картину видимой области для привязки зон

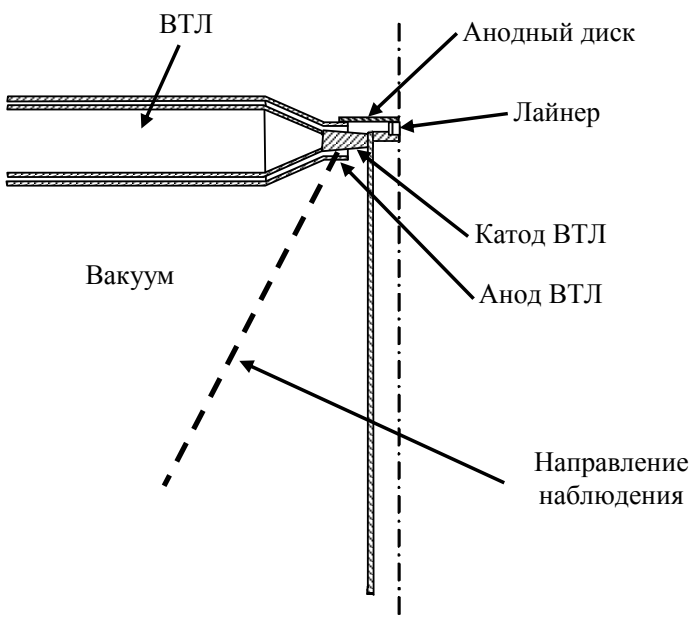


Рис. 1. Схема измерений областей нагрева электродов

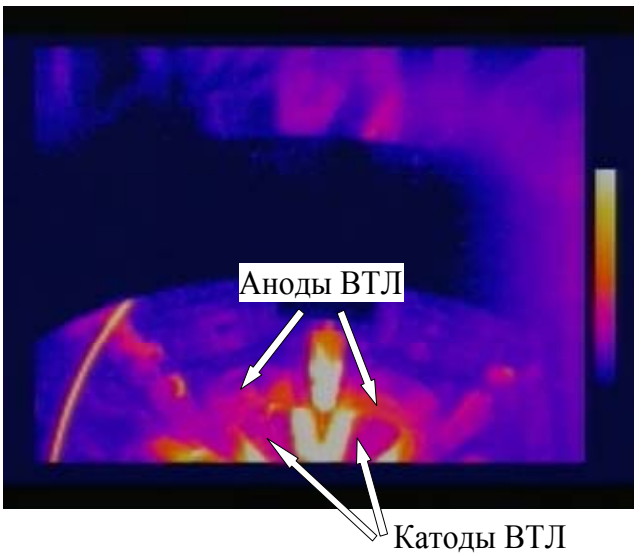


Рис. 2. Изображение области конволюции установки Ангара-5-1, полученное в инфракрасных лучах

нагрева к частям конволюции ВТЛ в вакуумной камере установки. На рис. 2 представлена термограмма области конволюции в момент пуска установки, на которой видны электроды области конволюции ВТЛ.

При построении термограмм было обнаружено несоответствие реальной температуры нагретой поверхности нержавеющей стали и отображаемой температуры. Данное несоответствие возникает вследствие особенностей выбранной методики измерений. Для устранения данного расхождения была проведена калибровка прибора по известной температуре. При калибровке объект из нержавеющей стали устанавливался в область конволюции, нагревался током, затем проводились измерения температуры нержавеющей стали. Показания прибора были скорректированы при помощи проведённой калибровки (см. рис. 3).

На рис. 4 представлено распределение областей утечек на термограмме электродов ВТЛ, полученное непосредственно после пуска установки на лайнер, состоящий из вольфрамовых проволок. На данном рисунке видно пятно тепла на катоде ВТЛ в области конволюции. Его температура, с учётом калибровочного коэффициента, соответствует 130 ± 20 градусам Цельсия.

При обработке результатов выяснилось, что возникает значительное излучение с поверхности анодного диска, которое в данной задаче является паразитным, вследствие того, что нагрев возникает в процессе сжатия лайнера. Яркие области, которые видны между катодом и анодом, а также между модулями, представляют собой фоновое тепловое излучение от разогретого анодного диска.

Излучение анодного диска, в данной работе, является паразитным, поэтому для увеличения контрастности изображения необходимо его уменьшить. Установка непрозрачного диэлектрика между модулями позволила отсечь часть излучения, идущего от анодного диска.

Проводились пуски установки на другой тип нагрузки, которая представляет собой лайнер из капроновых проволок с металлическим напылением. Нагрев анодного диска, при пуске на такую нагрузку оказался значительно меньшим, чем при

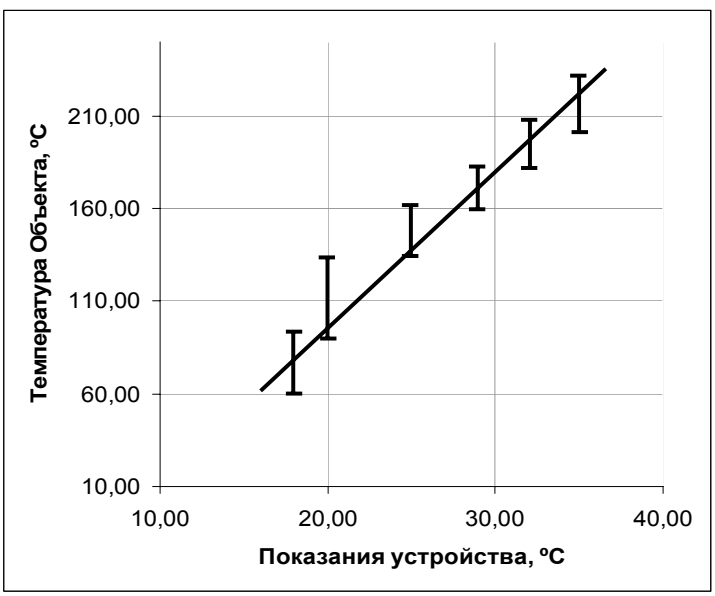


Рис. 3. Калибровочный график для определения температуры объекта

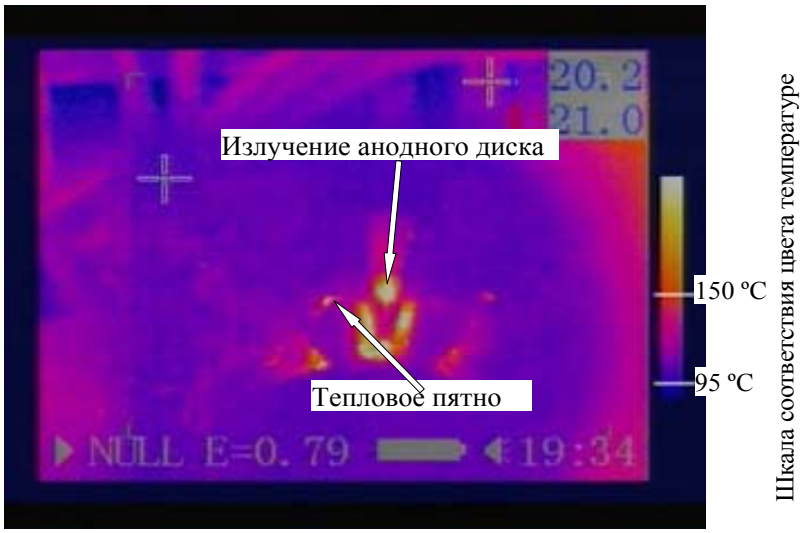


Рис. 4. Распределение областей утечек на термограмме электродов ВТЛ при пуске на вольфрамовый лайнер

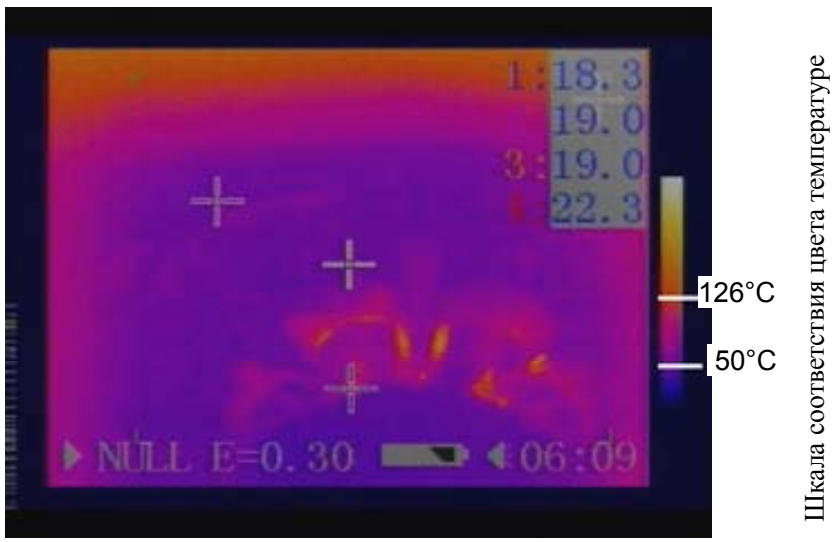


Рис. 5. Распределение областей утечек на термограмме электродов ВТЛ при пуске на капроновый лайнер с напылением индия

пуске на вольфрамовый лайнер, а с электротехнической точки зрения такая нагрузка эквивалентной вольфрамовому лайнеру.

Полученные термограммы представлены на рис. 5. Видно, что полученные изображения имеют большую контрастность и позволяют провести оценку площади нагрева токами утечки.

Была проведена оценка затраченной на нагрев поверхности электродов энергии E.

$$E = \rho \cdot C_P \cdot \Delta T \cdot S \cdot d \qquad (1)$$

$$d = \sqrt{\chi_T \cdot t} \qquad (2)$$

где χ_T – температуропроводность, ρ – плотность, d – глубина прогревания, S – площадь теплового пятна, C_P – удельная теплоёмкость, ΔT – изменение температуры

Таким образом, потери в области конволюции составили ~8 кДж на 8 модулей. Общий энерговклад составляет ~100 кДж. Следовательно, потери энергии в области конволюции составляют ~ 8 %.

Заключение

Обнаружены места нагрева электродов, возникшие вследствие токов утечек в области конволюции ВТЛ установки АНГАРА-5-1.

Методика позволяет оценить потери вкладываемой в нагрузку мощности.

Дальнейшие исследования будут направлены на получение более контрастного изображения в инфракрасном диапазоне и уточнение величины токов утечек в конволюции ВТЛ.

Список литературы

1. Гордеев А. В. Магнитная самоизоляция вакуумных коаксиальных линий. Препринт ИАЭ_3076. М. 1978.

2. Рудаков Л. И., Бабыкин М. В., Гордеев А. В. и др. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1990.

3. Грабовский Е. В., Грибов А. Н., Олейник Г. М., Самохин А. А. «Эффективность передачи электрической мощности по вакуумным транспортирующим линиям многомодульной установки “Ангара-5-1”». XXXV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ Z-ПИНЧЕЙ В РАМКАХ 3D МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

А. П. Орлов, Б. Г. Репин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Приведена трёхмерная магнитогидродинамическая модель токопроводящей излучающей плазмы, лежащая в основе эйлерового (в цилиндрических координатах r-φ-z) программного кода FLUX-3D разработанного в НТЦФ РФЯЦ-ВНИИЭФ. Описаны конечно-разностные методы решения уравнений модели на стационарной регулярной пространственной сетке. Представлены результаты численного 3D моделирования многопроволочного Z пинча в условиях эксперимента Shot-51 на электрофизической установке Z (США) в полном (2π) азимутальном угле. Расчётная геометрия была приближена к реальной конфигурации эксперимента, в котором подвод электромагнитной энергии к лайнерной камере осуществлялся с помощью вакуумной коаксиальной передающей линии. При численном моделировании исследовалась динамика ускорения аблируемой с вольфрамовых проволочек плазмы в зависимости от их количества в исходной цилиндрической сборке. В дополнении к этому представлены результаты 3D расчётов процесса токовой имплозии многопроволочного Z-пинча при двух способах наложения искусственных возмущений на интенсивность абляции плазмы. Обсуждаются причины различия импульсов мягкого рентгеновского излучения, генерируемых в этих случаях.

Введение

С целью расчётно-теоретического сопровождения лайнерных экспериментов по генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) и компрессии начального магнитного потока в НТЦФ РФЯЦ-ВНИИЭФ ранее была разработана двумерная (в эйлеровых цилиндрических координатах r-z) радиационно-магнитогидродинамическая (РМГД) методика FLUX-rz. Она успешно применялась для численного моделирования экспериментов с динамическими Z- [1] и Z-Θ [2] пинчами, запитываемыми импульсами тока от взрывомагнитных генераторов энергии. В компьютерном коде FLUX-rz реализована возможность расчёта переноса теплового излучения в плазме в многогрупповом (спектральном) приближении [3].

Для более полного понимания физических процессов, происходящих при электродинамической имплозии цилиндрических лайнеров на основе многопроволочных сборок необходимо осуществлять полное трёхмерное (3-D) РМГД моделирование подобных экспериментов [4]. В работе [5] были изложены начальные результаты разработки трёхмерной (в эйлеровых цилиндрических координатах r-φ-z) РМГД методики FLUX-3D с расчётом переноса излучения в диффузионном (3-T) приближении. Представленные там расчёты процесса имплозии многопроволочного Z-пинча, сопровождающиеся генерацией импульса МРИ, были выполнены в секторном приближении на стационарной, регулярной, пространственно-разностной сетке. При этом запитка цилиндрического лайнера электромагнитной энергией, поступаемой от импульсного генератора, осуществлялась симметрично относительно электродов лайнерной камеры.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования многопроволочного Z пинча с помощью компьютерного кода FLUX-3D в полном (2π) азимутальном угле. Особенностью моделирования является то, что расчётная область включает отрезок вакуумной коаксиальной передающей линии, по которой импульс электромагнитной энергии подводится к лайнерной системе несимметричным образом – к одному из её торцов.

Описание РМГД модели плазмы и постановка расчётов

Ниже представлены уравнения трёхмерной РМГД модели плазмы, решаемые в рамках компьютерного кода FLUX-3D (система единиц СГС).

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial \rho}{\partial t} + div\left(\rho \cdot \vec{V}\right) = \dot{\rho}^{abl}; \\
\dfrac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot div\left(\rho \vec{V}\right) + \left(\rho \vec{V} \cdot \vec{\nabla}\right)\vec{V} = -\vec{\nabla}\left(P_i + P_e + \dfrac{1}{3}U^{rad}\right) + \dfrac{1}{c} \cdot \left[\vec{j} \times \vec{B}\right] + \dot{\rho}^{abl} \cdot \vec{V}^{abl}; \\
\dfrac{\partial \rho \varepsilon_i}{\partial t} + div\left(\rho \varepsilon_i \cdot \vec{V}\right) = -P_i \cdot div\left(\vec{V}\right) - div\left(\vec{W}_i\right) + Q_{exch} \cdot \left(T_e - T_i\right) + \dot{\rho}^{abl} \cdot \varepsilon_i^{abl}; \\
\dfrac{\partial \rho \varepsilon_e}{\partial t} + div\left(\rho \varepsilon_e \cdot \vec{V}\right) = -P_e \cdot div\left(\vec{V}\right) - div\left(\vec{W}_e\right) + \dfrac{cU^{rad} - 4\sigma_{SB}T_e^4}{\ell^{Pl}} + Q_{exch} \cdot \left(T_i - T_e\right) + \dfrac{\vec{j}^2}{\sigma} + \dot{\rho}^{abl} \cdot \varepsilon_e^{abl}; \\
\dfrac{\partial U^{rad}}{\partial t} = -div\left(\vec{W}^{rad}\right) + \dfrac{4\sigma_{SB}T_e^4 - cU^{rad}}{\ell^{Pl}} + \left(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}\dfrac{U^{rad}}{3}\right), \\
\vec{W}^{rad} = \dfrac{4}{3}\vec{V} \cdot U^{rad} - \dfrac{c\ell^{Rs}}{3} \cdot \vec{\nabla}U^{rad}; \\
\vec{W}_e = -\aleph_e \cdot \vec{\nabla}T_e; \quad \vec{W}_i = -\aleph_i \cdot \vec{\nabla}T_i; \\
\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \cdot rot\left(\vec{E}\right), \quad rot\left(\vec{B}\right) = \dfrac{4\pi}{c} \cdot \left(\vec{j}_{displ} + \vec{j}\right), \\
\vec{j}_{displ} = \dfrac{1}{4\pi} \cdot \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \vec{j} = \sigma \cdot \left(\vec{E} + \dfrac{1}{c} \cdot \left[\vec{V} \times \vec{B}\right]\right).
\end{cases}
\tag{1}
$$

Для описания движения магнитоускоренной плазмы используется УРС, и усреднённые (по Росселанду ℓ_{Rs} и Планку ℓ_{Pl}) пробеги излучения в веществе, вычисленные в модели среднего иона [6]. Значения коэффициентов ионной $\aleph_i$ и электронной $\aleph_e$ теплопроводностей, а также коэффициента, определяющего интенсивность электронионного обмена энергии $q_{ei}\left(\rho, T_e, T_i\right)$ рассчитываются по формулам для идеальной, невырожденной плазмы [7]. При определении электропроводности σ плазмы используются классические выражения [7] с поправкой на аномальное сопротивление, возникающее вследствие рассеяния электронов на распространяющихся в плазме геликонных волнах [8].

Численное моделирование процесса имплозии многопроволочного Z-пинча производится в изображённой на рис.1 односвязной аксиально-симметричной области пространства

$$0 \le z < L_1,\ R_0 \le r \le R_{\text{ext}},\ 0 \le \varphi \le 2\pi,$$

$$L_1 \le z \le H,\ 0 \le r \le R_{\text{ext}},\ 0 \le \varphi \le 2\pi,$$

ограниченной жёсткими, идеально проводящими внутренним электродом ***1*** и стенками лайнерной камеры, а также кольцевой поверхностью ***5***, «закрывающей» отрезок вакуумной передающей линии ***2***. На этой кольцевой поверхности ($z = 0$, $R_0 \le r \le R_{\text{ext}}$, $0 \le \varphi \le 2\pi$) выставляются граничные условия для уравнений Максвелла в предположении, что от генератора к лайнерной камере распространяется основная ТЕМ-мода электромагнитной волны, в которой

$$E_{z,\varphi}\left(r, \varphi, t\right) = B_{z,r}\left(r, \varphi, t\right) = 0;$$

$$E_r\left(r, \varphi, t\right) = \frac{U\left(t\right)}{r \cdot \ln\left(R_{ext}/R_0\right)}; \quad B_\varphi\left(r, \varphi, t\right) = \frac{2 \cdot I\left(t\right)}{r \cdot c},$$

где $U(t)$ и $I(t)$ – напряжение и ток в сечении передающей линии с координатой $z = 0$, рассчитываемые согласованно с уравнениями электрической цепи генератора.

В начальный момент времени плазменная расчетная область ***4*** ($L_1 \le z \le H$, $0 \le r \le R_0$, $0 \le \varphi \le 2\pi$) заполняется фоновой плазмой с плотностью $\rho_{bgh} = 10^{-7}$ г/см^3 и температурой $T_{bgh} = 0{,}1$ эВ. Вследствие специфики эйлеровых МГД методик в качестве пороговой (минимальной) плотности в процессе расчёта Z-пинча во всей плазменной области устанавливается вышеуказанное значение фоновой плотности. Система РМГД уравнений (1) решается в вышеприведённой расчётной области конечно-разностным методом в эйлеровых цилиндрических координатах

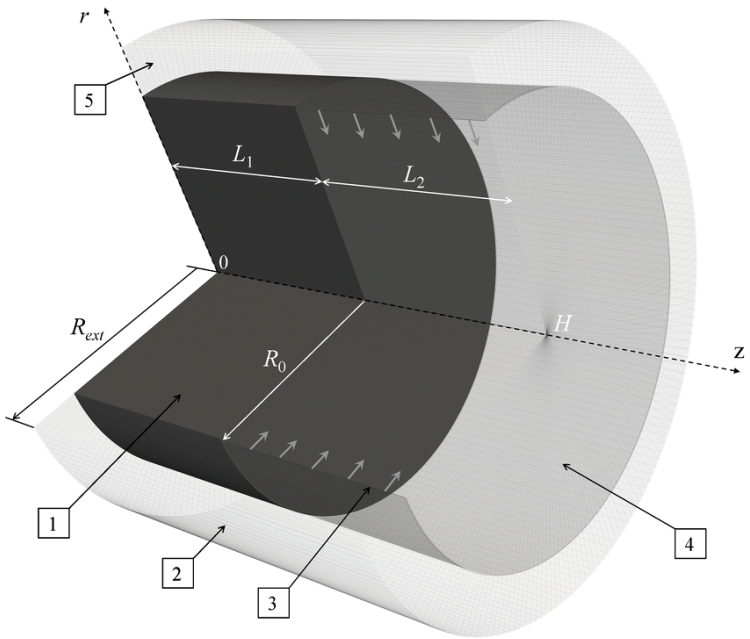


Рис. 1. Эскиз расчётной пространственной области

r-φ-*z* на регулярной, стационарной пространственной сетке.

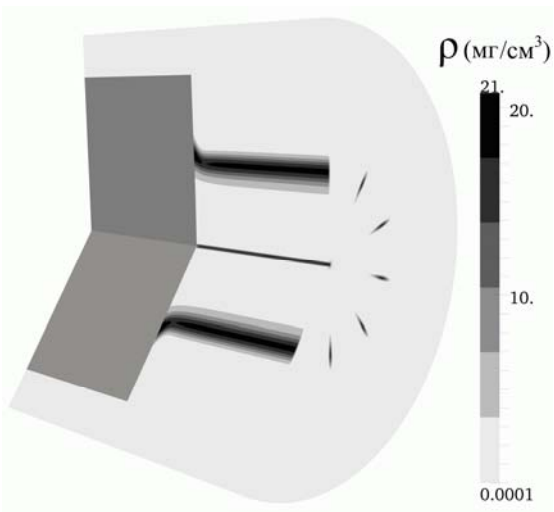
В настоящей версии кода FLUX-3D процесс электровзрыва проволочек лайнера (переход из твёрдого состояния в плазму под действием тока) непосредственно не рассчитывается, а моделируется в рамках феноменологической модели длительного плазмообразования [9]. В этом случае источник плазмы располагается на цилиндрической поверхности ***3*** (с радиусом равным начальному радиусу лайнера, см. рис. 1) азимутально-дискретным образом, таким чтобы воспроизвести пространственную структуру многопроволочной лайнерной сборки. Процесс абляции (наработки вещества) описывается величиной $\dot{m}^{abl}$, характеризующей плотность потока массы с этой поверхности, и определяется как [4]:

$$\dot{m}^{abl}(\varphi, z, t) = k^{abl} \cdot \left(I(t)/I_0\right)^{1,4} \cdot \left[1 + \varepsilon(\varphi, z)\right],$$

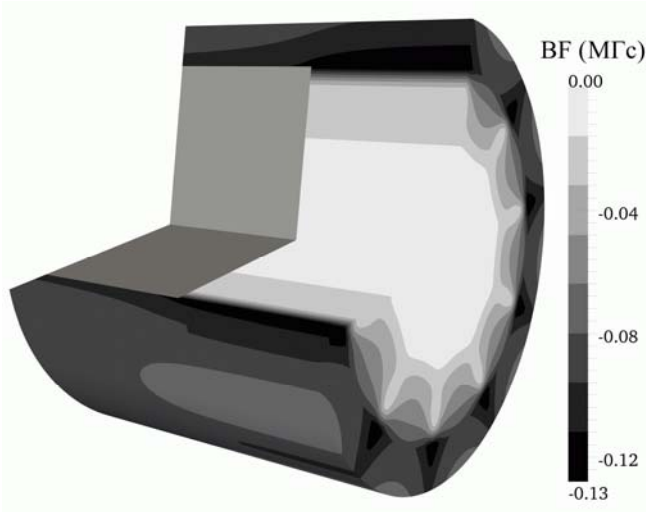
где k^{abl} – параметр, отвечающий за удельную скорость абляции вещества и имеющий размерность г/(с·см^2); $I(t)$ – полный ток в лайнере в единицах мегаампер ($I_0 = 100$ МА). Величина $\varepsilon(\varphi, z)$ – случайные значения в интервале $[-A_0, A_0]$, задающие исходные аксиально-азимутальные возмущения интенсивности плазмообразования. Полагается, что наработанная плазма имеет радиальную скорость по направлению к оси $V^{abl} = 10^6$ см/с, плотность $\rho^{abl}(\varphi, z, t) \equiv \equiv \dot{m}^{abl}(\varphi, z, t)/V^{abl}$ и температуру $T^{abl} = 1$ эВ, что однозначно определяет граничные условия для решения уравнений динамической и тепловой групп.

Исследование динамики Z-пинча в зависимости от числа проволочек

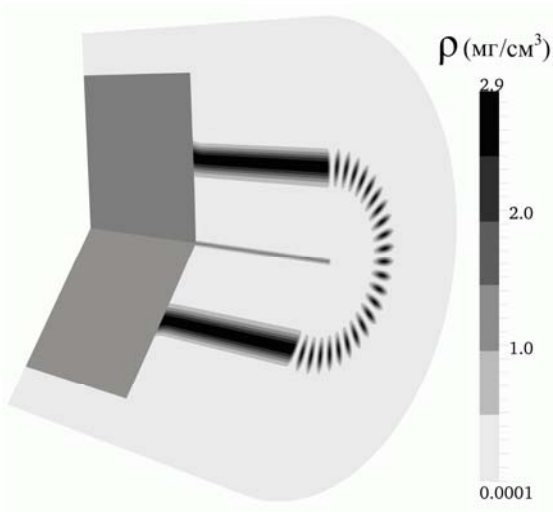
Влияние количества проволочек на изменение топологии азимутального магнитного поля и, как следствие, на изменение динамики ускоряемой к оси плазмы численно исследовалось в конфигурации эксперимента Shot-51 на установке Z (SNL) [10], при этом $L_1 = L_2 = 2$ см; $R_0 = 2$ см; $R_{ext} = 2{,}5$ см (см. рис.1). Расчёты были проведены на разностной сетке с линейными размерами ячеек $\Delta r = \Delta z = 200$ мкм и угловым размером $\Delta\varphi = 1{,}8°$ (общее число ячеек 3 млн. штук) с лайнером, составленным из $N = 10$ и $N = 40$ вольфрамовых проволочек, а также в азимутально-сплошной ($N = \infty$) конфигурации. В указанных трёх расчётах полная масса лайнера была неизменна и составляла $m = 4{,}1$ мг, а коэффициент абляции вещества выбирался из условий «попадания» на экспериментальный импульс МРИ и, как в работе [5], полагался равным $k^{abl} = 5$ мг/(нс·см^2). Возмущения скорости абляции в описываемой серии расчётов не задавались ($A_0 = 0$).



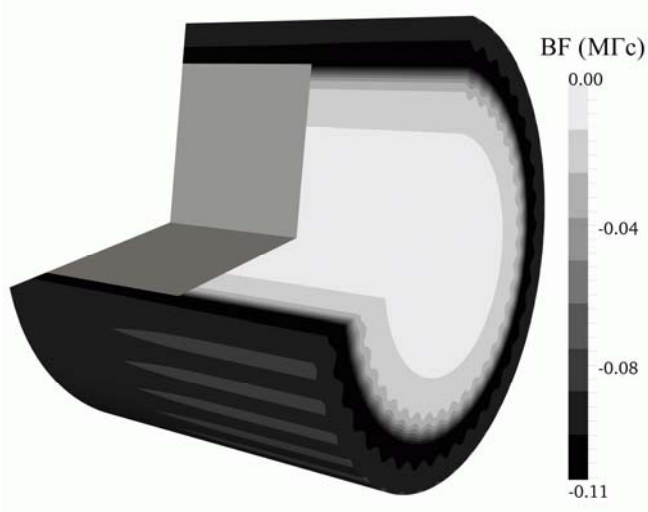
а) $N = 10$



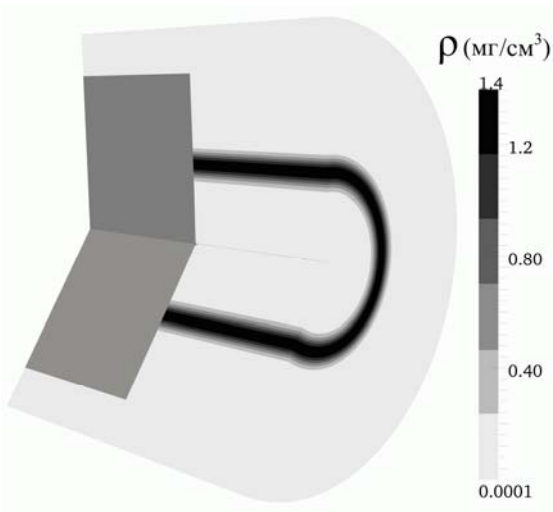
г) $N = 10$



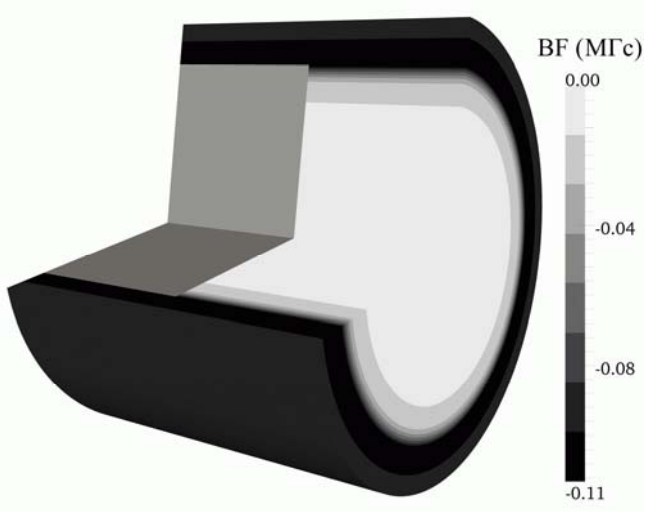
б) $N = 40$



д) $N = 40$



в) $N = \infty$



е) $N = \infty$

Рис. 2. Пространственные разрезы плотности а)–в) и азимутальной компоненты магнитного поля г)–е) при различном количестве N проволочек в лайнере

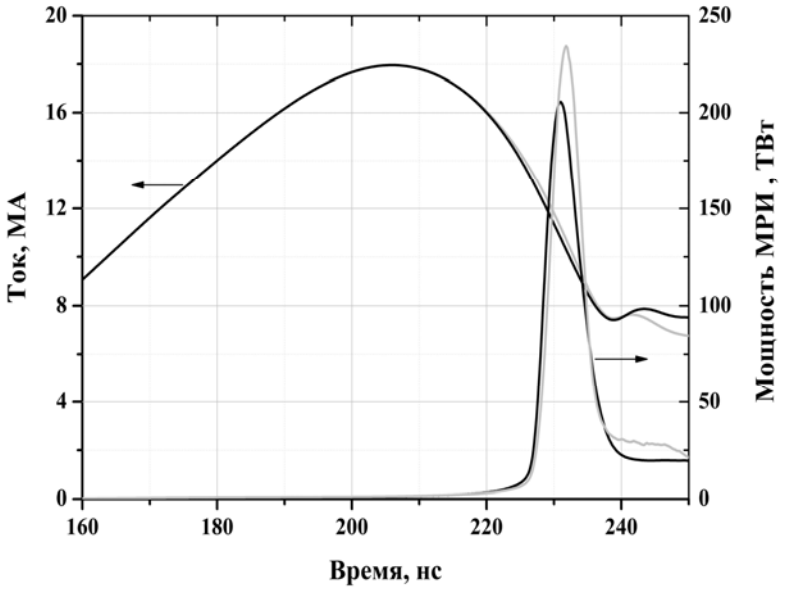


Рис. 3. Расчётные ток в лайнере и генерируемые импульсы МРИ при полностью коррелированных (——) и некоррелированных (——) возмущениях интенсивности абляции

На рис. 2 а)-в) представлены расчётные картины плотности плазмы на момент времени, когда лайнер прошёл примерно половину своего пути до оси системы. Из рисунков видно, что при уменьшении количества проволочек в лайнере от $N = \infty$ до $N = 10$ возникает эффект «отставания» плазмы вблизи внутреннего электрода.

Данное явление обусловлено дискретно-проволочной структурой лайнерной нагрузки, в связи с чем азимутально-однородное распределение тока, текущего по поверхности внутреннего электрода вакуумной передающей линии на «бесконечности», становится азимутально-неоднородным вблизи многопроволочного лайнера. Этот эффект приводит к локальному уменьшению азимутального магнитного поля вблизи места подстыковки проволочек к цилиндрическому электроду, что особенно заметно на ранних моментах времени, соответствующих началу движения лайнера (см. рис. 2 г)-е)). А это, как следствие, обуславливает пространственно-локальное уменьшение лоренцовской силы $\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}$, действующей на ускоряемую плазму, вызывая её заметное отставание вблизи внутреннего электрода при малых значениях N.

Влияние картины искусственных возмущений на генерацию импульса МРИ

В данном разделе представлены результаты 3D РМГД моделирования процесса имплозии «возмущённых» многопроволочных лайнеров, составленных из $N = 40$ вольфрамовых проволочек. Как и в расчётах, описанных в предыдущем разделе, были выбраны следующие значения параметров: $m = 4.1$ мг; $k^{abl} = 5$ мг/(нс·см^2); $L_1 = L_2 = 2$ см; $R_0 = 2$ см; $R_{ext} = 2.5$ см; размер ячеек расчётной сетки $\Delta r = \Delta z = 200$ мкм, $\Delta\varphi = 1{,}8°$. В первом варианте расчёта интенсивность абляции вещества вдоль проволочек искусственно возмущалась случайным (с амплитудой $A_0 = 5$ %) от одной счётной ячейки к другой, но одинаковым[1] по всем 40 проволочкам образом. Во втором варианте возмущения наносились с той же амплитудой $A_0 = 5$ %, но некоррелированным по различным проволочкам способом.

На рис. 3 показаны расчётные ток в лайнере (при запитке от установки Z) и генерируемые импульсы МРИ в двух рассматриваемых случаях.

На рис. 4 показаны зависимости различных энергий от времени, содержащихся в плазменной области ($L_1 \le z \le H$, $0 \le r \le R_0$, $0 \le \varphi \le 2\pi$), а также вошедших и вышедших из неё. Из этих зависимостей видно, что численный дисбаланс энергии (относительная разность значений суммарной и введённой электромагнитной энергий) на протяжении всего расчёта на используемой расчетной сетке невелик и составляет < 6 %.

[1] Полностью коррелированным образом, при котором $\varepsilon(\varphi, z) \equiv \varepsilon(z)$.

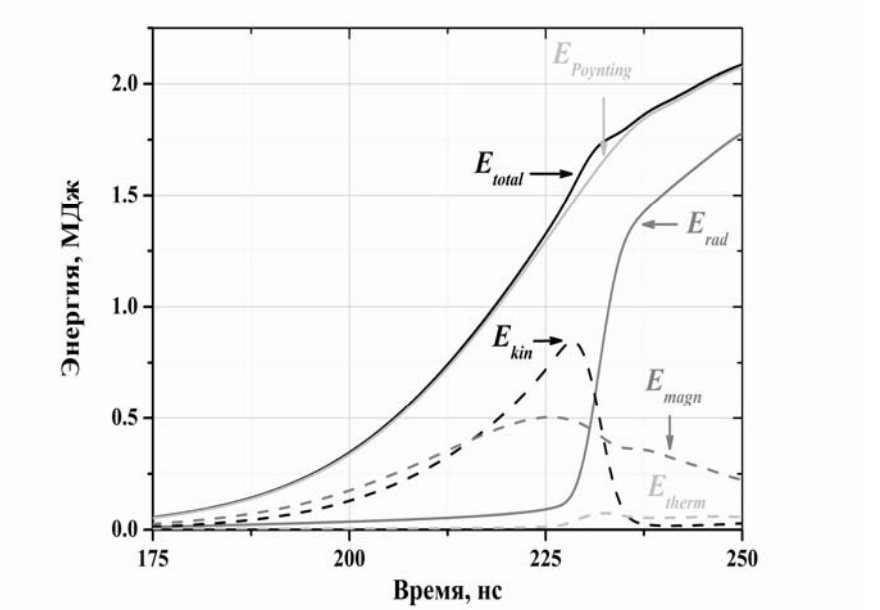


Рис. 4. Зависимость от времени различных энергий в плазме: E_{kin} – кинетической, E_{magn} – магнитной, E_{therm} – тепловой, E_{rad} – излученной, E_{total} – суммарной (E_{kin}+E_{magn}+E_{therm}+E_{rad}), $E_{Poynting}$ – введенной

Из сравнения генерируемых импульсов МРИ (см. рис. 3) видно, что в некоррелированном варианте максимальная интенсивность больше на 14 %. Данный результат объясняется тем, что в этом случае в процессе пинчевания достигается большее сжатие вещества, а также реализуются более высокие значения плотности тока (а, следовательно, выделяется больше джоулевой энергии) в приосевых областях плазмы. Это можно увидеть из рис. 5, где для двух картин начальных возмущений показаны распределения массовой плотности и плотности тока на моменты максимумов импульсов МРИ.

Заключение

1. Алгоритм решения трёхмерных (в эйлеровых цилиндрических координатах r-φ-z) магнитогидродинамических уравнений в рамках компьютерного кода FLUX-3D позволяет корректно моделировать пространственное распределение магнитного поля в расчётной области, содержащей как подобласти с токопроводящей плазмой, так и вакуумные подобласти с $\sigma = 0$.

2. Численное моделирование многопроволочного Z-пинча, в котором варьировалось количество вольфрамовых проволочек, составляющих исходную цилиндрическую сборку при условии сохранения её полной массы, выявило значительное отставание ускоряемой к оси плазмы вблизи внутреннего электрода лайнерной камеры при малом (~10) количестве проволочек. Данный эффект обусловлен особенностью пространственной топологии возникающих в системе магнитных полей и связан с азимутальной неоднородностью ввода электромагнитной энергии в лайнерную камеру с многопроволочной нагрузкой.

3. Численное моделирование многопроволочного (40 проволочек) Z-пинча, проведённое при двух различных картинах «случайных» возмущений интенсивности плазмообразования в проволочках:

– идентичные по длине всех проволочек возмущения;

– отличающиеся по длине различных проволочек возмущения (азимутально-некоррелированное распределение) показало следующее. Пиковая мощность генерируемого импульса МРИ больше во втором варианте постановки расчёта вследствие того, что пинчующаяся вольфрамовая плазма достигает больших значений плотности при одновременной реализации более высокой мощности джоулевой диссипации энергии в приосевой области лайнерной камеры. В свою очередь, данный эффект обусловлен 3D-развитием магнитной Рэлей-Тейлоровской неустойчивости в токонесущей плазме на стадии её ускорения [4].

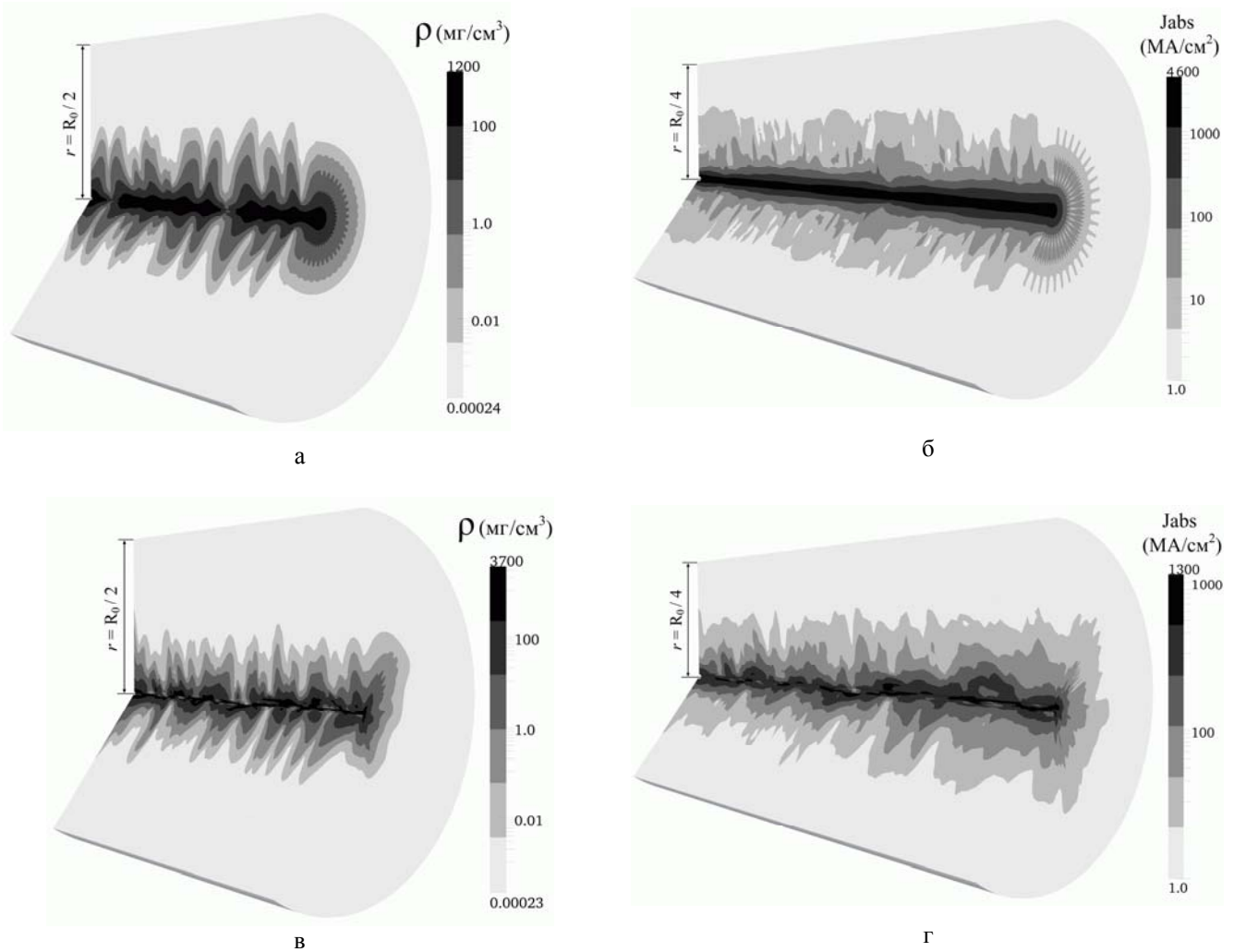


Рис. 5. Пространственные разрезы плотности плазмы и плотности тока на моменты максимумов импульсов МРИ при коррелированных а), б) и некоррелированных в), г).

Список литературы

1. Селемир В. Д., Демидов В. А., Ермолович В. Ф. и др. Исследование генерации мягкого рентгеновского излучения в Z-пинчах с запиткой от спиральных взрывомагнитных генераторов // Физика плазмы, Т. 33, № 5, 2007, с. 424–434.

2. Orlov A. P., Selemir V. D., Repin P. B., Ermolovich V. F. Two-dimensional numerical simulation of axial magnetic flux compression in Z-Θ pinch configuration. Proc. 15th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Monterey, 2005, pp. 296–299.

3. Repin B. G., Orlov A. P., Repin P. B., and Selemir V. D. Calculation Method of Radiation Spectral Transfer in Frameworks of Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Code FLUX-rz. // IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 38, No. 8, 2010, pp. 1822–1827.

4. Edmund P.Yu., Cuneo M.E., Desjarlais M.P., et al. Three-dimensional effects in trailing mass in the wire-array Z-pinch // Physics of Plasmas, V. 15, 056301, 2008.

5. Репин Б. Г., Орлов А. П. Численное моделирование многопроволочных Z- и Z-Θ пинчей с помощью магнитогидродинамического кода FLUX-3D. // В сб. докладов «Мощная импульсная электрофизика». Международная конференция XIV Харитоновские тематические научные чтения. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013. С. 104–109.

6. Баско М. М. Уравнение состояния металлов в приближении среднего иона // Теплофизика высоких температур. Т. 23, Вып.3, С. 483–491, 1985.

7. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы, вып. 1. М.: Атомиздат, 1963. С. 183–272.

8. Сасоров П. В. Электросопротивление перетяжек Z-пинчей // Физика плазмы, Т. 18, № 3, С. 275–287, 1992.

9. Александров В. В., Браницкий А. В., Волков Г. С., и др. Динамика гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием // Физика плазмы, 2001, т. 27, № 2, с. 99–120.

10. Spielman R. B., Deeney C., Chandler G. A., et al. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ. Phys.Plasmas, V. 5, No. 5, 1998, pp. 2105–2111.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПАКТНОГО ВНУТРИОБЛАЧНОГО РАЗРЯДА И ГЕНЕРИРУЕМОГО ИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА

Е. И. Бочков, Л. П. Бабич, И. М. Куцык

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

В рамках представления о лавине релятивистских убегающих электронов (УЭ) выполнено численное моделирование компактного внутриоблачного разряда (compact intracloud discharge – CID) как генератора мощных природных электромагнитных импульсов (ЭМИ) ВЧ-УВЧ излучения – узких биполярных импульсов (narrow bipolar pulses – NBP). Для нескольких значений перенапряжения поля и высоты, на которой развивается разряд, вычислены числа инициирующих лавину электронов, при которых расчетные характеристики ЭМИ согласуются с измеренными параметрами NBP. Отмечаются затруднения гипотезы об участии широких атмосферных ливней в инициировании лавины. Разряд, способный генерировать NBP, порождает УЭ в количествах, близких к числу УЭ в источнике атмосферных γ-вспышек (terrestrial γ-ray flashes – TGFs), что может быть свидетельством о едином источнике NBP и TGF.

Введение

В 1980-х годах в грозовой атмосфере обнаружены, а затем исследованы [1–13] электромагнитные импульсы (ЭМИ) ВЧ-УВЧ диапазона, более мощные, нежели ЭМИ разрядов молнии на землю или «нормальных» внутриоблачных разрядов [11]. Импульсы характеризуются малой длительностью порядка нескольких десятков микросекунд и характерной биполярной формой, в связи с чем в научной литературе идентифицируются как «узкие биполярные импульсы» (narrow bipolar pulses – NBPs).

Предполагается, что источником NBP являются компактные внутриоблачные разряды (compact intracloud discharges - CIDs) [3]. Несмотря на внимание исследователей к этим, по-видимому, наиболее мощным атмосферным генераторам широкополосного ВЧ-УВЧ излучения [5; 11], природа CID остается неясной. Предложена гипотеза [14, 15], согласно которой источником NBP является пробой на убегающих электронах (УЭ) [16], инициируемый широким атмосферным ливнем (ШАЛ), порождаемым космической частицей с энергией 10^{17}–10^{19} эВ. Предполагается следующая последовательность процессов. Электроны ШАЛ с энергиями, превышающими порог убегания ε_{th} в грозовом электрическом поле, ускоряются и в ионизующих соударениях с молекулами порождают новые электроны, малая часть которых также способна ускоряться. В результате развивается лавина релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) высоких энергий, сопровождающаяся генерацией большого числа электронов в подпороговой области энергий $\varepsilon \le \varepsilon_{th}$, ток которых и создает NBP. Идея об участии ШАЛ в генерации NBP, однако, уязвима, поскольку зарегистрированы 4 % NBP, которые приходили парами с разновременностью менее 200 мс [11], много меньшей разновременности между последовательными событиями ШАЛ. Альтернативным источником УЭ может являться лидер молнии: часть электронов в сильном поле лидера набирает энергию порядка сотен эВ и, оказываясь в режиме убегания ($\varepsilon \ge \varepsilon_{th}$), порождает ЛРУЭ [17; 18].

Целью нашего исследования является развитие идеи об участии УЭ в механизме CID [9, 14, 15]. Выполнено численное 2D моделирование разряда в самосогласованном поле. Для нескольких значений напряженности поля и высоты, на которой развивается разряд, вычислены числа инициирующих ЛРУЭ затравочных УЭ N_{re}^{0}, при которых расчетные характеристики ЭМИ, наилучшим образом согласуются с измеренными параметрами NBP. Природа источника затравочных УЭ не конкретизируется.

Математическая постановка задачи

Исследования процессов в грозовом поле с участием УЭ ведутся в терминах перенапряжения поля $\delta = eE/\left(F_{\min}P\right)$ относительно минимума силы трения, действующей на электрон

$F_B^{\min} = 218 \cdot P$ кВ/(м·атм.) в результате неупругих взаимодействий с молекулами атмосферы [19–21]. Развитие ЛРУЭ в воздухе возможно, начиная с $\delta_{th} \approx 1{,}3$ [22], чему соответствует критическая напряженность поля $E_{th} \approx 283$ кВ/м при нормальных условиях. То обстоятельство, что пороговое значение δ_{th} превышает 1, обусловлено рассеянием электронов на молекулах, в результате чего они в среднем движутся под некоторым углом к направлению электрической силы $-e\vec{E}$.

Используем ту же модель разряда, что и в работах [21, 23], где транспорт УЭ в описывается диффузионно-дрейфовым уравнением:

$$\frac{\partial n_{re}}{\partial t} + div\left(n_{re}\vec{\upsilon}_{re} - D_T \cdot \left(\vec{\nabla} n_{re} - \vec{\upsilon}_{re} \cdot \left(\vec{\upsilon}_{re} \cdot \vec{\nabla} n_{re}\right)\Big/ \upsilon_{re}^2\right) - D_L \cdot \vec{\upsilon}_{re} \cdot \left(\vec{\upsilon}_{re} \cdot \vec{\nabla} n_{re}\right)\Big/ \upsilon_{re}^2\right) = \nu_{re} \cdot n_{re} + S_{re}^{ext}. \quad (1)$$

Здесь n_{re} – концентрация УЭ; ν_{re} – коэффициент размножения (гибели) УЭ (runaway electron rate); $\vec{\upsilon}_{re} = -\upsilon_{re} \cdot \vec{E}/E$ – вектор и υ_{re} – абсолютная величина направленной скорости УЭ; D_T и D_L – коэффициенты поперечной и продольной диффузии УЭ; $S_{re}^{ext} = N_{re}^0 \cdot \delta(t) \cdot \delta\left(\vec{r} - \vec{r}_s\right)$ – внешний источник УЭ; $\vec{r}_s$ – положение источника УЭ.

Модель включает описание кинетики электронов низких энергий (*e*), положительных (*p*) и отрицательных (*n*) ионов:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial n_e}{\partial t} + div\, n_e \vec{\upsilon}_e = \\
&= (\nu_{ion} - \nu_{att}) \cdot n_e - \beta_{ep} \cdot n_e \cdot n_p + \nu_{ep} \cdot n_{re} + S_{ep}, \\
&\frac{\partial n_p}{\partial t} + div\, n_p \vec{\upsilon}_p = \\
&= \nu_{ion} \cdot n_e - \beta_{ep} \cdot n_e \cdot n_n - \beta_{pn} \cdot n_p \cdot n_n + \nu_{ep} \cdot n_{re} + S_{ep}, \\
&\frac{\partial n_n}{\partial t} + div\, n_n \vec{\upsilon}_n = \\
&= \nu_{att} \cdot n_e - \beta_{pn} \cdot n_p \cdot n_n.
\end{aligned} \quad (2)$$

Здесь n_e, n_p, n_n – концентрации; $\vec{\upsilon}_e = -\mu_e \vec{E}$, $\vec{\upsilon}_p = \mu_p \vec{E}$, $\vec{\upsilon}_n = -\mu_n \vec{E}$ – скорости дрейфа, μ_e и $\mu_{p,n}$ – подвижности электронов и ионов; ν_{ion} – частота ионизации молекул воздуха электронами; β_{ep} и β_{pn} – коэффициенты рекомбинации положительных ионов с электронами и отрицательными ионами; ν_{att} – частота прилипания электронов; ν_{ep} – частота генерации электронов низких энергий в соударениях УЭ с молекулами; S_{ep} – внешний источник электрон-ионных пар, обусловленный фоновым космическим излучением.

Система уравнений (1) и (2) замыкается уравнением для самосогласованного поля:

$$\begin{aligned}
\vec{E} &= -\vec{\nabla}\varphi_{\text{int}} + \vec{E}_{ext}, \\
\Delta\varphi_{\text{int}} &= -\frac{e}{\varepsilon_0}\left(n_p - n_n - n_e - n_{re}\right),
\end{aligned} \quad (3)$$

где $\vec{E}_{\text{ext}}$ – вектор напряженности внешнего грозового поля, φ_{int} – потенциал поля пространственного заряда, созданного в результате движения заряженных частиц.

Использованы те же, что и в работах [21, 23] зависимости от напряженности поля и давления коэффициентов, входящих в уравнения (1) и (2), и начальные и граничные условия для системы (1)–(3). Решается двумерная задача в цилиндрической системе координат: аксиальной *z*, направленной по высоте и ортогональной ей радиальной координате ρ. Поскольку длительность CID крайне мала, внешнее поле (поле грозового облака) в данной задаче полагается стационарным и создается двумя плоскими равномерно заряженными слоями зарядов разного знака с толщиной Δz:

$$\vec{E}_{ext}(\vec{r}) = E_{ext}(z) \cdot \vec{e}_z = \vec{e}_z \times \begin{cases} E_m \cdot \dfrac{(z_b - z)}{\Delta z}, & z_b < z < z_b + \Delta z \\ -E_m, & z_b + \Delta z < z < z_t - \Delta z \\ E_m \cdot \dfrac{(z - z_t)}{\Delta z}, & z_t - \Delta z < z < z_t \end{cases} \quad (4)$$

Здесь *z* – высота над уровнем моря, z_b и z_t – нижняя и верхняя граница области с полем, $E_m = \delta_{ext} \cdot F_B^{\min}\left(0{,}5 \cdot \left(z_b + z_t\right)\right)$ и δ_{ext} – модуль напряженности и перенапряжение поля в центре области. Вектор напряженности направлен вниз. Толщина Δz принята равной 200 м. Ввиду цилиндрической симметрии задачи напряженность поля в точке наблюдения зависит только от вертикальной *z* и радиальной ρ координат (рис. 1). NBP регистрируются, в основном, на расстояниях порядка десятков–сотен километров от источников [11–13], когда основной вклад в измеряемое поле вносит радиационная составляющая. Для ее расчета в точке наблюдения (observation) (z_{ob}, ρ_{ob}) используем известную формулу:

$$\vec{E}(z_{ob},\rho_{ob},t) = -\frac{\partial \vec{A}(z_{ob},\rho_{ob},t)}{\partial t},$$
$$\vec{A}(z_{ob},\rho_{ob},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2}\int_{V_{dis}} \frac{\vec{j}(z,\rho,t-R/c)}{R}\rho d\varphi d\rho dz \quad (5)$$

где

$R(z_{ob}, z, \rho_{ob}, \rho, \varphi) = \sqrt{(z-z_{ob})^2 + \rho^2 + \rho_{ob}^2 - 2\rho\rho_{ob}\cos\varphi}$,

V_{dis} – объем области, в которой развивается разряд; $\vec{j} = e\cdot\left(n_p\cdot\vec{\upsilon}_p - n_n\cdot\vec{\upsilon}_n - n_{re}\cdot\vec{\upsilon}_{re} - n_e\cdot\vec{\upsilon}_e\right)$ – плотность тока.

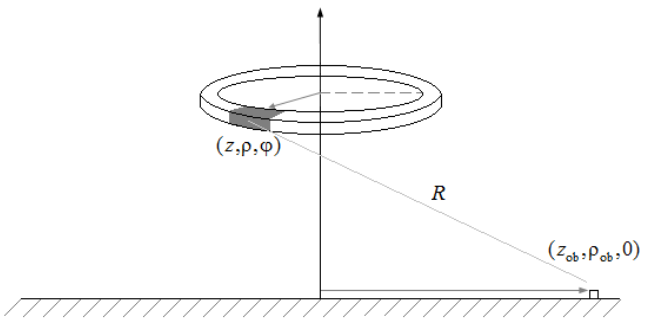


Рис. 1. Геометрическая схема расчета электрического поля в точке наблюдения (z_{ob}, ρ_{ob})

Результаты вычислений и их анализ

В наземных наблюдениях измеряется вертикальный компонент напряженности поля (в наших обозначениях *z*-компонент), поэтому далее под напряженностью понимается величина E_z. Согласно статистике 71 % NBP (9190 из 12892), зарегистрированных в 1998–1999 годах с помощью Los Alamos Spheric Array, имеют положительную полярность (предполагается, что ось OZ направлена вверх – physical sign convention) [24]. В работе [11] описана феноменология 157 NBP положительной полярности, зарегистрированных в августе-сентябре 2008 г. в Gainesville (Флорида, США), причем отмечается, что за то же время были записаны только 4 импульса отрицательной полярности. Мы моделируем только положительные импульсы, как доминирующие в статистике. Положительная полярность импульса соответствует переносу отрицательного заряда вверх либо положительного – вниз, что, в свою очередь, согласуется с типичным распределением зарядов внутри облака: положительный заряд наверху, отрицательный внизу.

Характеризуем ЭМИ четырьмя величинами: модулями напряженности поля в максимуме $E_z^{\max}$ и в минимуме $E_z^{\min}$ и двумя интервалами времени $\Delta t_{0,1}^{\max}$ и $\Delta t_{0,1}^{\min}$. Величина $\Delta t_{0,1}^{\max}$ определяется как отрезок времени между моментом, когда напряженность поля достигает 10 % от максимального значения $E_z^{\max}$, и моментом, когда поле становится равным нулю. Аналогичным образом определяется $\Delta t_{0,1}^{\min}$. В работе [11] для набора из 48 импульсов рассчитаны геометрические средние значения следующих величин: высота источника излучения 16 км; максимум напряженности поля 20 В/м, нормированный на случай для расстояния 100 км до источника; полная длительность импульса 23 мкс; длительность первого полуцикла 5,6 мкс; модуль отношения максимума напряженности поля к минимуму 5.7.

Согласно измерениям Маршалла и др. [25, 26] напряженность поля внутри грозовых облаков, приведенная к нормальным условиям, не превышает 3–4 кВ/см, чему соответствуют δ = 1,5–2. В настоящем сообщении приведены результаты расчетов, выполненных для δ_{ext} = 2 и δ_{ext} = 3. Чтобы оценить зависимость параметров ЭМИ от высоты, расчеты выполнялись для двух значений верхней границы z_t области с полем: 8 км и 16 км. По вертикали размер этой области определяется числом длин усиления ЛРУЭ $\zeta_{ext} = \int_D \frac{\nu_{re}(\delta(z))\cdot dz}{u(\delta(z))}$, где интегрирование ведется вдоль оси симметрии задачи внутри области *D*, где δ_{ext} больше 1,3. Расчеты выполнены для ζ_{ext} = 11, 15 и 20. Следует отметить, что согласно пределу по обратной релятивистской связи (relativistic feedback – RFB) [27, 28] ζ не может превышать ~11 (e^{ζ} ~10^4–10^5) для случая однородного поля [27]. Источник УЭ располагался на нижней границе области *D*. Число УЭ в источнике N_{re}^0 принято равным $5\cdot10^{11}$, $7{,}5\cdot10^9$, $5\cdot10^7$ соответственно для ζ_{ext} = 11, 15 и 20. Величина N_{re}^0 подобрана так, чтобы рассчитанные значения $E_z^{\max}$ в «точке наблюдения» (z_{ob} = 0 км, ρ_{ob} = 100 км) были близки к 20 В/м. Вычисленные параметры ЭМИ представлены в табл. 1. На рис. 2 иллюстрируются ЭМИ, рассчитанные для случая ζ_{ext} = 11.

Таблица 1

Расчетные параметры ЭМИ. $z_{ob} = 0$ км, $\rho_{ob} = 100$ км.

δ_{ext}	z_t, км	ζ_{ext}	N_{re}^0	E_z^{max}, В/м	$\lvert E_z^{min} \rvert$, В/м	$\Delta t_{0,1}^{max}$, мкс	$\Delta t_{0,1}^{min}$, мкс
2	8	11	$5 \cdot 10^{11}$	29,6	22,7	1,9	2,4
2	8	15	$7{,}5 \cdot 10^{9}$	29,2	22,3	1,9	2,4
2	8	20	$5 \cdot 10^{7}$	23,9	18,2	1,9	2,5
3	8	11	$5 \cdot 10^{11}$	44,2	24,4	1,1	2,1
3	8	15	$7{,}5 \cdot 10^{9}$	51,3	28,6	1,1	2,1
3	8	20	$5 \cdot 10^{7}$	38,2	22,2	1,2	2,1
2	16	11	$5 \cdot 10^{11}$	20,2	7,4	4,9	14,7
2	16	15	$7{,}5 \cdot 10^{9}$	18,8	7,1	4,8	15,0
2	16	20	$5 \cdot 10^{7}$	17,5	6,4	4,7	15,2
3	16	11	$5 \cdot 10^{11}$	21,9	6,2	3,1	12,8
3	16	15	$7{,}5 \cdot 10^{9}$	23,9	7,0	3,1	12,6
3	16	20	$5 \cdot 10^{7}$	21,5	6,3	3,1	12,7

Видно, что параметры ЭМИ, вычисленные для $z_t = 8$ км, не согласуются с экспериментальными данными. Так, длительность ЭМИ около 4 мкс значительно меньше средней измеренной длительности NBP 23 мкс [11]. Отношение модуля амплитуд первого и второго полуциклов равно примерно 1,5, что также сильно отличается измеренного отношения 5,7 [11]. Результаты, полученные для $z_t = 16$ км, неплохо описывают данные экспериментов. Так, расчетные значения полной длительности и длительности первого полуцикла ЭМИ для $\delta_{ext} = 2$ равны примерно 20 и 5 мкс соответственно, что близко к экспериментальным значениям. Отметим, что увеличение длительности ЭМИ с ростом высоты связано с падением плотности воздуха, поскольку длительность второго полуцикла определяется временем прилипания электронов, которое растет с высотой. Модуль отношение максимума напряженности поля к минимуму для $z_t = 16$ км, равное примерно 3, почти в два раза меньше среднего экспериментального значения 5,7.

ЭМИ, рассчитанный для $\zeta_{ext} = 11$, хорошо согласуется с ЭМИ, зарегистрированным на Los Alamos Spheric Array (рис. 3).

Обсудим вопрос о природе источника УЭ, основываясь на результатах расчетов с числом $\zeta_{ext} = 11$, предельным по релятивисткой связи REB. В этом случае, чтобы получить наблюдае-

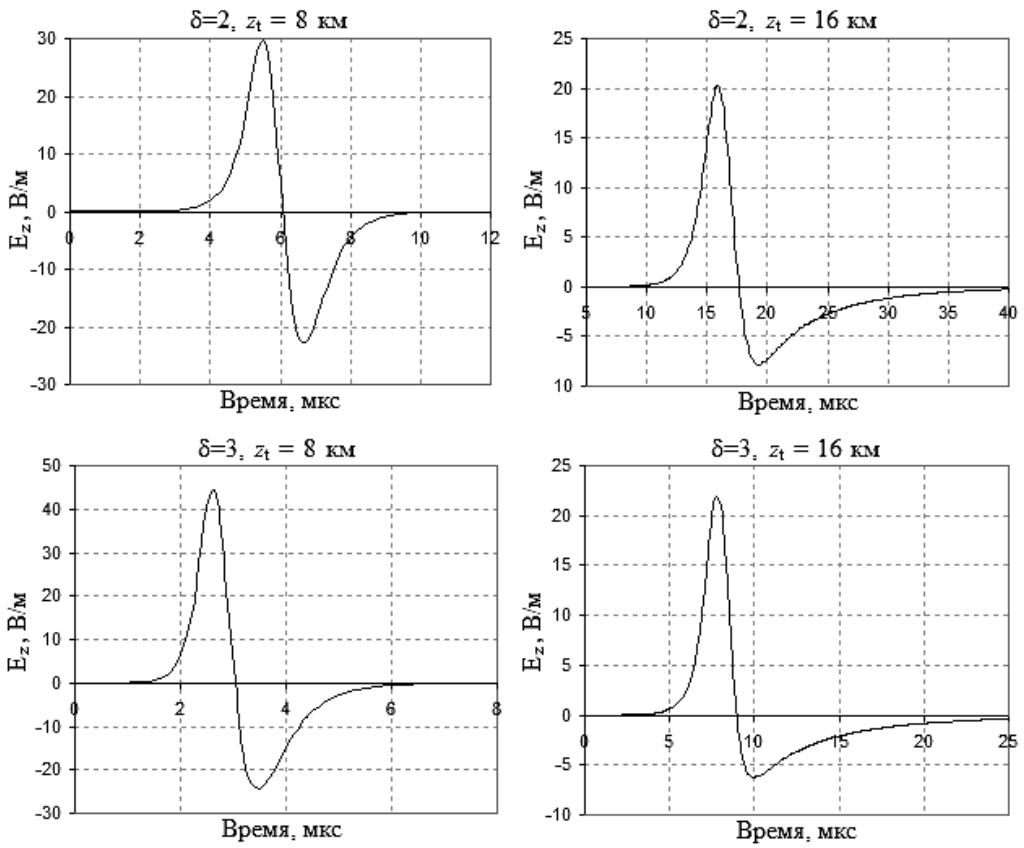


Рис. 2. Результаты расчетов вертикального компонента напряженности электрического поля ЭМИ в точке «наблюдения» на поверхности Земли $z_{ob} = 0$ км, $\rho_{ob} = 100$ км для $\zeta_{ext} = 11$

мую амплитуду ЭМИ, требуется $5 \cdot 10^{11}$ УЭ в источнике (табл. 1). Нами численно моделировался [29] наземный эксперимент по регистрации рентгеновского излучения лидера молнии [30]. Для согласия с данными измерений число УЭ, генерируемых одной ступенью лидера, в различных редакциях эксперимента и моделирования должно находиться в интервале $4 \cdot (10^9 – 10^{11})$, что близко к $5 \cdot 10^{11}$. Следовательно, лидер может быть источником релятивистских лавин, отвечающих за развитие CID и, в конечном итоге, за NBP.

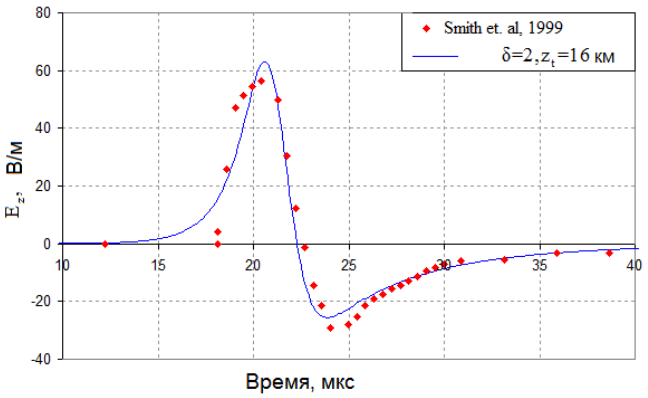


Рис. 3. Вычисленный ЭМИ в точке «наблюдения» (observation) на поверхности Земли $z_{ob} = 0$ км, $\rho_{ob} = 32{,}2$ км для $\zeta_{ext} = 11$ и результаты измерений [3]

Оценим возможность того, что источником необходимого числа «затравочных» УЭ может являться ШАЛ. Космическая частица с энергией 10^{16} эВ при прохождении через атмосферу в грозовом поле с $\delta_{ext} = 2$ может создать в максимуме распределения по высоте 10^5 УЭ/м [31]. Следовательно, частица с энергией $\sim 10^{19}$ эВ может создать 10^8 УЭ/м. Такая частица, движущаяся в поле с $\delta_{ext} = 2$ вертикально вниз на высотах ~16 км на одной длине усиления ЛРУЭ $l_{re} \approx 250$ м (согласно данным [32] для времени усиления ЛРУЭ при 1 атм.) создаст $2{,}5 \cdot 10^{10}$ электронов, что на порядок меньше числа УЭ $5 \cdot 10^{11}$, необходимого для получения амплитуды ЭМИ, равной амплитуде NBP. Кроме того, максимум плотности затравочных УЭ, порождаемых частицей с энергией 10^{16} эВ, двигающейся по вертикали, достигается на высоте 4 км [31], т. е. ниже 16 км. В случае частицы с энергией 10^{19} эВ максимум, скорее всего, должен находиться ниже уровня Земли. В случае, когда первичная космическая частица движется горизонтально, чтобы создать $5 \cdot 10^{11}$ «затравочных» УЭ, ШАЛ должен в грозовом поле пройти путь $l \sim \left(5 \cdot 10^{11} / 10^8 \text{ м}^{-1}\right) = 5$ км. Поток частиц с энергией, превышающей 10^{19} эВ, на границе атмосферы равен примерно $\Phi \approx 4 \cdot 10^{-13}$ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ [33]; следовательно, чтобы хотя бы одна частица с энергией $\sim 10^{19}$ эВ и более пересекла облако с радиусом $R_{cl} \sim l/2 = 2{,}5$ км необходимо время $\left(\Phi \times \pi R_{cl}^2\right)^{-1} \sim 10^5$ с, т. е. более суток. Очевидно, что время жизни грозового поля существенно меньше. Таким образом, участие космических частиц высоких энергий в генерации NBP маловероятно.

Заключение

Развивая идею об участии лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) в механизме слабо изученных компактных внутриоблачных разрядов CID [9, 14, 15], являющихся мощными генераторами природного широкополосного излучения ВЧ-УВЧ диапазона (NBP), в приближении сплошной среды построена 2D модель разряда в самосогласованном поле с учетом кинетики УЭ высоких энергий, электронов низких энергий, положительных и отрицательных ионов. Без конкретизации источника электронов, инициирующих ЛРУЭ, выполнено численное моделирование разряда для нескольких значений перенапряжения грозового поля δ_{ext}, длин усиления ЛРУЭ ζ_{ext} и высоты, на которой развивается разряд, вычислены числа затравочных электронов N_{re}^0, при которых расчетные характеристики ЭМИ согласовались бы с измеренными усредненными параметрами NBP [11]: длительностью первого полуцикла $\Delta t_{0,1}^{\max} \approx 5{,}6$ мкс, полной длительностью NBP $\Delta t_{0,1}^{\max} + \Delta t_{0,1}^{\min} \approx 23$ мкс и модулем отношения максимума напряженности поля к минимуму $\left|E_z^{\max} / E_z^{\min}\right| = 5{,}7$. Так, для верхней границы $z_t = 16$ км области с полем, величиной перенапряжения поля $\delta_{ext} = 2$ и числа длин усиления лавины в е раз $\zeta_{ext} = 11$ (ограничение по RFB) вычисленные значения $\Delta t_{0,1}^{\max} \approx 5$ мкс и $\Delta t_{0,1}^{\max} + \Delta t_{0,1}^{\min} \approx$ ≈ 20 мкс близки к результатам измерений. Отношение $\left|E_z^{\max} / E_z^{\min}\right| \approx 3$ почти в два раза меньше среднестатистического измеренного, что, возможно, обусловлено отличием модельного поля от реальной структуры поля грозового облака.

Список литературы

1. Le Vine D. M. Sources of the strongest RF radiation from lightning // J. Geophys. Res. 1980. V. 85(C7). P. 4091.

2. Willett J. C., Bailey J. C., and Krider E. P. A class of unusual lightning electric field waveforms with very strong high-frequency radiation // J. Geophys. Res. 1989. V. 94(D13). P. 255.

3. Smith D. A. et al. A distinct class of isolated intracloud discharges and their associated radio emissions. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 4189.

4. Rison W. et al. A GPS - based three - dimensional lightning mapping system: Initial observations in central New Mexico // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26(23). P. 3573.

5. Thomas R. et al. Observations of VHF source powers radiated by lightning // Geophys. Res. Lett. 2001. V.28(1). P. 143.

6. Light T. and Jacobson A.R. Characteristics of impulsive VHF lightning signals observed by the FORTE satellite // J. Geophys. Res. 2002. V.107(D24). doi:10.1029/2001JD001585. P. 4576.

7. Jacobson A.R. How do the strongest radio pulses from thunderstorms relate to lightning flashes? // J. Geophys. Res. V.108(D24). 2003. doi:10.1029/2003JD003936. P. 4778.

8. Hamlin T. et al. *Lightning; Principles, Instruments and Applications*. 2009. Edited by H.D. Betz, U. Schumann, and P. Laroche Springer, New York. P. 287–307.

9. Tierney H.E. et al. Radio frequency emissions from a runaway electron avalanche model compared with intense, transient signals from thunderstorms // J. Geophys. Res. 2005. V.110. D12109. doi:10.1029/2004JD005381.

10. Suszcynsky D.M. and Lay E. H. Case Study of a Strong Narrow Bipolar Event Producing Storm on 2–3 July 2005 // 2009. Abstract AE43B ‑ 0278. 2005 AGU Fall Meeting, San Francisco, Calif.

11.Nag A., Rakov V.A., Tsalikis D., and Cramer J.A. On phenomenology of compact intracloud lightning discharges // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D14115.

12.Nag A., and Rakov V.A. Compact intracloud lightning discharges: 1. Mechanism of electromagnetic radiation and modeling // J. Geophys. Res. 2010. V. 115.

13. Nag A., and Rakov V.A. Compact intracloud lightning discharges: 2. Estimation of electrical parameters // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D20103. doi:10.1029/2010JD014237.

14. Gurevich A. V., Medvedev Y. V. and Zybin K. P. New type discharge generated in thunderclouds by joint action of runaway break-down and extensive atmospheric shower // Phys. Lett. A. 2004. V. 329. P. 348.

15. Gurevich A. V. and Zybin K. P. High energy cosmic ray particles and the most powerful discharges in thunderstorm atmosphere // Phys. Lett. A. 2004. V. 329. P. 341.

16. Gurevich A. V., Milikh G. M. and Roussel-Dupre R. A. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.

17. Dwyer J. R. Source mechanisms of terrestrial gamma-ray flashes // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. D10103. doi:10.1029/2007JD009248.

18. Celestin S. and Pasko V. P. Energy and fluxes of thermal runaway electrons produced by exponential growth of streamers during the stepping of lightning leaders and in transient luminous events // J. Geophys. Res. 2011. V.116. A03315. doi:10.1029/2010JA016260.

19. Coleman L. M., and Dwyer J. R. Propagation speed of runaway electron avalanches // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L11810. doi:10.1029/2006GL025863.

20. Kutsyk I.M., Babich L.P., Donskoi E.N. and Bochkov E.I. Numerical Analysis of the Concept of a Laboratory Experiment on the Demonstration of Runaway Electron Breakdown under Normal Conditions at High Overvoltages // JETP Letters. 2012. V. 95. №.12. P. 631–636.

21. Babich L.P., Bochkov E.I., Dwyer J.R., Kutsyk I.M. Numerical simulations of local enhancement of thundercloud field capable of lightning initiation trigger, allowing for the runaway electron avalanches seeded by cosmic rays // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. A09316. Doi: 10.1029/2012JA017799117.

22. Dwyer J. R. The initiation of lightning by runaway air breakdown // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L20808. Doi:10.1029/2005GL023975.

23. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм инициирования молнии, основанный на развитии лавин релятивистских убегающих электронов, инициируемых фоновым космическим излучением. Численное моделирование // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. № 5. С. 1028–1038.

24. Smith D. A. et al. A distinct class of isolated intracloud discharges and their associated radio emissions // J. Geophys. Res. 1999. 104(D4). P. 4189–4212.

25. Marshall T.C. et al. Rocket and balloon observations of electric field in two thunderstorm // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 815.

26. Marshall T. C. et al. Observed electric fields associated with lightning initiation // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L03813. doi:10.1029 / 2004GL021802.

27. Dwyer J. R. A fundamental limit on electric fields in air. Geophys // Res. Lett. 2003. V. 30. doi:10.1029/2003GL017781. P. 2055.

28. Babich L. P., Donskoy E. N., Kutsyk I.M. and Roussel- Dupré R. A. The Feedback Mechanism of Runaway Air Breakdown // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. 1–5.

29. Babich L. P., Donskoĭ E. N., Dwyer J. R., Kutsyk I. M. Analysis of the experiment on the registration of x-rays of the stepped leader of the lightning discharge to the ground // J. of Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2573–2582. Doi: 10.1002/jgra.50236.

30. Dwyer J. R. et al. X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L01803. doi:10.1029 / 2004GL021782.

31. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Источник убегающих электронов в поле грозового облака, обусловленный космическим излучением // Геомагн. и аэрон. 2007. Т. 47. С. 709–713.

32. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Илькаев Р. И., Куцык И. М., Рюссель–Дюпре Р. А. Фундаментальные характеристики лавины релятивистских убегающих электронов в воздухе // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 7. С. 666–674.

33. Berezinskii V. S. et. al. Astrophysics of Cosmic Rays. Elsevier. New York. 1990.

34. Fishman G. J. et al. Discovery of Intense Gamma – Ray Flashes of Atmospheric Origin // Science. 1994. V. 264. P. 1313.

35. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., and Barrington-Leigh C.P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV. // Science. 2005. V.307. P.1085.

36. Briggs M. S. et al. First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor // J. Geophys. Res. 2010. V.115. A07323. doi:10.1029/2009JA015242.

37. Briggs M. S. et al. Electron-positron beams from terrestrial lightning observed with Fermi GBM // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. L02808. doi:10.1029/2010GL046259.

38. Connaughton V. et al. Associations between Fermi Gamma-ray Burst Monitor terrestrial gamma ray flashes and sferics from the World Wide Lightning Location Network // J. Geophys. Res. 2011. V. 115. A12307. doi:10.1029/2010JA015681.

ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА СУБНАНОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМОГО РАЗРЯДОМ В ОТКРЫТОЙ АТМОСФЕРЕ

Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, А. В. Родигин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Впервые наблюдалось излучение Вавилова – Черенкова пикосекундного ($\Delta t_{0,5} \approx 0{,}15$ нс) импульса убегающих электронов (УЭ) высоких энергий, генерируемых электрическим разрядом в открытой атмосфере. Измеренная длительность излучения $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}4$ нс, ограничена временным разрешением системы регистрации. Впервые со стопроцентной достоверностью установлено, что спектр УЭ в столь плотной среде как воздух атмосферного давления простирается гораздо выше энергии 178 кэВ.

Введение

Черенковские детекторы широко используются для измерений импульсов ионизующих излучений высоких энергий в связи с безинерционностью излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ) и отсутствием постлюминесценции [1, 2]. Пороговый характер ИВЧ гарантирует получение достоверной информации о том, что распределение по энергиям частиц, возбуждающих ИВЧ, простирается в область энергий выше порога. Поскольку ИВЧ сопровождается люминесценцией, в качестве радиатора используются вещества с низким уровнем люминесценции, в частности, широко используется оргстекло (полиметилметакрилат) [1, 2]. В предлагаемом сообщении впервые наблюдалось ИВЧ пикосекундного импульса убегающих электронов (УЭ) высоких энергий, генерируемых электрическим разрядом в столь плотной среде как воздух атмосферного давления. Впервые со стопроцентной достоверностью установлено, что спектр УЭ при разрядах в открытой атмосфере простирается выше пороговой энергии ИВЧ в оргстекле: 178 кэВ.

Постановка экспериментов

В качестве источника импульсов высокого напряжения используется высоковольтный блок малогабаритного рентгеновского аппарата [3] с емкостью $C_0 \approx 50$ пФ и индуктивностью $L_0 \approx 80$ нГн. Основными его элементами являются импульсный повышающий трансформатор и разрядник, формирующий субнаносекундный фронт импульса напряжения. В настоящей работе использовался разрядник Р-43 на напряжение ~140–150 кВ [4], обеспечивающий в режиме холостого хода импульс напряжения с субнаносекундным фронтом и амплитудой ~250–270 кВ. Разряды выполнялись в камере, включающей диод с ненакаливаемым катодом, соединенный с разрядником последовательно. Энергия и выход УЭ зависит от конфигурации диода, которая характеризуется, прежде всего, радиусом кривизны рабочей поверхности катода r_{cath} и межэлектродным расстоянием d. Использовались два катода: стальной стержень диаметром 12 мм с конической рабочей поверхностью и углом заострения вершины $2\alpha = 60°$ («острый катод») [5–7] и пять параллельных друг другу лезвий, изготовленных из тантала и закрепленных ортогонально поверхности плоского диска диаметром 10 мм на фокусирующем цилиндре [8]. Анод − плоский, изготовленный из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм. В описываемых экспериментах межэлектродное расстояние d варьировалось в диапазоне 15–20 мм.

Импульс тока УЭ регистрировался коллектором, в качестве которого использовался алюминиевый диск диаметром 20 мм, располагавшийся вне газоразрядного диода на расстоянии 7 мм от анода. Сигнал с коллектора по радиочастотному кабелю длиной 8 м подавался непосредственно на осциллограф. В качестве радиатора ИВЧ использовался диск из оргстекла диаметром 2 см и толщиной 2 мм, который размещался за анодом. ИВЧ и люминесценция радиатора регистрировались фотоэлементом СДФ-14 (разрешающее время на полувысоте $\tau_{0,5}$ ~0,2 нс) и ФЭУ СНФТ-8 ($\tau_{0,5}$ ~1,5 нс).

Характеристики импульсов убегающих электронов

При подаче импульса высокого напряжения с субнаносекундным фронтом на газоразрядном диоде в открытой атмосфере реализуются многократные перенапряжения и развивается разряд, в котором генерируется субнаносекундный импульс УЭ с энергией в диапазоне сотен кэВ [5–7]. В случае достаточно больших межэлектродных расстояний d развивается объемный разряд, подобный разряду с внешней предионизацией [9]. Установлено, что именно в объемных разрядах реализуется максимальный выход УЭ с максимальной энергией [6]. Количество УЭ, регистрируемых коллектором, не превышает величин ~ $(0{,}5–1)\cdot10^9$ при использовании в качестве катодов металлических стержней с различной кривизной рабочей поверхности [5–7]. Распределение электронов по энергиям иллюстрируется на рис. 1 для одной из конфигураций диода. Распределение достигает максимального значения при энергии $\varepsilon_m \approx 270$ кэВ, существенно превышающей величину $eU_{\max}$, соответствующую максимальному значению импульса напряжения, реализующегося во время разряда (электроны аномальной энергии [6]). Измеренная ширина распределения $\Delta\varepsilon_{meas} \approx 60$ кэВ. Поскольку для измерения распределения требовались сотни импульсов, то на величину $\Delta\varepsilon_{meas}$ влиял разброс (~10 %) амплитуды напряжения пробоя разрядника и амплитуды напряжения, реализующегося на диоде. По этой причине, а также вследствие рассеяния в веществе и геометрических факторов, распределение сильно уширено. Поэтому собственная ширина распределения в каждом отдельном разряде $\Delta\varepsilon_{intr}$ намного меньше $\Delta\varepsilon_{meas}$, так что $\varepsilon_m >> \Delta\varepsilon_{intr}$, и можно говорить о почти моноэнергетическом пучке электронов.

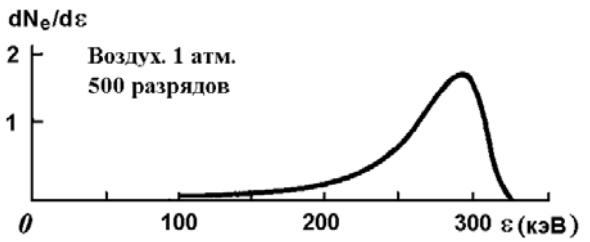


Рис. 1. Распределение электронов по энергиям [6]. В режиме холостого хода амплитуда импульса напряжения ~270 кВ. Межэлектродное расстояние $d = 20$ мм, радиус кривизны рабочей поверхности катода $r_{cath} = 200$ мкм, анод − алюминиевая фольга толщиной 8 мкм. $N_e \approx (0{,}5–1)\cdot10^9$ e^-/разряд.

Типичная осциллограмма импульса тока УЭ, генерируемого разрядом в диоде с катодом из серии лезвий, иллюстрируется на рис. 2а. Длительность импульса на полувысоте $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}15$ нс.

Регистрация излучения Вавилова – Черенкова

Попытки зарегистрировать ИВЧ в экспериментах с «острым катодом», оказались безуспешными: генерируемый импульс УЭ не обеспечивал сигнал с коллектора, достоверно превышающий уровень электромагнитных наводок. В конфигурации с катодом из набора лезвий число УЭ увеличивается в 4–5 раз, плотность потока электронов,

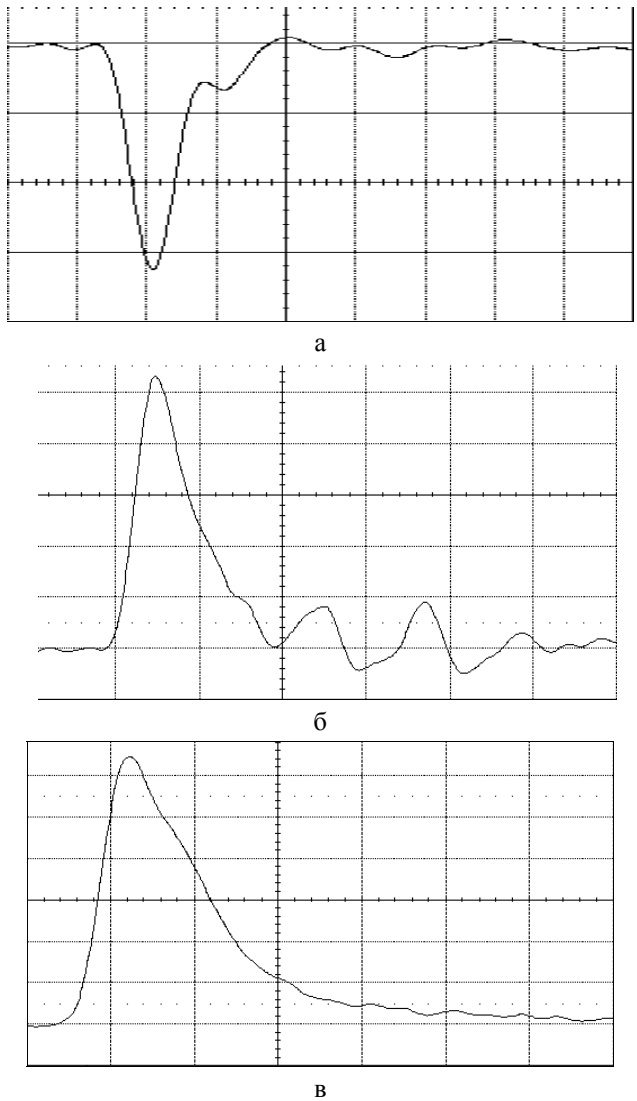


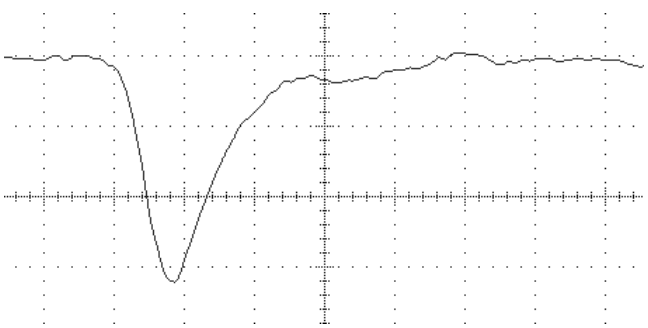
Рис. 2. Ток убегающих электронов на коллектор, $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}15$ нс (а); свечение оргстекла, $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}40$ нс (б); свечение сцинтиллятора Б18, $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}65$ нс (в). Развертка: а − 0,2 нс на клетку; б, в − 0,5 нс на клетку. СДФ-14 ($\tau_{0,5} \sim 0{,}2$ нс), осциллограф Le Croy Wavemaster-8500A с полосой пропускания 5 ГГц

падающих на коллектор, достигает величины ~(0,5–0,7) · 10^9 1/см^2, что позволяет, располагая фотоэлемент СДФ-14 с радиатором из оргстекла непосредственно на аноде, регистрировать ИВЧ.

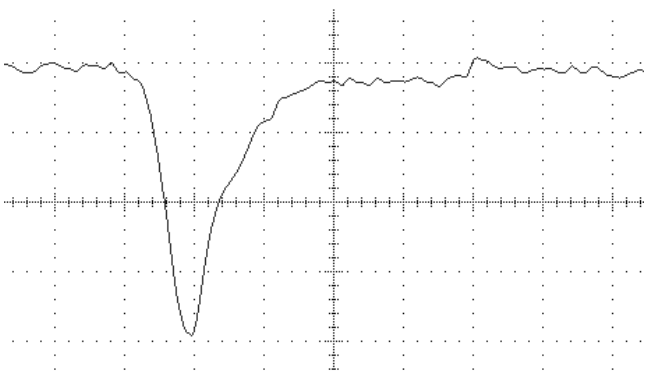
На рис. 2 приведены осциллограммы свечений оргстекла и «быстрой» сцинтиллирующей пластмассы Б18 ($\tau_{0,5}$ ~0,2 нс) [10], возбуждаемых импульсом УЭ. Длительность свечения оргстекла $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}4$ нс, люминесценции пластмассы Б18 – $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}65$ нс. Уже столь малая длительность свечения оргстекла, короче свечения пластмассы Б18, специально разработанной для измерений субнаносекундных импульсов излучений, является аргументом в пользу того, что регистрируется ИВЧ, а не люминесценция. Для повышения достоверности нами выполнено исследование относительного вклада люминесценции оргстекла.

Вклад люминесценции оргстекла

При регистрации ИВЧ в экспериментах с γ-излучения в области энергий квантов ~ 1 МэВ вклад люминесценции составляет величину ~2–7 % [2].



а



б

Рис. 3. Осциллограммы свечения блока оргстекла: люминесценция оргстекла, $\Delta t_{0,5} \approx 2{,}2$ нс (а); излучение Вавилова – Черенкова в оргстекле, $\Delta t_{0,5} \approx 1{,}6$ нс (б). Развертка 2 нс на клетку. ФЭУ СНФТ-8 ($\tau_{0,5}$ ~ 1,5 нс), осциллограф TDS 3052B с полосой пропускания 500 МГц.

Представляет интерес оценить вклад люминесценции в регистрируемый сигнал при более низких энергиях, характерных для источников ускоренных электронов и рентгеновского излучения на основе генераторов, подобных описанным в работах [3, 11–14], в том числе, генератора, используемого в настоящей работе, а также измерить длительность люминесценции оргстекла. Поскольку энергия УЭ $\varepsilon_e \approx 270$ кэВ превышает порог ИВЧ в оргстекле 178 кэВ, то для возбуждения только люминесценции энергию электронов необходимо понизить в область ниже порога. С этой целью на выходе газоразрядной камеры помещался алюминиевый фильтр толщиной 150 мкм. Поскольку потери энергии электронов в такой фольге и в слое воздуха толщиной 8 см между анодом и радиатором согласно данным [15] оцениваются величиной ~100 кэВ, естественно ожидать, что свечение, возбуждаемое в оргстекле электронами, прошедшими фильтр, в такой постановке является люминесценцией.

Эксперименты выполнены в конфигурации с катодом из набора параллельных лезвий. С помощью ФЭУ СНФТ-8 ($\tau_{0,5}$ ~1,5 нс) регистрировалось свечение, возбуждаемое отфильтрованным потоком электронов в радиаторе, в качестве которого использовался стандартный блок оргстекла диаметром 5 см и длиной 10 см. Электроны облучали торец блока, который размещался на расстоянии 8 см от анода. Осциллограмма свечения блока приведена на рис. 3а. Длительность импульса $\Delta t_{0,5} \approx 2{,}2$ нс.

В зарегистрированную длительность свечения $\Delta t_{0,5} \approx 2{,}2$ нс входит не только длительность люминесценции оргстекла, но и разрешающее время системы регистрации. Последнее определялось путем регистрации ИВЧ, возбуждаемого импульсом УЭ в блоке оргстекла. Напомним, что в связи с отсутствием послесвечения длительность ИВЧ определяется длительностью возбуждающего импульса электронов ($\Delta t_{0,5} \approx 0{,}15$ нс). Фильтр из алюминиевой фольги толщиной 150 мкм удалялся с окна газоразрядной камеры, на которое помещалась диафрагма диаметром 5 мм с целью уменьшения потока электронов до уровня, обеспечивающего регистрируемый сигнал в линейной области ФЭУ. Зарегистрированная осциллограмма ИВЧ приведена на рис. 3б. Длительность импульса $\Delta t_{0,5} \approx 1{,}6$ нс, соответствует разрешающему времени системы регистрации. Отсюда длительность люминесценции оргстекла оценивается величиной $\Delta t_{0,5} \sim \sqrt{(2{,}2)^2 - (1{,}6)^2}$ ~1,5 нс. Поскольку выход люминесценции прямо пропорционален полному

пробегу электронов, который почти обратно пропорционален их энергии, то с учетом поправки, учитывающей уменьшение энергии электронов на величину ~100 кэВ, вклад люминесценции в амплитуду сигнала оценивается величиной ~25 % при регистрации ИВЧ электронов с энергией ~270 кэВ.

Эффект тормозного излучения

Одновременно с ИВЧ неизбежно генерируется тормозное излучение. Поскольку длительность импульсов тормозного излучения и ИВЧ одинаковы и близка к длительности накачивающего импульса УЭ, невозможно различить импульсы ИВЧ и тормозного излучения по их длительности. Поэтому, сравнение энергетических выходов W_{ch} и W_{br} обеих видов излучения является единственным способом доказать, что регистрируется ИВЧ, а не тормозное излучение. Невозможно, однако, в эксперименте надежно выделить ИВЧ на фоне тормозного излучения именно из-за одинаковой длительности обоих импульсов. Чтобы сравнить W_{ch} и W_{br}, вычислим их отношение.

Используя классическую формулу для числа фотонов, излучаемых в области длин волн между λ_1 и λ_2 [1], энергия ИВЧ, излучаемая электроном на пути длиной $l(\varepsilon_{th})$, на котором его энергия уменьшается до пороговой величины ε_{th}, определяемой соотношением $\beta(\varepsilon_{th})n=1$, вычисляется следующим образом [1]:

$$W_{ch}=2\pi\alpha\frac{\lambda_2-\lambda_1}{\lambda_2\lambda_1}\hbar\Delta\omega\int_0^{l(\varepsilon_{th})}\left(1-\frac{1}{\beta(x)^2n^2}\right)dx. \quad (1)$$

Используя формулу для эффективного излучения тормозного излучения в низкочастотной области [17], энергию тормозного излучения электрона, излученную на пути $l(\lambda_2)$, на котором его энергия уменьшится до $\varepsilon(\lambda_2)=hc/\lambda_2$, может быть вычислена следующим образом:

$$W_{\mathrm{br}}=\frac{8}{3}r_{\mathrm{e}}^2\alpha mc^2N\sum_i k_iZ_i^2\hbar\Delta\omega\cdot\int_0^{l(\lambda_2)}\varepsilon(x)dx. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) $r_e=e^2/mc^2$ – классический радиус электрона, $\alpha=e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры, $\beta=\frac{\upsilon}{c}=\sqrt{1-\left(\frac{mc^2}{mc^2+\varepsilon}\right)^2}$, υ и ε – скорость и кинетическая энергия электрона, $\Delta\omega$ – диапазон частот, соответствующий области длин волн $\lambda_1-\lambda_2$ = (300–600) нм наивысшей чувствительности фото-ячейки СДФ-14, n = 1,495 – показатель преломления плексигласа [1], $\varepsilon_{th}\approx$ 176,4 кэВ пороговая энергия электронов в плексигласе [1], $N=\frac{N_{Av}\cdot\rho}{M}$ – концентрация молекул плексигласа, ρ = 1,19 г/см^3 – массовая плотность плексигласа, $N_{Av}\approx$ 6,025·10^{23} 1/гмоль – число Авогадро. Химический состав плексигласа близок к $C_5H_8O_2$ [1]; соответственно, M = 100 г/гмоль, атомное число Z_i и число k_i атомов, составляющих молекулу плексигласа соответственно равны Z_i = 6, 1, 8 и k_i = 5, 8, 2.

Используя формулу для удельных энергетических потерь электронов на ионизацию и возбуждение атомарных частиц радиатора [18]

$$\frac{d\varepsilon}{dx}=-\frac{2\pi e^4}{\varepsilon}N\cdot\sum_i k_iZ_i\cdot\ln\frac{2\varepsilon}{\varepsilon_{ion}}\approx-\frac{\mathrm{const}}{\varepsilon}, \quad (3)$$

интегрирование по x можно заменить интегрированием по ε в области от начальной энергии ε_0 в точке x = 0 до ε_{th} в формуле (1) или $\varepsilon(\lambda_2)=hc/\lambda_2\approx$ 2.06 эВ в формуле (2). Эффективную «энергию ионизации» [18] в рассматриваемом случае можно вычислить следующим образом: $\varepsilon_{ion}(eV)\approx 13{,}5\cdot\sum_i k_iZ_i\Big/\sum_i k_i$.

Искомое отношение имеет следующий вид:

$$\frac{W_{br}}{W_{ch}}=\frac{8}{3\pi}\frac{r_e^2N\lambda_1(\varepsilon_0-\varepsilon(\lambda_2))\cdot\sum_i k_iZ_i^2}{\left(1-\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)\cdot\left(\left(\varepsilon_0^2-\varepsilon_{th}^2\right)\left(1-n^{-2}\right)-2n^{-2}\ln\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_{th}+2}\right)}, \quad (4)$$

где энергия дается в единицах $mc^2\approx$ 510 кэВ.

Эта формула с начальной энергией $\varepsilon_0=\varepsilon_m/mc^2\approx 270/510$ электронов, облучающих плексиглас – радиатор, дает отношение $W_{br}/W_{ch}\approx 1{,}2\cdot10^{-4}$, означающее, что ИВЧ доминирует в области чувствительности детектора. Заметим, что квантовые поправки к формулам (1) и (2) и релятивистская поправка к формуле (3) в интересую-

щем нас диапазоне энергий являются близкими к единице множителями.

Толщина радиатора, 2 мм, была выбрана из условия, чтобы она превышала полный пробег электронов с начальной энергией $\varepsilon_0 = 270$ кэВ, который согласно формуле (3) с $\ln\frac{2\varepsilon}{\varepsilon_{ion}}\cdot \approx \ln\frac{\left(\varepsilon_0+\varepsilon\left(\lambda_2\right)\right)}{\varepsilon_{ion}}$ равен 0,77 мм. Фактически пробег электрона меньше из-за углового рассеяния. Следовательно, формула (2), полученная в предположении, что электрон полностью теряет энергию в мишени, верна.

Заключение

1. В конфигурации с катодом, выполненным из серии эмитирующих лезвий, выход УЭ из разряда в открытой атмосфере повышен в ~4–5 раз по сравнению с выходом в традиционной для наших экспериментов конфигурации катода [5–7]. Измеренная длительность импульса УЭ $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}15$ нс. Благодаря повышенному выходу УЭ удалось впервые зарегистрировать излучение Вавилова – Черенкова субнаносекундного импульса УЭ разряда в открытой атмосфере. Измеренная длительность излучения в оргстекле $\Delta t_{0,5} \approx 0{,}4$ нс, фактическая длительность не превышает длительности импульса УЭ.

2. Измеренная длительность люминесценции оргстекла, возбуждаемой импульсом УЭ, равна $\Delta t_{0,5} \approx 1{,}5$ нс. Вклад люминесценции в амплитуду сигнала при использовании оргстекла в качестве радиатора излучения Вавилова – Черенкова, возбуждаемого импульсом УЭ с энергией ~270 кэВ, не превышает 25 %.

3. Энергия УЭ, генерируемых разрядами в открытой атмосфере при многократных перенапряжениях, измерялась фольговыми (см., например, [5–7, 16–19] и цитируемую литературу) и магнитными [6, 19] спектрометрами. Регистрировались электроны с энергией, превышающей величину, соответствующую амплитуде импульса напряжения, реализующуюся во время разряда (электроны аномальной энергии) [6, 19]. По поводу реальности этого эффекта высказываются сомнения [18]. Генерация излучения Вавилова – Черенкова в оргстекле свидетельствует о том, что распределение УЭ по энергиям, генерируемое разрядами в столь плотной среде как воздух при атмосферном давлении, простирается в область энергий гораздо выше порога излучения Вавилова – Черенкова 178 кэВ в оргстекле. Этот результат согласуется со спектром электронов, измеренным методом магнитной спектрометрии [6, 19] (рис. 1) и является серьезным аргументом в пользу реальности эффекта генерации электронов аномальной энергии в дополнение к приведенным в статье [19] аргументам, основанным на экспериментальных данных. Представляет интерес регистрация излучения Вавилова – Черенкова в радиаторе с порогом выше 178 кэВ, но ниже энергии УЭ в максимуме распределения ε_m ~270 кэВ, зарегистрированной с помощью магнитного спектрометра (рис. 1).

Список литературы

1. Jelly J. V. Cherenkov's radiation and its application. Pergamon press. London. New York. Paris. Los Angeles. 1958.

2. Альбиков З. А., Веретенников А. И., Козлов О. В. Детекторы импульсного ионизирующего излучения. Москва. Атомиздат. 1978.

3. Цукерман В. А. Портативные источники рентгеновских лучей // Вестник Академии наук. 1971. № 11. С. 18–25.

4. Авилов Э. А., Белкин Н. В., Дудин А. В. и др. Импульсный стабильный разрядник высокого давления // ПТЭ. 1973. № 1. С. 137–139.

5. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов в газах при давлениях 0,1–760 Торр // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564.

6. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49–82.

7. Бабич Л. П., Лойко Т. В. Субнаносекундные импульсы убегающих электронов, генерируемые в атмосфере импульсами высокого напряжения микросекундной длительности // ДАН. 2009. Т. 429. С. 35–39.

8. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Лойко Т. В. и др. Характеристики электронного пучка ускорителя МИН-1 и его поведение в воздухе. // ПТЭ. 2000. № 4. С. 82–85.

9. Месяц Г. А., Королев Ю. Д. Объемный разряд высокого давления в газовых лазерах. // УФН. 1986. Т. 148. С. 101–122.

10. Андреещев Б. А., Аведисян В. С., Веронян С. М. и др. Быстродействующий пластмассовый сцинтиллятор СПС-Б18 // ПТЭ. 1988. № 3. С. 67–68.

11. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А., Шпак В. Г. Генератор высоковольтных субнаносекундных электронных пучков // ПТЭ. 1978. № 6. С. 73–75.

12. Желтов К. А. Пикосекундные сильноточные электронные ускорители. Москва. Энергоатомиздат. 1991.

13. Белкин Н. В., Тараканов М. Ю., Тарасов М. Д. Портативный генератор субнаносекундных импульсов быстрых электронов // ПТЭ. 1987. № 6. С. 133–134.

14. Яландин М. И., Шпак В. Г. Мощные малогабаритные импульсно-периодические генераторы субнаносекундного диапазона // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.

15. Баранов В. Ф. Дозиметрия электронного излучения. Москва. Атомиздат. 1974.

16. Alekseev S. B., Orlovski V. M. and Tarasenko V. F. Electron Beams Formed in a Diode Filled with Air or Nitrogen at Atmospheric Pressure // Tech. Phys. Lett., 2003. Vol. 29. No. 5. P. 411–413.

17. Yalandin M. I., Mesyats G. A., Reutova A. G. et al. Limitation of runaway electron beam duration in air-filled gap with inhomogeneous field // Tech. Phys. Lett. 2011. Vol. 37. No. 4. P. 371–375.

18. Yalandin M. I., Mesyats G. A., Reutova A. G. et al. Picosecond runaway electrons beams in air // Физика плазмы 2012. Т. 38. С. 34–51. Plasma Phys. Rep. 2012. Vol. 38. Issue 1. P. 29–45.

19. Babich L. P., Loĭko T. V. Whether abnormal energy electrons are being produced in electric discharges in dense gases. // Pis'ma v ZhETF. 2015. Vol. 101. Iss. 11. P. 830–835. JETP Lett. 2015. Vol. 101. No. 11. P. 735–739.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ, СПОСОБНЫЕ ОТВЕЧАТЬ ЗА УСИЛЕНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ГРОЗОВОЙ АТМОСФЕРЕ

Л. П. Бабич

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Выполнен анализ элементарных процессов, способных генерировать нейтроны в грозовой атмосфере. Оценивается эффективность ядерного синтеза, фотоядерных реакций, электродезинтеграции и реакций, обратных β-распаду. Для протекания ядерного синтеза в канале молнии требуется нереально сильное электрическое поле. Генерация нейтронов в грозовой атмосфере связана с фотоядерными реакциями и, в меньшей степени, с реакциями электродезинтеграции.

Введение

За первой попыткой Флейшера (Fleisher) обнаружить генерацию нейтронов в корреляции с грозами [1] последовали сообщения о статистически значимых усилениях скорости счета нейтронных детекторов во времена гроз [2–15]. Эти события можно было бы считать проявлением ядерных реакций, о возможности протекания которых в грозовых электрических полях писал Ч. Вильсон (C.T.R. Wilson) [16]. Однако в [2–15] в качестве детекторов нейтронов использовались газоразрядные счетчики на основе реакций $^{3}\mathrm{He}(n,p)^{3}\mathrm{H}$ и $^{10}\mathrm{B}(n;^{4}\mathrm{He},\gamma)^{7}\mathrm{Li}$ [1–15], чувствительные к любой ионизующей радиации, а не только к продуктам вышеупомянутых реакций. Поэтому, мог доминировать вклад генерируемых грозами электронов высоких энергий, γ-излучения и позитронов [4–6, 8, 17–23] и, следовательно, генерация нейтронов в грозовой атмосфере достоверно не доказана [6, 8, 24].

После анализа Либби (Libby) и Лукенса (Lukens) [26], ожидаемая генерация нейтронов в грозовой атмосфере традиционно связывалась с ядерным синтезом в каналах молнии, прежде всего, с реакцией $^{2}\mathrm{H}(^{2}\mathrm{H},n)^{3}\mathrm{He}$. Однако кинетическая энергия дейтронов ограничена реакциями перезарядки в плотной атмосфере столь малыми величинами, что синтез невозможен [27–29].

Данный анализ мотивирован растущим интересом к генерации нейтронов грозами [1–15]. Его цель − демонстрация того, что нейтроны действительно генерируются грозами. Анализируются фундаментальные взаимодействия, которые могут иметь отношение к рассматриваемой проблеме, хотя в области высоких энергий характерные времена сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий относятся как $\tau_{str} : \tau_{el} : \tau_{weak} \sim$ $\sim 10^{-14} : 10^{-11} : 1$ и на, первый взгляд, доминирует сильное взаимодействие. В предлагаемом анализе, на основе концепции о лавине релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) [25], вновь оцениваются возможности ядерного синтеза и фотоядерных реакций, и анализируются генерирующие нейтроны ядерные реакции, индуцированные электронами, которые ранее не принимались во внимание, хотя вспышки жесткого γ-излучения, не раз наблюдавшиеся в корреляции с грозами [4–6, 8, 17–23], − только вторичное тормозное излучение электронов высоких энергий.

Ядерный синтез

Поскольку остаются сомнения [9] в том, что ядерный синтез невозможен, мы, в отличие от предыдущих исследований [27–29], где вычислялся выход нейтронов, оценим напряженность поля, необходимую для генерации хотя бы одного нейтрона в канале молнии. Из формулы для выхода нейтронов N_n в реакции $^{2}\mathrm{H}(^{2}\mathrm{H},n)^{3}\mathrm{He}$ (см. [27–29]), приведенная напряженность, необходимая для генерации $N_n = 1$, оценивается следующим образом:

$$\frac{E}{P} \approx \frac{\varepsilon_{fus} N_L \langle \sigma_t \rangle}{\ln\left[N_L P \cdot 2[\mathrm{H_2O}] \cdot [D] \cdot n_{ion} S_{ch} l_{ch} \cdot \Delta t \cdot \left\langle \upsilon_{ion} \sigma_{fus}\left(\varepsilon_{fus}\right) \right\rangle \right]}. \quad (1)$$

где $N_L \approx 2{,}7 \cdot 10^{25}$ м$^{-3}$·атм.$^{-1}$ − плотность числа молекул воздуха (число Лошмидта Loshmidt); P (атм.) − давление на данной высоте; $[\mathrm{H_2O}]$ − относительная концентрация молекул воды в грозо-

вой атмосфере; [D] − концентрация атомов дейтерия относительно атомов водорода в естественной воде; S_{ch} − площадь поперечного сечения и l_{ch} − длина канала молнии; Δt − продолжительность жизни сильного поля в канале $\left(\upsilon_{ion}\cdot\Delta t << l_{ch}\right)$; υ_{ion} и n_{ion} − скорость и концентрация ионов дейтерия; $\sigma_{fus}\left(\varepsilon_{ion}\right)$ − поперечное сечение реакции ядерного синтеза; ε_{fus} − минимальная энергия дейтронов, ниже которой синтез неэффективен; $\langle\sigma_t\rangle$ − усредненное сечение реакций перезарядки; $\left\langle\upsilon_{ion}\sigma_{fus}\left(\varepsilon_{fus}\right)\right\rangle$ − скорость реакций синтеза, усредненная по функции распределения ионов [27–29].

Видно, что E/P слабо зависит от большинства величин; даже самая сильная зависимость от ε_{fus} и $\langle\sigma_t\rangle$ всего лишь линейная. Используем, более или менее реальные, литературные значения следующих величин: $[H_2O]$ ≈ 1,65 % (в тропиках $[H_2O]$ ≈ 4 %) [30], [D] = 0,015 % [30], S_{ch} ~1 m^2, l_{ch} ~10 км, Δt ~50 мкс (типичные размеры и продолжительность возвратного удара) [31]. Значения других величин довольно неопределенные; поэтому, оценим E/P снизу. Используем абсолютно нереальное условие $n_{ion} = N_L P\cdot 2[H_2O]\cdot[D]$, означающее, что все молекулы дейтерия в объеме канала $S_{ch}\cdot l_{ch} \sim 10^4$ м^3 диссоциированы и ионизованы. Скорость синтеза $\left\langle\upsilon_{ion}\sigma_{fus}\left(\varepsilon_{fus}\right)\right\rangle$ также оцениваем сверху, полагая $\upsilon_{ion} = c = 3\cdot10^8$ м/с и $\sigma_{fus}\left(\varepsilon_{ion}\right) = = \sigma_{fus,\max}$ 10^{-21} м^2 (ε_{ion} = 2-4 МэВ) [32]. Напротив, полагаем ε_{fus} = 1?7 кэВ; при этой энергии сечение реакции $^2H(^2H,n)^3He$ пренебрежимо мало $\sigma_{fus} = 10^{-36}$ м^2 [33]. Так как σ_t крайне слабо зависит от ε_{ion}, достаточно использовать для $\langle\sigma_t\rangle$ любое разумное значение σ_t; мы полагаем $\sigma_t = 6\cdot10^{-20}$ м^2 для реакции перезарядки $H_2^+ + N_2 \to H_2 + N_2^+$ при ε_{ion} = 50 эВ [34]. Даже при этих значениях величин из (1) получается, что для рождения только одного нейтрона требуется очень сильное поле с $E/P \approx$ 440 кВ/(см·атм.). Столь сильные поля создаются в воздушных промежутках сантиметрового диапазона с использованием импульсов высокого напряжения порядка сотен кВ с пикосекундными временами нарастания, позволяющих избежать пробоя и коллапса напряжения (см. [35] и цитированную литературу).

Фотоядерные реакции

Поскольку в грозах и грозовых облаках наблюдаются вспышки жесткого γ-излучения [4–6, 8, 17–23], фотоядерные реакции (γ,Xn) являются наиболее очевидными элементарными процессами, способными отвечать за генерацию нейтронов. Здесь X − число нейтронов в конкретном элементарном событии. Пороговые энергии фотоядерных реакций $\gamma(^{14}N,1n)^{13}N$ и $\gamma(^{16}O,1n)^{15}O$ с ядрами основных компонентов атмосферы равны $\varepsilon_{th,N}(\gamma\ln)$= 10,55 МэВ и $\varepsilon_{th,O}(\gamma\ln)$ = 15,7 МэВ [36]. Существенным является тот факт, что средняя энергия электронов в ЛРУЭ 6–7 МэВ [37–39] не намного меньше $\varepsilon_{th,N}(\gamma\ln)$ для перенапряжения поля $\delta = E/(F_{min}\cdot P) = (eE/P)/$(218 кэВ/(м·атм.)) ниже пробивного перенапряжения в воздухе $\delta = 14$. Наблюдались коррелированные с грозами вспышки γ-излучения со спектрами, простирающимися до энергий ε_γ, близких или намного превышающих $\varepsilon_{th,N}(\gamma\ln)$: 40–50 МэВ [4], выше 40 МэВ [8], 10 МэВ [17, 18], выше 10 МэВ [19], измеренные соответственно на высотах 3250 м [4], 4300 м [8], 2770 м [17, 18] и 1700 м [19]; выше 20 МэВ [20], 30–38 МэВ [21] и 100 МэВ [22], измеренные в ближнем космосе; до ~35 МэВ с малой и до ~70 МэВ с большой ошибками на уровне моря [18, 23]. Необходимо иметь в виду, что γ-излучение в источниках намного жестче, чем на детекторах. *Следовательно, фотоядерные реакции, в принципе, способны генерировать нейтроны в грозовой атмосфере*.

Ввиду сомнений [7, 15] в способности фотоядерных реакций отвечать за усиление потока нейтронов в грозах, выполнен анализ [24] наиболее представительного случая, возможности генерации фотоядерных нейтронов продолжительными (~1 мин.) вспышками жесткого γ-излучения низких грозовых облаков, обнаруженных Цучия (Tsuchiya) и др., спектр γ-излучения и флюенс $F_\gamma^{\exp} \approx 2\cdot10^4$ 1/м^2 которых были измерены на уровне моря [18, 23]. Поскольку требуются абсолютные числа γ-фотонов и γ-спектр в источнике, а не в датчике, выполняя численное моделирование методом Монте-Карло [24, 40], мы использовали для источника γ-излучения нормированный на единицу универсальный спектр тормозного излучения ЛРУЭ $f_\gamma\delta(\varepsilon_\gamma)$ [41]. В случае источника, расположенного на высотах $z_\gamma^{emis} \le$ 2 км, расчетный

γ-спектр на уровне моря [40] превосходно согласуется с измеренным спектром [18, 23]. Моделируя методом Монте-Карло транспорт γ-квантов вниз к уровню моря с последующей нормировкой на измеренный флюенс $F_\gamma^{\exp}$, мы вычислили числа γ-квантов $N_{\gamma,\,emis}$, эмитированных источником, расположенным в высотах z_γ^{emis} = 1–10 км. Числа γ-квантов, способных генерировать нейтроны, вычислялись умножением $N_{\gamma,\,emis}$ на долю квантов выше порога $\varepsilon_{th,N}(\gamma\ln)$:

$$\Delta_\gamma\left(\delta,\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)\right)=\int\limits_{\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)}^{\infty} f_\gamma\left(\delta,\varepsilon_\gamma\right)d\varepsilon_\gamma\,.$$

Вычисленный флюенс фотоядерных нейтронов ~$2{,}2\cdot10^3$ – $2{,}4\cdot10^4$ *n*/м^2 [24, 40], генерируемый γ-излучением в процессе транспорта к уровню моря, достаточен для регистрации. Например, числам нейтронов, зарегистрированным в работе [2], соответствует намного меньший флюенс (34–670) *n*/м^2.

Реакции, индуцированные электронами

Пороги некоторых ядерных реакций в воздухе с участием электронов высоких энергий ниже порога фотоядерных реакций $\varepsilon_{th}(\gamma\ln)$ = 10,55 МэВ. Только из-за этого эффективность электронно-ядерных взаимодействий может быть выше. Очень важно, что электроны непосредственно участвуют в генерации нейтронов, в отличие от фотоядерных реакций, требующих промежуточного звена: процесса тормозного излучения. Поэтому можно ожидать существенный выход нейтронов во взаимодействиях электронов с ядрами атмосферы. В следующих ниже разделах излагается анализ реакций электродезинтеграции и реакций, обратных β-распаду $e^-\left(p^+,n\right)\nu_e$. Для оценки их выходов требуется знание числа электронов высоких энергий N_e. Чтобы избежать прямого использования N_e, сравним выходы нейтронов в электронно-ядерных взаимодействиях с выходом фотоядерных реакций и, таким образом, оценим относительную эффективность электронно-ядерных взаимодействий. В пределах точности настоящего анализа достаточно учитывать взаимодействия с ядрами $^{14}_{7}N$, поскольку концентрация других компонентов воздуха ниже, а энергетические пороги взаимодействий выше. Скорость генерации фотоядерных нейтронов оцениваем как число нейтронов, произведенных в единицу времени на длине пробега γ-излучения l_γ:

$$\left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{\gamma,n}=N_e\cdot\frac{dN_\gamma(\delta)}{dt}\cdot2N_LP\times$$
$$\times\int\limits_{\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)}^{\infty} f_\gamma\left(\delta,\varepsilon_\gamma\right)\cdot\sigma(\gamma,Xn)\cdot l_\gamma\left(\varepsilon_\gamma\right)d\varepsilon_\gamma\approx \quad (3)$$
$$\approx N_e\cdot\frac{dN_\gamma(\delta)}{dt}\cdot\left\langle f_\gamma\left(\delta,\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)\right)\right\rangle\cdot2N_LP\times$$
$$\times[N_2]\cdot\sigma_{yield}\left(\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)\right)\cdot l_\gamma\left(\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n),P\right), \quad (2)$$

где $dN_\gamma(\delta)/dt$ – скорость эмиссии фотонов на один УЭ; $[N_2]$ – относительная концентрация азота; $\sigma(\gamma,Xn)=\sum_i i\cdot\sigma(\gamma,i\cdot n)+\nu\sigma(\gamma,f)$; $\sigma(\gamma,in)$ – сечение реакции (γ,in) с выходом *i* нейтронов; $\sigma(\gamma,f)$ – сечение фотоядерного деления с выходом ν нейтронов; $\sigma_{yield}\left(\varepsilon_{\gamma,\max}\right)=\int\limits_{\varepsilon_{th}(\gamma,1n)}^{\varepsilon_{\gamma,\max}}\sigma(\gamma,Xn)d\varepsilon\approx 98{,}8\ 10^{-31}$ МэВ·м^2 – полное сечение выхода нейтронов [36]; $\varepsilon_{\gamma,\max}\approx29{,}5$ МэВ – максимальная энергия, до которой имеются данные по сечению $\sigma(\gamma,Xn)$ в [36]; $l_\gamma\left(\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n),P\right)$ – пробег фотонов с энергией в $\varepsilon_{th,N}$ при давлении *P*. Используем $\left\langle f_\gamma\left(\delta,\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)\right)\right\rangle>\frac{1}{\varepsilon_{\gamma,\,\max}-\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)}\times$ $\times\int\limits_{\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)}^{\varepsilon_{\gamma,\max}} f_\gamma\left(\delta,\varepsilon_\gamma\right)d\varepsilon_\gamma\approx5\cdot10^{-4}$ 1/МэВ и $dN_\gamma(\delta)/dt\approx10^7$ 1/(с·атм.·УЭ), вычисленные для ЛРУЭ в воздухе [41], и $l_\gamma\left(\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n),\ P=1\text{ атм.}\right)\approx500$ м [30].

Реакции электродезинтеграции $^{n}_{m}A\left(e^-,n\right)^{n-1}_{m}A$. Две пороговых реакции этого типа относятся к рассматриваемой проблеме:

$$^{14}_{7}N+e^-+\varepsilon_e\rightarrow{}^{13}_{7}N+n+e^-; \quad (4)$$

$$^{16}_{8}O + e^{-} + \varepsilon_e \rightarrow {}^{16}_{8}O + n + e^{-}, \quad (5)$$

где ε_e − кинетическая энергия падающего электрона. Эти реакции протекают посредством виртуальных γ-квантов. Поэтому возможна также непрямая генерация нейтронов через канал $\gamma + p^{+} \rightarrow n + e^{+}$ в реакции ${}^{n}_{m}A\left(e^{-},n\right){}^{n-1}_{m-1}A$. Пороги реакций могут быть вычислены как дефект масс с использованием масс ядер [42]. Порог реакции (4)

$$\varepsilon_{th,N}\left(e^{-},n\right) = \left(M(^{13}_{7}\mathrm{N}) + m_{\mathrm{n}} - M(^{14}_{7}\mathrm{N})\right)\cdot c^2 = 7{,}52\ \text{МэВ} \quad (6)$$

меньше фотоядерного порога $\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)$ = = 10,5 МэВ и довольно близок к средней энергии электронов 6–7 МэВ в ЛРУЭ. Реакцией (5) пренебрегаем, поскольку концентрация кислорода меньше концентрации азота, а порог $\varepsilon_{th,\mathrm{O}}\left(e^{-},n\right) =$ = 12,09 МэВ выше.

Скорость электродезинтеграции ядер азота можно оценить следующим образом:

$$\left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{e^{-},n} \approx$$

$$\approx N_e\left(\varepsilon \geq \varepsilon_{th,N}\left(e^{-},n\right)\right)\cdot \upsilon_e < \sigma_{e^{-},n} > \cdot 2N_L P\cdot[N_2], \quad (7)$$

где $N_e\left(\varepsilon \geq \varepsilon_{th,N}\left(e^{-},n\right)\right) = N_e \cdot \int\limits_{\varepsilon_{th,N}(e^{-},n)}^{\infty} d\varepsilon_e f_e(\delta,\varepsilon_e) \approx$

$\approx 0{,}36\cdot N_{\mathrm{e}}$ − число УЭ выше порога (6); $f_e(\delta,\varepsilon_e)$ − универсальная функция распределения УЭ, почти независящая от δ [37]; $\upsilon_e \approx 2.7\cdot 10^{8}$ м/с скорость УЭ [37–39], $\sigma_{e^{-},n}$ − сечение реакции (4). Отношение (7)/(3) имеет следующий вид:

$$\left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{e^{-},n} \Big/ \left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{\gamma,n} \approx$$

$$\approx \frac{N_e\left(\varepsilon \geq \varepsilon_{th,N}\left(e^{-},n\right)\right)\cdot \upsilon_e \cdot < \sigma_{e^{-},n}(\varepsilon_e) >}{N_e \cdot \frac{dN_\gamma(\delta)}{dt}\cdot \left\langle f_\gamma\left(\delta,\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)\right)\right\rangle \cdot \sigma_{yield,N}\cdot l_\gamma\left(\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n),P\right)}. \quad (8)$$

В библиотеках CINDA и ENDP Международного Агентства по Атомной Энергии доступны только сечения реакций электродезинтеграции для меди и урана [43]: ($^{63}_{29}\mathrm{Cu}(e^{-},n)^{62}_{29}\mathrm{Cu}$ $\sigma_{e^{-},n}$ = = 0,0079–0,595 мб в диапазоне 13,5–60 МэВ) [44] и ($^{238}_{92}\mathrm{U}(e^{-},n)^{237}_{92}\mathrm{U}$ $\sigma_{e^{-},n}$ = 0,0465–2,993 мб в диапазоне 7,78–60 МэВ) [45]. Скорее всего, эти измеренные сечения включают канал $\gamma + p^{+} \rightarrow n + e^{+}$. Из-за отсутствия данных для азота, мы вынуждены использовать сечение для меди как наиболее близкой к азоту. Полагая $\sigma_{e^{-},n}$ = 0,0079 мб для энергии ε_e = 13,5 МэВ, ближайшей к средней энергии электронов в ЛРУЭ 6–7 МэВ, получаем $\left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{e^{-},n} \Big/ \left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{\gamma,n} \approx$ 0,004. Даже с $\sigma_{e^{-},n}$ = 0,18 мб при ε_e = 20 МэВ отношение равно 0,07. Сечения электродезинтеграции $\sigma_{e^{-},n}$ и фотоядерных реакций $\sigma_{\gamma,n}$ связаны через спектр виртуальных фотонов $N_{\gamma,n}(\varepsilon,\omega)$: $\sigma_{e^{-},n}(\varepsilon_e) =$ = $\int\limits_{0}^{\varepsilon_e - m_e} \sigma_{\gamma,n}(\omega)\cdot N_{\gamma,n}(\varepsilon,\omega,Z,A)\frac{d\omega}{\omega}$. Поскольку $\sigma_{\gamma,n}$ уменьшается с атомным числом, в азоте $\sigma_{e^{-},n}$, по крайней мере, в 62/14 раз меньше, чем в меди. Следовательно, вклад электродезинтеграции в полный выход нейтронов намного меньше вклада фотоядерных реакций, однако, в отличие нулевого выхода ядерного синтеза выход реакций электродезинтеграции существенный.

Реакция $e^{-}\left(p^{+},n\right)\nu_e$ Эта реакция привлекается [46] для объяснения чрезвычайно высокого выхода нейтронов, который, как утверждается в [7], наблюдался в корреляции с молнией. Есть серьезное различие между механизмами реализации фотоядерных реакций и реакций электродезинтеграции, с одной стороны, и $e^{-}\left(p^{+},n\right)\nu_e$, − с другой, влияющее на их эффективность в грозовом электрическом поле. Дело в том, что, если после акта тормозного излучения или электродезинтеграции остающаяся энергия электрона высоких энергий выше порога убегания [47], электрон способен набирать энергию в поле и, как следствие, участвовать в процессах тормозного излучения высоких энергий и электродезинтеграции, а в реакции $e^{-}\left(p^{+},n\right)\nu_e$ электрон исчезает. В грозовой атмосфере это − реакция с протонами молекулы воды:

$$ {}^{1}_{1}H + e^{-} + \varepsilon_e \rightarrow n + \nu_e . \qquad (9) $$

Пороговая энергия $\varepsilon_{th}\left(e^{-},n\right)$ этой реакции, являющаяся граничной энергией β-спектра распада нейтрона [30, 48]

$$ \varepsilon_{th}\left(e^{-},n\right) = \left(m_n - m_{p+} - m_{e-}\right)\cdot c^2 = 0,783 \text{ МэВ}, \qquad (10) $$

на порядок величины меньше средней энергии электронов в ЛРУЭ 6–7 МэВ и фотоядерного порога $\varepsilon_{th,N}\left(\gamma \ln\right) = 10,5$ МэВ.

Кроме того, возможны реакции того же типа с ядрами основных элементов атмосферы:

$$ {}^{14}_{7}N + e^{-} + \varepsilon_e \rightarrow {}^{13}_{6}C + n + \nu_e; \qquad (11) $$

$$ {}^{16}_{8}O + e^{-} + \varepsilon_e \rightarrow {}^{15}_{7}N + n + \nu_e. \qquad (12) $$

Их пороги те же, что и пороги реакций (4) и (5). Так как величина $\varepsilon_{th,N}\left(e^{-},n\right)$ = 7,52 МэВ меньше $\varepsilon_{th,N}\left(\gamma \ln\right) = 10,5$ МэВ и близка к средней энергии электронов в ЛРУЭ 6–7 МэВ, можно ожидать существенный выход нейтронов.

Отношение скоростей реакций $e^{-}\left(p^{+},n\right)\nu_e$ и (γ, Xn) имеет следующий вид:

$$ \left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{e^{-},n} \Bigg/ \left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{\gamma,n} \approx $$

$$ \approx \frac{N_e\left(\varepsilon \geq \varepsilon_{th}\left(e^{-},n\right)\right)\cdot \sigma_{e^{-},n}\cdot \upsilon_e \cdot \left[{}^{1}_{1}H\right]}{N_e \cdot \frac{dN_\gamma}{dt}\cdot \left\langle f_\gamma\left(\delta, \varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)\right)\right\rangle \cdot \sigma_{yield,N}\cdot l_\gamma\left(\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)\right)\cdot \left[{}^{14}_{7}N\right]}. \qquad (13) $$

Для реакции (11) $\left[{}^{1}_{1}H\right]$ заменяется на $\left[{}^{14}_{7}N\right]$.

Поскольку экспериментальные данные по сечениям $\sigma_{e^{-},n}$ реакций (9), (11) и (12) отсутствуют, оценим эффективность $e^{-}\left(p^{+},n\right)\nu_e$, используя результаты исследований «электрослабых индуцированных ядерных реакций низких энергий» с участием «тяжелого» электрона [48]. Полученное в [48] сечение $\sigma_{e^{-},n}$ реакции $e^{-}\left(p^{+},n\right)\nu_e$, описывающее производство нейтронов в прямых соударениях электронов с протонами, применимо к нашему случаю. Поскольку сечение $\sigma_{e^{-},n}$ расходится в пределе низких энергий электронов [48], оно точнее описывает случай высоких энергий, нежели взаимодействие «тяжелого» электрона с протоном. Соответствующая скорость реакции $e^{-}(p^{+},n)\nu_e$ в единицах $\hbar = c = 1$ имеет следующий вид [48]:

$$ \upsilon_e \cdot \sigma_{e^{-},n} \approx \frac{2G_F^2}{\pi}\cdot\left(\tilde{m}_e - \Delta\right)^2, \qquad (14) $$

где $\tilde{m}_{\text{e}}$ − масса «тяжелого» электрона, которую мы полагаем равной $\tilde{m}_{\text{e}} = m_{\text{e}} + \varepsilon_{\text{e}}$; $\Delta = m_{\text{n}} - m_{\text{p+}}$; $G_F = 10^{-5}/M^2$ − константа Ферми слабого взаимодействия, M − масса нуклона.

Чтобы выразить сечение $\sigma_{e^{-},n}$ в естественных единицах, удобно воспользоваться соотношением 200 МэВ = 1/ферми. Используя скорость реакции $\sigma_{e\text{-},n}\left(\varepsilon_e\right)\cdot\upsilon_e \sim 10^{-37}$ м^3/с для $\varepsilon_e \approx \varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)$ (т. е. $\tilde{m}_{\text{e}} - \Delta \sim 10$ МэВ), $N_e\left(\varepsilon \geq \varepsilon_{th}\left(e^{-},n\right) = 0,783\,MeV\right)\Big/N_e \approx$ $\approx 0,81$ и $N_e\left(\varepsilon \geq \varepsilon_{th}\left(e^{-},n\right) = 7,52\,МэВ\right)\Big/N_e \approx 0,36$ соответственно для реакций (9) и (11) согласно функции распределения УЭ [37], концентрацию ядер водорода $\left[{}^{1}_{1}H\right] = 2\left[\text{H}_2\text{O}\right] \approx 3,3$ % (см. раздел «Ядерный синтез»), $\left[N_2\right] \approx 75$ % и значения других величин, приведенных ниже формулы (3), получаем оценки отношения (13) 10^{-16} и 10^{-15} соответственно для реакций (9) и (11). Таким образом, эффективность реакции $e^{-}\left(p^{+},n\right)\nu_e$ несущественна по сравнению с эффективностью фотоядерных реакций и реакций электродезинтеграции.

Заключение

1. Ядерный синтез абсолютно невозможен в разрядах молнии, так как электрическое поле, требуемое для генерации даже одного нейтрона в канале молнии нереально: необходимая приведенная напряженность превышает $E/P \approx 440$ кВ/(см·атм). Столь сильные поля создается только в малых объемах воздуха с использованием уникальной субнаносекундной техники высоких напряжений.

2. Из многочисленных наблюдений вспышек γ-излучения со спектрами, простирающимися выше порога $\varepsilon_{th}\left(\gamma 1n\right)$ = 10,5 МэВ фотоядерных реакций (γ, Xn), и результатов численного моделирования следует, что (γ, Xn) реакции действительно

генерируют нейтроны в грозовой атмосфере в количествах, достаточных для регистрации. Сомнения [7, 15] в способности (γ, Xn) реакций генерировать нейтроны в грозовой атмосфере необоснованны. Скорее всего, фотоядерные нейтроны генерировались как в нейтронных экспериментах [2–15], так и в экспериментах [4–6, 8, 17–23], где наблюдалось γ-излучение со спектрами выше $\varepsilon_{th,\,N}(\gamma 1n)$.

3. Даже если электроны высоких энергий генерируются в каналах молнии, фотоядерные реакции протекают вне каналов, поскольку пробеги γ-квантов с энергиями выше порога $\varepsilon_{th,N}(\gamma,1n)$ превосходят поперечные размеры каналов. Поэтому реакции (γ, Xn) не отвечают за генерацию нейтронов непосредственно в каналах, как иногда предполагается [1, 2, 9–11, 26].

4. В отличие от нулевого выхода нейтронов в ядерном синтезе ожидается существенный выход нейтронов в грозовой атмосфере за счет реакций электродезинтеграции, но он меньше фотоядерного выхода.

5. Согласно Ларсену (Larsen) [47], «...необычайно высокий поток нейтронов низких энергий...» [7], который, как утверждается, наблюдался в корреляции с разрядами молнии [7], связан с реакции $e^-\left(p^+,n\right)\nu_e$. Как демонстрируется численным моделированием [6, 17], в скорости счета в [7] доминировал вклад γ-излучения и электроны высоких энергий. Поэтому она не может быть аргументом в пользу того, что нейтроны в грозах генерируются в реакции $e^-\left(p^+,n\right)\nu_e$. Оценки на основе сечения реакции $e^-\left(p^+,n\right)\nu_e$, полученного в работе [48], демонстрируют несущественный выход нейтронов в реакции $e^-\left(p^+,n\right)\nu_e$.

Мы подтвердили, что сильное взаимодействие, ни в коем случае, не может отвечать за генерацию нейтронов в грозовом поле. Генерация нейтронов в грозах и грозовых облаках связана с фотоядерными реакциями (γ, Xn) и, в меньшей степени, − с реакциями электродезинтеграции $^{14}_{7}N(e^{-},n)^{13}_{7}N$, причем лавины релятивистских убегающих электронов [25] являются первичными процессами. Требуются новые эксперименты по обнаружению нейтронов в грозах и грозовых облаках. Проблема состоит в надежной селекции нейтронов от других ионизующих излучений.

Список литературы

1. Fleisher R. L. Search for Neutron Generation by Lightning. // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. 5005–5009.

2. Shah G. N., Razdan H., Bhat G.L., Ali G.M. Neutron generation in lightning bolts. // Nature. 1985. V. 313. P. 773–775.

3. Bratolyubova-Tsulukidze L. S., Grachev E. A., Grigoryan O. R., et al. Thunderstorms as the probable reason of high background neutron fluxes at L < 1.2. // Advances in Space Research. 2004. V. 34. P. 1815-1818.

4. Chilingaryan A., Daryan A., Arakelyan K., et al. Ground-based observations of thunderstorm-correlated fluxes of high-energy electrons, gamma rays and neutrons. // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 043009.

5. Chilingarian A., Bostanjyan N., Vanyan L. Neutron bursts associated with thunderstorms. // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 085017.

6. A. Chilingaryan, N. Bostanjyan, T. Karapetyan, L. Vanyan. Comments on recent results on neutron production in thunderclouds. // Proc. of Cosmic Ray Summer School, Nor Arbert Intern. Conf. Center, June 1-7, 2012. Ed. by A. Chilingaryan, Cosmic Ray Division, Yerevan Physics Institute.

7. Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P. et al. Strong Flux of Low-Energy Neutrons Produced by Thunderstorms // Phys. Rev. Lett. Week ending, 23 March 2012. V. 108. P. 125001.

8. Tsuchiya H., Hibino K., Kawata K. et al. Observation of thundercloud-related gamma rays and neutrons in Tibet. // ArXiv: 12042578. 11 Apr. 2012. V. 1. [physics.geo.ph].

9. Shah G. N., Ishtiaq P. M., Mufti S. et al., Burst profile of the lightning generated neutrons detected by Gulmarg neutron monitor. // 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007.

10. Shyam A. N., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 6867–6869.

11. Кужевский Б.М. Генерация нейтронов в молнии. // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2004. № 5. С. 14–16.

12. Martin I. M. and Alves M. A. Observation of a Possible Neutron Burst Associated With a Lightning Discharge. // Chapman Conference on the Effects of Thunderstorms and Lightning in the Upper Atmosphere. 10-15 May 2009. Pennsylvania, USA.

13. Martin I. M., Alves M. A., Pugacheva G. I., Petrov A. Changes in low energy neutron count rate near ground level associated with weather phenom-

ena. // 11th Intern. Congr. of the Brazilian Geophys. Soc., Salvador, Brazil, August 24–28, 2009.

14. Martin I. M. and Alves M. A. Observation of a Possible Neutron Burst Associated With a Lightning Discharge. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. A00E11.

15. Стародубцев С. А., Козлов В. И., Торопов А. А. и др. Первые экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под облаками вблизи уровни моря. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 201–204.

16. Wilson C. T. R. The Acceleration of β-particles in Strong Electric Fields Such as those of Thunderclouds // Proc. Cambridge Phil. Soc. 1924. V. 22. P. 534–538.

17. Tsuchiya H., Enoto T., Torii T., Nakazawa K. et al. Observation of an Energetic Radiation Burst from Mountain-Top Thunderclouds. // Phys. Rev. Lett. Week ending 26 June 2009. V. 102. P. 255003-1 – 255003-4.

18. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Long-duration gamma-ray emissions from 2007 and 2008 winter thunderstorms. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. D09113. doi:10.1029 / 2010JD015161.

19. Khaerdinov N. S., Lidvansky A. S., Petkov V. B. Cosmic rays and the electric field of thunderclouds: evidence for acceleration of particles (runaway electrons) // Atmospheric Research. 2005. V. 76. P. 246–354.

20. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C.P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV. // Science. 2005. V. 307. P. 1085–1088.

21. Briggs M. S. Fishman G. J., Connaughton V. et al. First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A07323.

22. Tavani M. et al., Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators. // Phys. Rev. Lett., 106, 018501, doi:10.1103/PhysRevLett. 106.01851 (2011).

23. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Detection of High-Energy Gamma Rays from Winter Thunderclouds. // Phys. Rev. Lett. Week ending 19 October 2007. V. 99. P. 165002-1 - 165002-4.

24. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Залялов А. Н., Куцык И. М. Об усилении потока нейтронов в грозовой атмосфере. // Письма в ЖЭТФ. 2013 Т. 97. С. 333–339.

25. Gurevich A.V., Milikh G.M., Roussel-Dupre R.A. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.

26. Libby L. M., Lukens H. R. Production of Radiocarbon in Tree Rings by Lightning Bolts. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 5902–5903.

27. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 345–348.

28. Бабич Л. П. Механизм генерации нейтронов, коррелированных с разрядами молнии // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. С. 702–708.

29. Babich L. P., Roussel-Dupré R. A. The origin of neutron flux increases observed in correlation with lightning. // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D13303.

30. Физическая энциклопедия. Под ред. А. М. Прохорова. Т. 1. Советская энциклопедия. Москва. 1988.

31. Rakov V. A., Uman M. A. Lightning Physics and Effects. New York. Cambridge Univ. Press. 2003.

32. Таблицы физических величин. Под ред. И. К. Кикоина. Атомиздат. Москва 1976.

33. Bystritsky V. M., Gerasimov V. V., Krylov A. R. et al. Measurement of the Astrophysical S Factor for dd Interaction at Ultralow Deuteron - Collision Energies Using the Inverse z-Pinch. // Ядерная Физика. 2003. Т. 66. С. 1731–1738.

34. Smith D. L., Kevan L. Total Charge-Transfer Cross Sections in Molecular Systems. // J. of American Chem. Soc. 1971. V. 93, P. 2113–2117.

35. Babich L. P. Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Arlington. Virginia. USA. Futurepast Inc. 2003.

36. Dietrich S.S., Berman B.L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons. Atomic Data and Nuclear Tables. 1988. V. 38. 199-338.

37. Babich L. P., Donskoy E. N., Il'kaev R. I. et al. Fundamental Parameters of a Relativistic Runaway Electron Avalanche in Air. // Plasma Phys. Rep. 2004. V. 30. P. 616–624.

38. Coleman L. M., Dwyer J. R. Propagation speed of runaway electron avalanches. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L11810. doi:10.1029/ 2006GL025863.

39. Kutsyk I. M., Babich L. P., Donskoi E. N., Bochkov E. I. Numerical Analysis of the Concept of a Laboratory Experiment on the Demonstration of Runaway Electron Breakdown under Normal Conditions at High Overvoltages. // JETP Lett. 2012. V. 95. P. 631–636.

40. Babich L. P., Bochkov E. I., Donskoĭ E.N., Kutsyk I. M. Source of prolonged bursts of high-energy gamma-rays detected in thunderstorm atmosphere in Japan at the coastal area of the Sea of Japan

and on high mountain top // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A09317.

41. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Куцык И. М., Рюссель-Дюпре Р. А. Тормозное излучение лавины релятивистских убегающих электронов в атмосфере. // Геомагнетизм и аэрономия. 2004. Т. 44. № 5. С. 697–703.

42. Frisch O. R. (consulting editor). The Nuclear Handbook. London. George Newnes Limited. 1958.

43. Zerkin V. (database manager). Experimental Nuclear Reaction Data (CINDA, ENDP). WWW-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm.

44. Martins M. N., Hayward E., Lamaze G. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 1855.

45. Gerab F., Martins M.N., Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 105.

46. Larsen L. http://www.slideshare.net/ lewis-glarsen/latticeenergyllc/new-russian-data-supports-wlt-neutron-production-in-lightning-april-4-2012

47. Srivastava Y.N., Widom A., Larsen L. // Pramana - journal of phys. 2010. V. 75 P. 617.

48. Бабич Л. П. Бистабильность ансамбля электронов, взаимодействующих с плотным газом нейтральных частиц в электрическом поле. Приложение к полю грозовых облаков. // ТВТ. 1995. Т. 33. С. 659–662. High Temperature. 1995. V. 33. C. 190–197.

ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ КВАРЦЕВЫХ СВЕТОВОДОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

В. В. Грушко, А. Н. Моисеенко, О. М. Таценко, А. В. Филиппов, С. В. Галанова
Е. В. Грабовский[1], В. В. Александров[1], К. Н. Митрофанов[1], Г. М. Олейник[1]

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия
[1] ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190, г. Москва, г. Троицк, ул. Пушковых, владение 12

В продолжение работ по исследованию радиационной стойкости оптоволоконных датчиков магнитного поля и тока были проведены эксперименты в ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Москва, г. Троицк на ускорителе установки АНГАРА-5-1 [1]. Радиационные условия в окружающей среде установки Ангара-5-1 сходны с экспериментами на ускорителе И-3000. Эксперименты на Ангаре-5-1 дополнили исследования воздействия импульса ионизирующего излучения в области доз до 1 кР на пропускание в оптическом диапазоне спектра е оптоволоконных световодов.

В экспериментах на установке Ангара-5-1 измерялась зависимость пропускания одномодовых оптоволоконных световодов под действием радиационного излучения γ-квантов с энергией 0,05–0,6 МэВ и интегральной дозой ~ (200–500) Р и длительностью 30–50 нс.

В экспериментах в каждом опыте исследовались три оптоволоконных световода типа POD (Расшифровать что такое POD) одинаковой длины. По каждому оптоволоконному световоду пропускался свет трех длин волны, соответственно, 655 нм, 1060 нм и 1300 нм. Излучение с торцов датчиков в виде POD-световодов подавалось через отводящее многомодовое волокно на фотоприемники, электрические сигналы с которых регистрировались 16-ти канальным осциллографом типа Tektronix TLS-216. При этом для снижения влияния на амплитуду полезных сигналов радиационного фона и электромагнитных наводок фотоприемники и осциллограф были помещены в экранированной кабине установки Ангара-5-1.

В контрольном эксперименте была измерена интенсивность собственной люминесценции материала POD-оптоволокна (на длине волны 655 нм), которая возникает под действием импульса ионизирующего излучения. Показано, что во время и после радиационного воздействия собственная люминесценция на длине волны 655 нм практически отсутствует, а ее интенсивность соответствует уровню шума регистрируемых электрических сигналов, обусловленных электромагнитными наводками. Обнаружено, что при воздействии импульса ионизирующего излучения потери в оптоволокне на длине волны 655 нм достигают 80 %, но после импульса ионизирующего излучения волокно восстанавливает свои оптические характеристики. Потери при пропускании излучения на длинах волн 1060 нм и 1300 нм во всех экспериментах незначительны, а их уровень соответствует уровню шума от электромагнитных наводок.

Таким образом, показано, что оптоволоконные световоды типа POD могут быть использованы в качестве магнитооптических датчиков для измерения магнитного поля и тока на сильноточных импульсных установках типа Ангара-5-1.

В настоящее время значительный прогресс, в генерации мощных потоков излучения, достигнут на импульсных электрофизических установках с радиальной токовой имплозией плазменных пинчей. Сила разрядного тока является основным параметром определяющим процессы формирования сильно сжатой плазмы пинча, подводимую к нему энергию и энергетический выход рентгеновского излучения. При формирование Z-пинча на основе имплозии многопроволочных сборок (лайнеров) и различных металлов возникает задача измерения силы тока, проходящего непосредственно через Z-пинч и пространственного распределения в нем тока, включая прохождение тока по отдельной проволоке в начальный момент разряда.

Для решения этой задачи наиболее подходящими являются бесконтактные волоконно- оптические датчики (ВОД) на основе одномодовых волоконных световодов – оптоволокон типа POD, в которых величина тока определяется по углу вращения плоскости поляризации света, проходящего через сердцевину волоконных световодов (ВС).

На мощных электрофизических установках, использующих магнито-изолированные транспортирующие вакуумные линии (МИТВЛ) для подво-

да тока к лайнеру, возникает достаточно высокий фон жесткого рентгеновского излучения. Происхождение жесткого рентгена в фотонах γ-диапазона с энергией сотни кэВ связано с генерацией и торможением потоков быстрых электронов.

Во-первых, потоки быстрых электронов возникают в МИТВЛ за счет токов утечки вакуумных электронов в процессе установлении в ней магнитной изоляции. Торможение потока вакуумных электронов на анодном электроде передающей линии приводит к генерации фотонов с энергией вплоть до напряжения линии.

Второй источник быстрых электронов обусловлен генерацией пучка надтепловых электронов в самом Z-пинче [2-4]. При этом появление электронного пучка связывается с образованием на хвосте распределении электронов по скоростям в плазме пучка надтепловых электронов, которые уходят в «просвист» за счет их ускорения в электрическом поле Драйсера в областях с малой плотностью плазмы: перетяжках плазменной колонки Z-пинча. Надтепловые электроны при торможении на ионах плазменной колонки образуют поток жестких квантов.

Поэтому основным фактором, воздействующим на ВОД, является интенсивное жесткое рентгеновское излучение, под воздействием которого на вещество ВОД происходит образование наведенного поглощения за счет наличия в нем центров окраски. В результате изменяются оптические свойства вещества ВОД.

Цель работы состояла в определении предельных значений радиационной стойкости ВС, которые определяются как величиной наведенного поглощения света в результате образования в сердцевине и оболочке вещества световода радиационных дефектов (радиационных центров окраски), так и уровнем интенсивности собственного свечения вещества ВС за счет радиолюминесценции и черенковского излучения.

Данная работа являлась частью исследований по изучению влияния мощного импульсного ионизирующего излучения на оптические характеристики кварцевых световодов. Подобные эксперименты уже проводились нами на установках РФЯЦ-ВНИИЭФ ЛИУ-10-М (средняя энергия γ-спектра 2,5–3 МэВ, доза радиации на мишени 20–40 кР) и И-3000 (средняя энергия γ-спектра 0,8 МэВ, доза радиации на мишени 100–300 Р), работающих в импульсном однократном режиме.

Термоядерный комплекс установки Ангара-5-1 (ГНЦ РФ ТРИНИТИ) с момента создания и по настоящее время является крупнейшей установкой для исследований по физике быстрых самосжатых разрядов сверхтераваттной мощности, динамике излучающей плазмы многозарядных ионов, проблеме инерциального управляемого синтеза. На комплексе проводятся исследования по электрофизике генераторов сверхмощных электрических импульсов, разрабатываются физические схемы мощных импульсных источников рентгеновского и нейтронного излучения. Энергетику установки Ангара-5-1 обеспечивает генератор импульсной электрической мощности, который состоит из 8 модулей, подключаемых к нагрузке параллельно по МИВТЛ и управляемых во времени с помощью системы высоковольтной синхронизации. Малая реакторная камера (МРК) установки позволяет осуществлять эксперименты с физическими нагрузками в широком диапазоне начальных параметров.

Параметры установки:

– максимальное напряжение на согласованной нагрузке 1,5 МВ;

– форма импульса напряжения - полусинусоида с полупериодом ~150 нс;

– волновое сопротивление генератора 0,25 Ом;

– максимальный ток в согласованной нагрузке до 6 МА;

– мощность, диссипируемая в физической нагрузке, до 5 ТВт;

– среднеквадратичный разброс времени срабатывания модулей ~10 нс.

В экспериментах, проведенных на установке Ангара-5-1, измерялась зависимость пропускания одномодовых оптоволоконных световодов под действием радиационного облучения γ-квантами с энергией 0,05–0,6 МэВ и интегральной дозой ~ (200–500) Р и длительностью 30-50 нс, создававшихся при работе модулей в режиме вакуумных рентгеновских диодов [ПТЭ 2014 №3.3].

Внешний вид установки Ангара-5-1 изображен на рис. 1.



Рис. 1. Общий вид установки Ангара 5-1

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА 5-1

В общей сложности, на установке Ангара 5-1 нами было проведено 4 эксперимента. В каждом эксперименте исследовалось по три световода одного типа (типа POD) и одинаковой длины. Различие состояло в том, что по каждому из них проходил свет разных длин волн (655, 1060 и 1300-нм). То есть, в каждом эксперименте все световоды находились в одинаковых условиях радиационного поражения. Таким образом, была установлена зависимость оптических потерь в оптоволокне от дозы радиации для каждой длины волны.

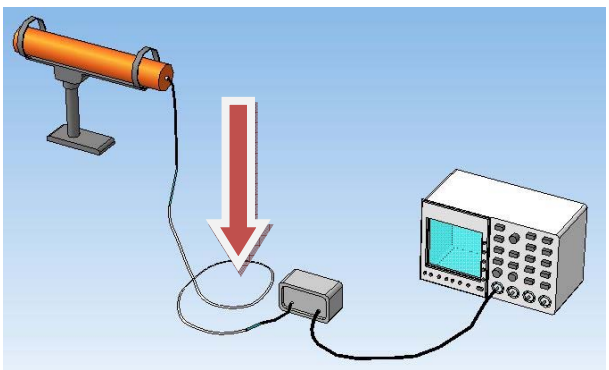


Рис. 2. Схема эксперимента по измерению оптических потерь волоконных соединений, возникающих под действием импульса радиации на установке Ангара 5-1

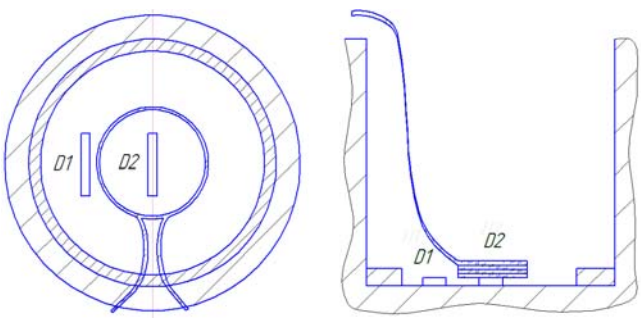


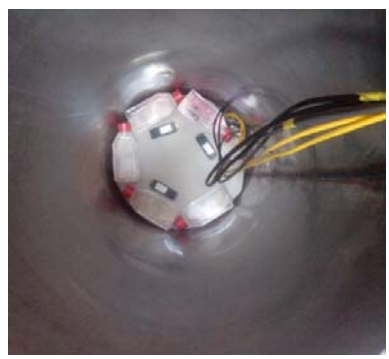
Рис. 3. Схема размещения исследуемого оптоволокона (типа POD) и дозиметрических датчиков в зоне облучения, здесь D1 и D2 алмазные дозиметры импульсного тормозного излучения САД1М

Схема эксперимента, представлена на рис. 2. Излучение с лазеров (ЛПМ-655, ЛПМ-1060 и ЛПМ-1300), проходя через подводящее волоконное соединение (одномодовое волокно), попадало на исследуемые образцы световодов (оптоволокно типа POD). Кольцо световодов размещалось на внешней стороне фланца вакуумной камеры установки Ангара 5-1. Затем через отводящее волоконное соединение (многомодовое волокно) через аттенюатор излучение попадало на фотоприемник. В свою очередь, сигнал с фотоприемника регистрировался осциллографом.

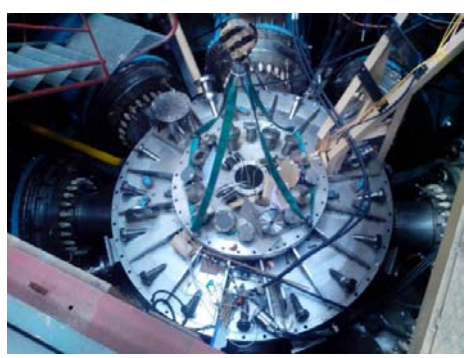
Размещение исследуемого оптоволокна в камере установки и общий вид камеры с проложенной оптоволоконной линией представлен на рис. 4.



а



б



в

Рис. 4. Размещение исследуемого оптоволокна в камере установки (а, б) и общий вид камеры с проложенной оптоволоконной линией (в)

Длина облучаемого участка световода составляла 4 м. Исследуемые волокна располагались в зоне облучения, как показано на рис. 3. Доза облучения, фиксировалась сотрудниками ТРИНИТИ

при помощи алмазных дозиметров импульсного тормозного излучения САД1М (рис. 3).

В первом эксперименте исследования проводились на одной длине волны зондирующего света – 655 нм (использовался лазер ЛПМ 655). Информация о регистрирующей линии и дозе рентгеновского импульса представлена в табл. 1.

Таблица 1

Информация о регистрирующей линии и дозе рентгеновского импульса

Название	Номер кабеля	Длина волны, нм	Канал осциллографа	Доза излучения, Р
Ch01	1	655	7	800

На рис. 5 представлена форма импульса рентгеновского излучения в первом эксперименте и изменение пропускания в оптоволоконном световоде на длине волны зондирующего излучения 655 нм.

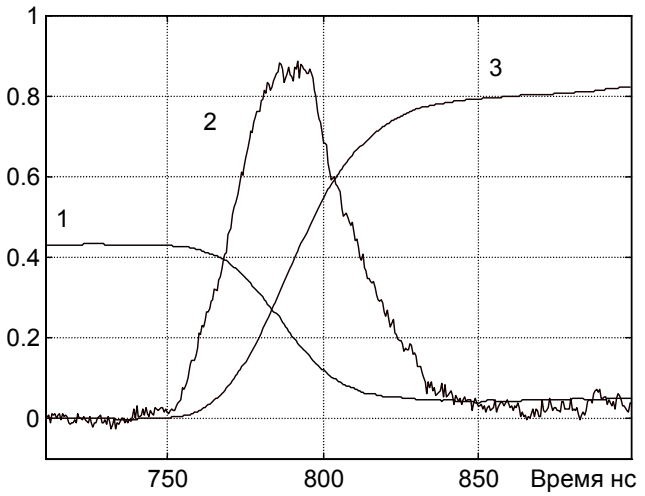


Рис. 5. Форма импульса рентгеновского излучения и изменение пропускания в оптоволоконном световоде на длине волны зондирующего излучения 655 нм. (первый эксперимент). 1 – Сигнал с фотоприемника, показывающий изменение пропускания оптоволоконного световода под действием рентгеновского импульса. 2 – Мощность дозы [$2*10^{10}$Р/с]. 3 – Доза [10^3Р].

В линейном приближении связь между изменением интенсивности *dJ* прошедшего по световоду длиной *dx* излучения интенсивностью *J* с коэффициентом ослабления $K(\tau)$ на отрезке *dx* в момент времени τ следующая:

$$\frac{dJ}{J} = -K(\tau) * dx .$$

Интегрирование этого уравнения даст:

$$\int_{J_0}^{J} \frac{dJ}{J} = -\int_0^A K\left(t - \frac{A}{c} + \frac{x}{c}\right) * dx$$

где c – скорость света в световоде, J_0 и J – исходная интенсивность луча и интенсивность после прохождения облучаемого участка длиной А. В нашем случае А = 4 м.
откуда

$$\ln\left(\frac{J}{J_0}\right) = -c\int_{t-\Delta}^{t} K(\tau) * d\tau ,$$

где Δ = 20 нс – время пробега луча по облучаемому участку .

Продифференцировав последнее уравнение по времени, получим в явном виде связь между зарегистрированной интенсивностью J ослабленного луча и коэффициентом ослабления $K(\tau)$.

$$K(t) = -\frac{dJ/dt}{cJ} + K(t - \Delta)$$

Поскольку до начала рентгеновского импульса $K(t) = 0$, то $K(t)$ легко найти. Результат представлен на рис. 6.

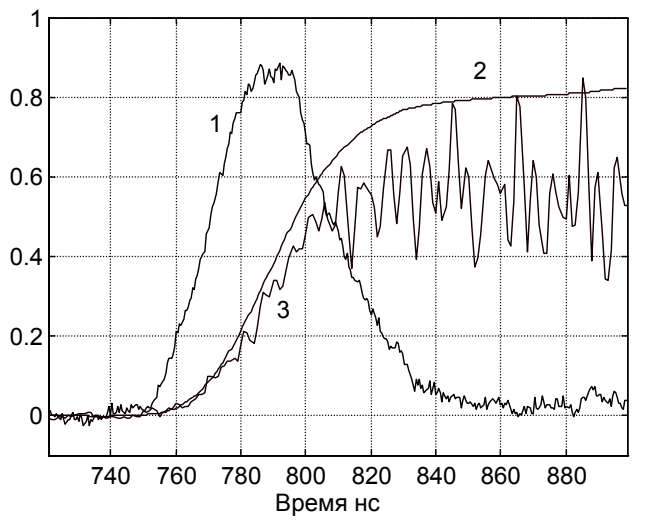


Рис. 6. Коэффициент ослабления $K(\tau)$: 1 – Мощность дозы [$2*10^{10}$Р/с]; 2 – Доза [103Р]; 3 – коэффициентом ослабления $K(\tau)$ [1/м]

Имея зависимости от времени коэффициента ослабления $K(t)$ и дозы $D(t)$, находим зависимость $K(D)$, которая представлена на рис. 7.

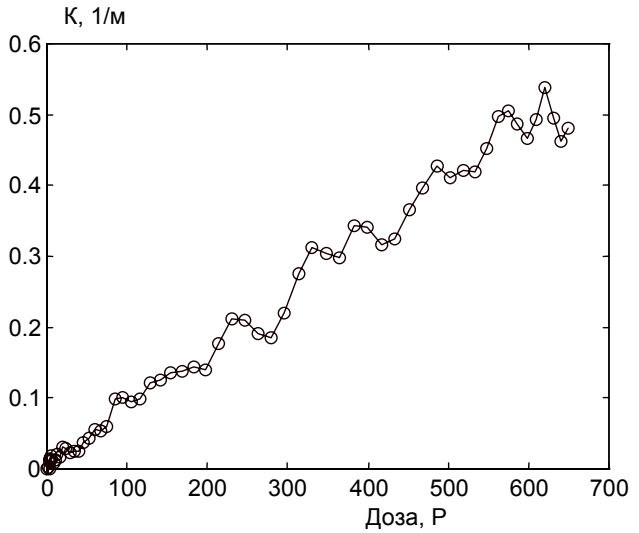


Рис. 7. Зависимость коэффициента ослабления от дозы $K(D)$

Как видно, можно говорить о линейной зависимости коэффициента ослабления световода от дозы в интервале 0-700 Р, а именно: $K[1/м] = 8{,}3*10^{-4}D[P]$.

После воздействия рентгена, пропускание в световоде восстанавливается, что соответствует данным с экспериментов на ускорителе И-3000.

Во втором эксперименте исследования проводились на длинах волн зондирующего света 1060 нм и 1300 нм (использовались лазеры ЛПМ-1060 и ЛПМ-1300).

Таблица 2

Информация о регистрирующей линии и дозе рентгеновского импульса

Название	Номер кабеля	Длина волны, нм	Канал осциллографа	Доза излучения, Р
Ch02	2	1060	8	500
Ch03	4	1300	9	

На рис. 8 представлена форма импульса рентгеновского излучения:

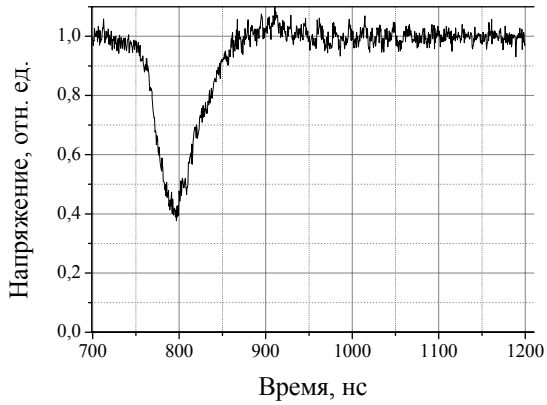


Рис. 8. Форма импульса рентгеновского излучения во втором эксперименте

Сигнал с фотоприемника, показывающий изменение пропускания оптоволоконного световода под действием рентгеновского импульса представлен на рис. 9.

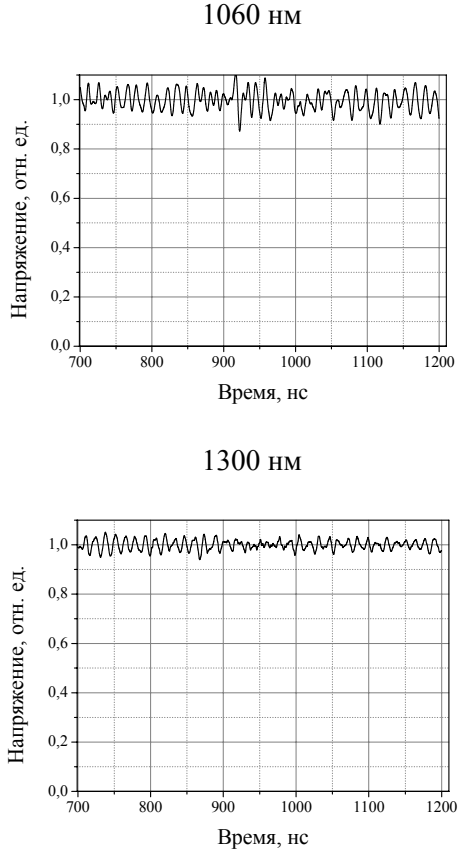


Рис. 9. Изменение пропускания в оптоволоконном световоде на длине волны зондирующего излучения 1060 нм и 1300 нм

Видно, что падение сигнала на длинах волн 1060 нм и 1300 нм практически отсутствует.

Таблица 3

Информация о регистрирующей линии и дозе рентгеновского импульса

Название	Номер кабеля	Длина волны, нм	Канал осциллографа	Доза излучения, Р
Ch01	1	655	7	344
Ch02	2	1300	8	
Ch03	4	1060	9	

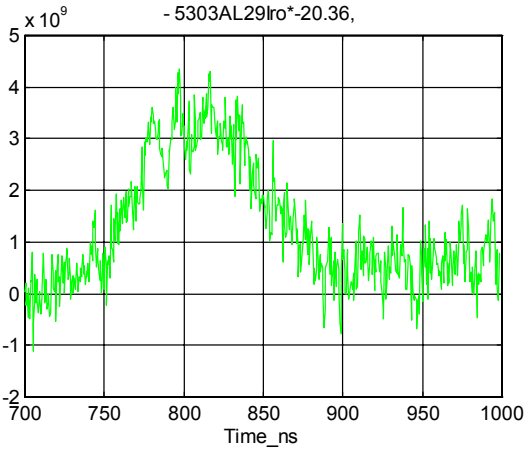
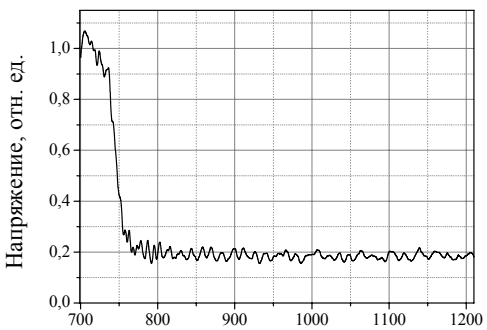


Рис. 10. Мощность дозы [2*10^{10}Р/с] рентгеновского излучения

655 нм



1060 нм

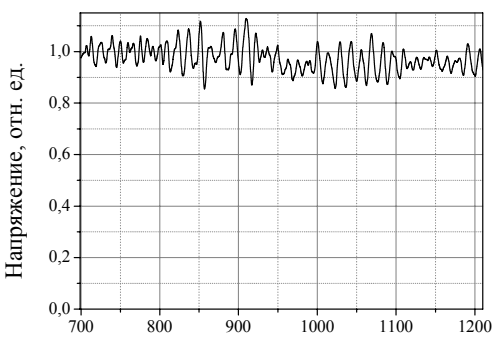


Рис. 11. Изменения пропускания в оптоволоконном световоде на длине волны зондирующего излучения 655 нм, 1060 нм и 1300 нм.

1300 нм

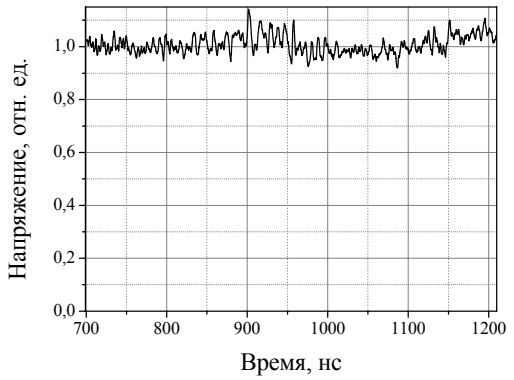


Рис. 11. (Окончание)

Таблица 4

Информация о регистрирующей линии и дозе рентгеновского импульса

Название	Номер кабеля	Длина волны, нм	Канал осциллографа	Доза излучения, Р
Ch01	1	655	7	500
Ch02	2	1300	8	
Ch03	4	1060	9	

Форма импульса рентгеновского излучения представлена на рис. 12.

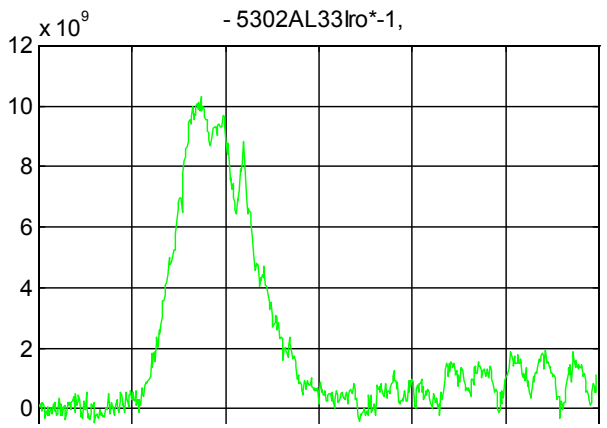


Рис. 12. Форма импульса рентгеновского излучения

В последнем эксперименте, в канале, работающем в видимой области длин волн, было проведено измерение наведенного излучения. Лазер был выключен. Это было сделано для проверки наличия собственной люминесценции в данном типе оптоволокна под действием импульса иони-

зирующего излучения (рис. 13, 655 нм). Из осциллограммы видно, что для данного типа оптоволоконных световодов собственная люминесценция отсутствует или мала по отношению к измеряемому сигналу. Шум, наблюдаемый на осциллограмме на 700–800 нс обуславливается электромагнитными наводками.

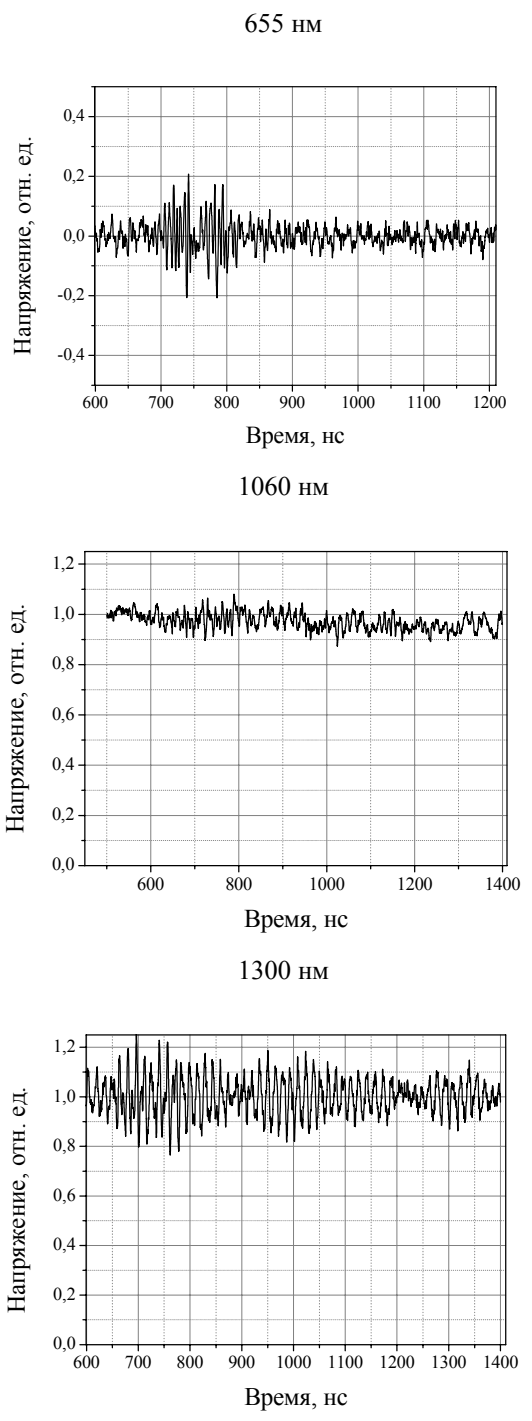


Рис. 13. Сигнал проверки наведенной люминесценции и изменения пропускания в оптоволоконном световоде на длине волны зондирующего излучения 1060 нм и 1300 нм

Заключение

Исследовано влияние ионизирующего излучения с дозой 200–500 Р и энергией квантов 500 кэВ на оптическое пропускание кварцевых световодов на ускорителе Ангара-5-1. Исследования проводились на трех световодах одного типа и одной длины – 4 м. Различие состояло лишь в длинах волн зондирующего света, пропускаемого через оптоволокно – 655, 1060 и 1300 (нм). Исследования показали, что на длине волны 655 нм потери пропускания составляют 80 %, но после импульса ионизирующего излучения волокно восстанавливает свои оптические характеристики (судя по рис. 5 и 11 время восстановления разное!!! С чем это может быть связано? Нужны пояснения в тексте). Можно говорить о линейной зависимости коэффициента ослабления световода от дозы в интервале 0-700 Р, а именно: $K[1/м]= 8{,}3*10^{-4}D[P]$.

Потери пропускания на длинах волн 1060 нм и 1300 нм во всех экспериментах **незначительны** (Данная оценка некорректна. Следовало бы оценить этот уровень на основе сравнения с величиной пропускания оптоволокна на этих длинах волн, например, 99 % или что-то в этом роде!). Поэтому, оптоволоконные световоды данного типа, могут быть использованы в качестве магнито-оптических датчиков магнитного поля и тока на сильноточных импульсных установках типа Ангара-5-1. Была проведена работа по измерению собственной люминесценции оптоволоконных световодов под действием ионизирующего излучения. Исследования показали, что в данном типе оптоволокна люминесценция не наблюдается или мала по отношению к уровню измеряемого сигнала. Сравнение результатов, полученных на установке Ангара 5-1, с результатами экспериментов на ускорителе И-3000 показало, что при одной и той же дозе большое влияние оказывает длительность импульса и энергия γ-квантов.

Список литературы

1. Альбиков З. А., Велихов Е. П., Веретенников А. И., Глухих В. А., Грабовский Е. В., Грязнов Г. М., Гусев О. А., Жемчужников Г. Н., Зайцев В. И., Золотовский О. А., Истомин Ю. А., Козлов О. В., Крашенинников И. С., Курочкин С. С., Латманизова Г. М., Матвеев В. В., Минеев Г. В., Михайлов В. Н., Недосеев С. Л., Олейник Г. М., Певчев В. П., Перлин А. С., Печерский О. П., Письменный В. Д., Рудаков Л. И., Смирнов В. П., Царфин В. Я., Ямпольский И. Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.

2. Alexandrov V. V., Fortov V. E., Frolov I. N., Grabovskii E. V., Krasuk I. K., Lomonosov I. V., Mitofanov K. N., Pashinin P. P., Semenov A. Yu., Smirnov V. P., Oleinik G. M., Porofeev I. Yu., Vovchenko V. I., Zukakishvili G. G. // 13th International Conference on High-Power Particle Beams (BEAMS2000). Edited by Kiyoshi Yatsui and Weihua Jiang. Nagaoka University of Technology. Nagaoka, Japan, June 25–30, 2000. Proceedings, V. 1, pp. 142–146.

3. Александров В. В., Грабовский Е. В., Грибов А. Н., Грицук А. Н., Медовщиков С. Ф., Митрофанов К. Н., Олейник Г. М. // Физика плазмы, 2009, Т. 35, № 2, С. 161–173.

4. Gribov A. N., Aleksandrov V. V., Grabovskiy E. V., Gritsuk A. N., Medovshikov S. F., Mitrofanov K. N., Oleinik G. M. // IEEE Transactions on PLASMA SCIENCE, V. 37, Issue 10, Part. 1, 2009, pp. 1981–1986.

РАСЧЁТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ДЖОУЛЕВЫХ НАГРЕВОВ В ВАКУУМНОЙ ДУГОГАСИТЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ (ВДК)

С. Ф. Гаранин[1], С. Д. Кузнецов[1], В. А. Глазунов[1], В. Б. Якубов[1], В. Н. Борисенкова[2], П. П. Мисюра[3]

[1] ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия
[2]ООО «Евроконтракт – Высоковольтные аппараты», Балашиха, Россия
[3]ХК ОАО «НЭВЗ – Союз», Новосибирск, Россия

Одним из вариантов коммутирующей аппаратуры, подходящей для использования в суровых климатических условиях являются сильноточные выключатели на основе вакуумных дугогасительных камер (ВДК). Подобные устройства могут обладать рядом других технологических и экологических преимуществ по сравнению с использующимися в настоящее время. Рассмотрены расчёты для определения полей величин в ВДК, проектируемой на уровень номинальных рабочих токов ~3 кА, размыкаемых токов ~40 кА и рабочие напряжения ~100…200 кВ с системой создания аксиального магнитного поля для улучшения условий дугогашения.

Введение

Основным типом коммутационных аппаратов, применяемых в настоящее время, являются аппараты с элегазовой изоляцией, хотя ведущими мировыми производителями высоковольтного коммутационного оборудования разработаны и проходят опытную эксплуатацию колонковые и баковые выключатели с вакуумными дугогасительными камерами (ВДК) на наибольшее рабочее напряжение 126–145 кВ в одном разрыве.

Физическая схема ВДК может быть проиллюстрирова на рис. 1. Устройство состоит из двух торцевых контактов, один из которых неподвижен, а другой приводится в движение специальным механизмом, обеспечивающим разведение контактов с проектной скоростью, а также прижатие контактов с заданным усилием для уменьшения контактного сопротивления и потерь в выключателе в замкнутом режиме. На торцевой поверхности контактов могут быть установлены специальные накладки из термостойкого тугоплавкого материала, обеспечивающего большую стойкость контактов при выполнении рабочих циклов размыкания-замыкания, а также размыкания цепи при токах короткого замыкания (КЗ) в нагрузке. В процессе размыкания контактов, через которые проходит мощный электрический ток, между ними зажигается мощный дуговой разряд в парах металла электродов. Процессы гашения этого разряда определяют физику работы устройства и обеспечивают нужные параметры прерывания тока. Экран, окружающий зону разряда, служит для улавливания паров металла из разряда, которые в противном случае осаждались бы на цилиндрическом изоляторе, в котором вакуумируется представленная на рис. 1 конструкция.

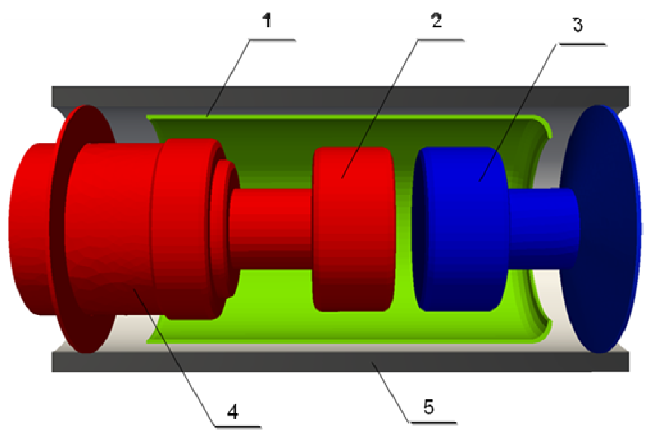


Рис. 1. Конфигурация электродов ВДК, цвета электродов соответствуют напряжению на электродах

Работоспособность устройства регламентируется техническими условиями, которые подразумевают способность выдерживать рабочие напряжения, многочисленные циклы включения выклю-

* Работа основана на результатах исследований, проведенных по договору № 4289-5-96/2013 от 20.05.2013 между ВНИИЭФ и ООО «Евроконтракт – Высоковольтные аппараты».

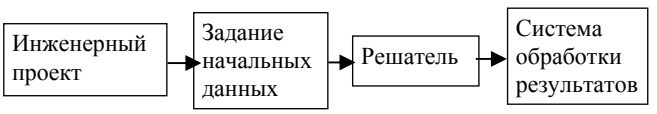
чения на номинальных токах, определённое количество размыканий тока КЗ, определяется сложными и не полностью изученными процессами горения дуги и процессами на контактах. В настоящее время одним из факторов, улучшающих работоспособность устройства, является создание аксиального магнитного поля между электродами [1]. Системы для создания магнитного поля в общих чертах описаны в литературе [1, 2]; обычно магнитное поле образуется в результате создания токов, протекающих в азимутальном направлении, например, за счёт нарезания прорезей на боковых поверхностях электродов.

В настоящее время на мировом рынке отсутствует вакуумная коммутационная аппаратура на напряжения 110–145 кВ, что объясняется технологической проработкой серийного выпуска данного оборудования. Цель крупных корпораций – достигнуть большей рентабельности вакуумной аппаратуры по сравнению с элегазовым коммутационным оборудованием.

Нижние температуры (–45 °С – –60 °С) эксплуатации комплектных распределительных устройств (КРУ) с ВДК (в отличие от устройств с применением элегаза) позволят использовать их на территории России, Украины, Белоруссии и Казахстана. Стимулом к применению вакуумной коммутационной аппаратуры являются также экологические характеристики, так как применение элегаза в качестве дугогасящей среды, что используется в настоящее время в большей части коммутационных устройств, приводит к образованию в процессе эксплуатации токсичных продуктов разложения элегаза.

Задача улучшение возможностей для понимания процессов происходящих в ВДК может быть разбита на ряд важных технических задач, которые могут улучшить возможности проектирования, уменьшив тем самым расходы на экспериментальную проверку различных технических гипотез и определение реальных рабочих параметров систем.

Расчёты реальной конструкции ВДК проводились по 2D и 3D программам. Схема проведения расчётов, поддерживающих проектирование технических систем, может быть представлена в следующем виде:



При этом необходимо согласовать форматы передачи данных от отдельных модулей, которые по возможности должны быть взаимозаменяемыми и составляться из отдельных коммерческих или свободно распространяемых программ.

При проектировании устройств обычно используются компьютерные системы проектирования CAD, которые должны выдать данные в формате, из которого может быть извлечена 3D-геометрия для построения расчётных геометрий и сеток. Приведённые в отчёте расчёты были проведены на геометриях, которые были сгенерированы с использованием доступных во ВНИИЭФ CAD-систем, которые позволяют также генерировать расчётные сетки для используемого решателя. Для генерации сеток могут быть использованы и другие, распространяемые по свободной лицензии генераторы сеток. В расчётах использовались конечно-элементные сетки, составленные из элементов-тетраэдров первого или второго порядка [3]. Выбор этого типа элементов обусловлен лучшими возможностями используемых программ сеткогенераторов для построения сетки во всём пространстве. После получения сеточной постановки задачи с граничными условиями к задаче применяется решатель, который ищет решение уравнений в заданной области. После получения решения уравнений, требуется проведение ряда векторных и дифференциальных операций с полученными векторными полями, а также вычисление интегралов от полей по некоторым областям; для этих целей написан специальный обработчик. Результаты расчётов выдаются в формате для дальнейшей визуализации, для которой использовалась бесплатная программа Paraview [4].

1. Распределение электрических полей в ВДК

В качестве примера в этом разделе приведены результаты расчётов, проведенных для камеры с условным обозначением КДВ НЭВЗ 110-40/3150.

1.1. Методика и постановки расчётов для получения результатов в областях задачи с малыми радиусами скругления электродов

Расчетная геометрия подверглась некоторому упрощению при описании несущественных для электростатических расчётов деталей. Потенциал торцевых элементов (в виде блюдец без дна) задавался равным потенциалу соответствующих электродов, что соответствует хорошему электрическому контакту между торцевыми элементами и электродами.

На рис. 2 показаны необходимые для электростатического расчёта металлические электроды и половина экрана в изометрии из расчёта задачи при межэлектродном промежутке 75 мм, цвета электродов и экрана соответствуют напряжению на электродах в единицах напряжения, приложенного между электродами, полученному в расчёте. При этом потенциал экрана в силу симметрии задачи равен ½ от напряжения между электродами.

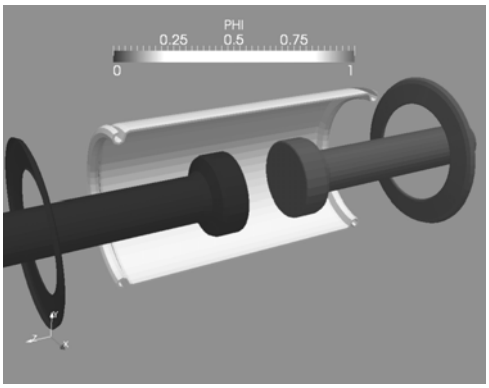
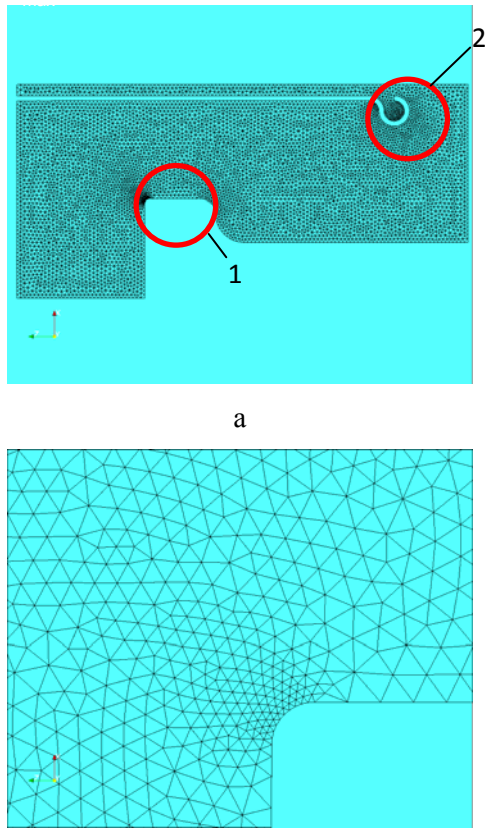


Рис. 2. Конфигурация электродов задачи при межэлектродном промежутке 75 мм, цвета электродов соответствуют напряжению на электродах, полученному в расчёте

Для упрощения задачи из всей области был извлечён сегмент в 10 градусов. В силу симметрии задачи относительно плоскости перпендикулярной оси, расположенной на равном расстоянии от электродов, в расчётах рассматривалась только половина всей области с одной стороны от плоскости симметрии. Потенциал плоскости симметрии полагался равным потенциалу экрана. Расчетная область содержит все необходимые детали конструкции, расчётная сетка в вакуумной области показана на рис. 3.

Нужно отметить, что решение задачи ищется для потенциала электрического поля, а напряжённости электрического поля получаются из этого решения в результате дифференцирования. В результате напряжённости электрического поля имеют меньшую гладкость, и их значение может быть искажено в результате интерполяции при получении изображения. Для получения значения напряжённости электрического поля на поверхности с приемлемой точностью, что требуется для оценки вероятности пробоя, должен быть предпринят ряд мер. Одной из особенностей является то, что поле на границе с поверхностью электрода вычисляется в элементах имеющих конечный размер или физически на некотором расстоянии от электрода, что даёт оценку снизу для напряжённости электрического поля. То есть характерный размер приграничных элементов должен быть достаточно малым по сравнению с радиусом скругления электрода, это достигается увеличением числа точек на скруглении. На рис. 3 показана сетка вблизи граничной поверхности расчётного сегмента, в которой на границе фаски электрода задано 10 узлов. Предварительные расчёты показали, что сходимость результатов достигается при числе узлов на границе фаски электрода ~10.



а

б

Рис. 3. Расчётная сетка со сгущением на малых радиусах скругления: а – общий вид, б – вид в области угла электрода при ~10 расчётных элементах на радиус фаски

Задание большого числа элементов на скруглении может приводить к излишнему сгущению элементов в областях, где ничего интересного не происходит. Важным моментом также является выдача поэлементных величин электрического поля, а не результатов сеточных интерполяций этого поля, которые используются в программах построения картин поля. Интерполирование даёт усреднение поля по нескольким расчётным элементам, что уменьшает максимальное значение поля в областях, где величина поля существенно изменяется.

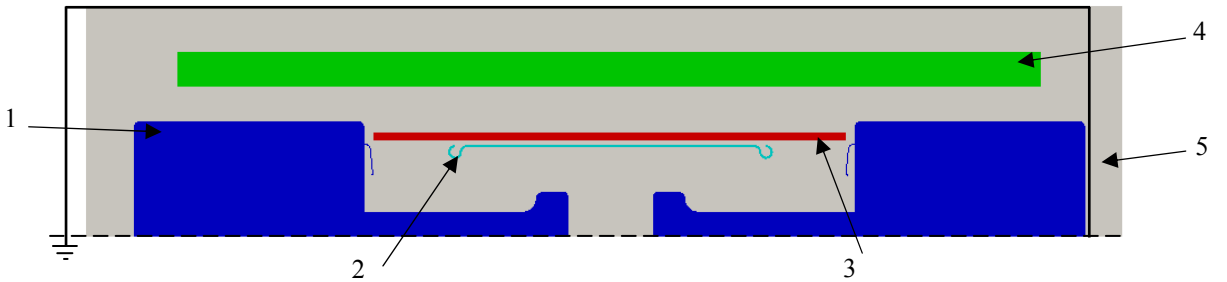
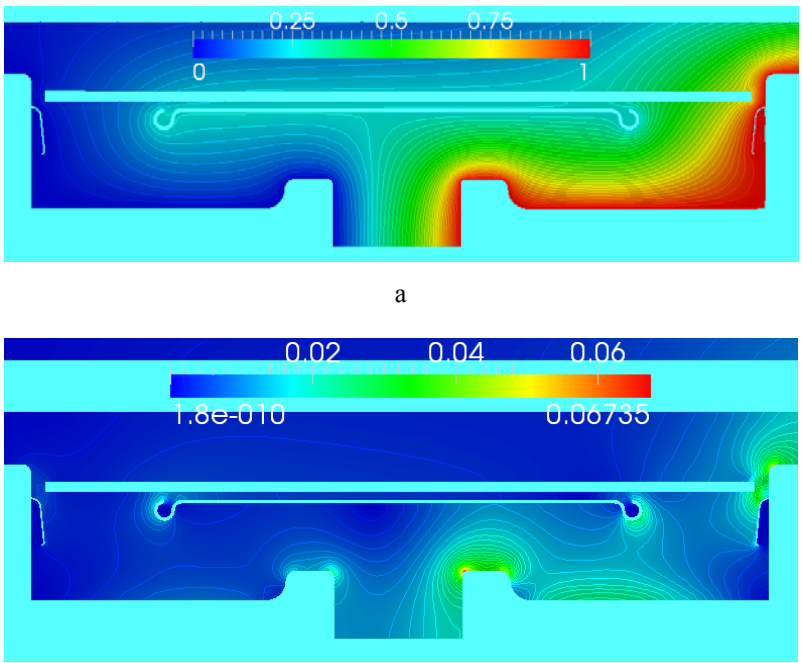


Рис. 4. ие задачи с размещением ВДК в металлическом баке КРУ, расчётные детали выделены цветом: 1) синий – электроды; 2) голубой – экран; 3) красный – керамика; 4) зелёный – изолятор; 5) серый – вакуумная область



а

б

Рис. 5. Результаты расчета электрического поля в ВДК: а – изолинии потенциала электрического поля, б – изолинии модуля напряженности электрического поля

Приведенные в следующем разделе расчёты выполнены с учётом изложенных в этом разделе соображений:

1) Рассчитывается сегмент в 10 градусов (для уменьшения размера элементов);

2) Задаётся не менее 10 расчётных элементов на радиус скругления.

1.2. Результаты расчётов электрического поля в камере с разомкнутыми электродами при помещении в бак комплектного распределительного устройства

В этом разделе приведены результаты расчётов поля в ВДК, помещённой в круглый металлический заземлённый бак ∅400 мм и длиной 900 мм, имитирующие размещение вакуумного выключателя в ячейке КРУ, такое размещение коммутационной аппаратуры является стандартным и повышает её защищённость, а также унифицирует систему коммутации. К подводящим электродам ВДК в расчёте подсоединены металлические цилиндры, имитирующие закрепление электродов и приводы подводящих механизмов. Были проведены расчёты с несколькими вариантами экрана ВДК. Приведен расчёт для простого цилиндрического экрана со скруглением углов для уменьшения электрического поля на углах. На рис. 4 показана геометрия задачи. Учитывались изолирующие слои из керамики и внешний изолятор. Задача с ВДК в баке интересна тем, что в ней имеются ёмкостные связи электродов с землёй, и можно ожидать изменения плавающих потенциалов электродов по сравнению со случаем, когда

связи с заземлёнными элементами, окружающими ВДК, не учитываются.

При постановке задачи потенциалы задаются на электродах ВДК с присоединенными элементами, а заземляющий потенциал 0 задаётся на внешней поверхности цилиндра, который ограничивает вакуумную область.

На рис. 5а показано распределение потенциала электрического поля в ВДК, полученное в расчёте, когда потенциал левого электрода равен потенциалу земли. Видно, что плавающий потенциал экрана в расчётах сильно смещён в сторону земли. В силу зеркальной симметрии задание потенциала правого электрода равным потенциалу земли приведет к зеркальному отображению распределения потенциала, а в общем случае, когда в конструкции ВДК отсутствует зеркальная симметрия, это не так.

На рис. 5б показаны изолинии электрического поля из расчётов. Из рис. 5б видно, что поля в углах электродов, а также возле углов экрана, становятся несимметричными и значительно возрастают около электродов, имеющих высокий потенциал относительно земли. В этом смысле условия на пробой в ВДК при размещении выключателя в баке ячейки КРУ становятся хуже, чем в симметричной задаче.

2. Расчёты токов, магнитных полей и сил в замкнутых электродах для реальных геометрий торцевых электродов

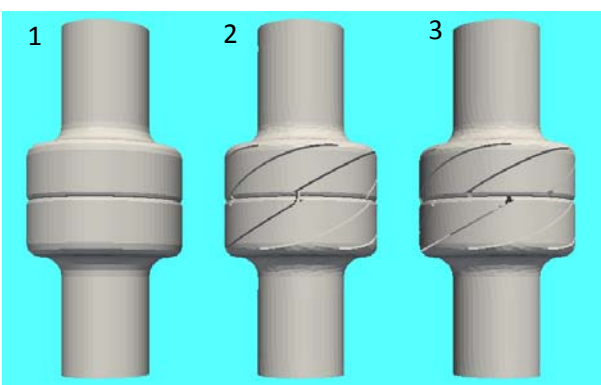


Рис. 6. Расчётные варианты: 1) без прорезей в электроде; 2) и 3) с прорезями, но отличающиеся в состыковке борозд на крышке

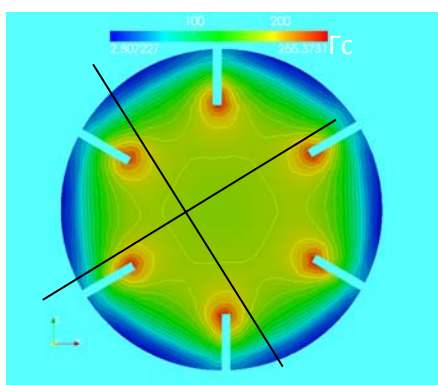
Были проведены расчёты токов, магнитных полей и сил для контактной системы, как с прорезями, так и без прорезей в чаше электрода. Кроме того, варьировалось взаимное расположение прорезей на электродах с помощью относительного поворота электродов. Расчётная геометрия приведена на рис. 6, размеры электродов были взяты из чертежей, общая длина рассчитываемого участка электродов со стержнями составляет 176 мм. Были проведены 3 варианта расчётов для:

1) Простых торцевых электродов без прорезей;

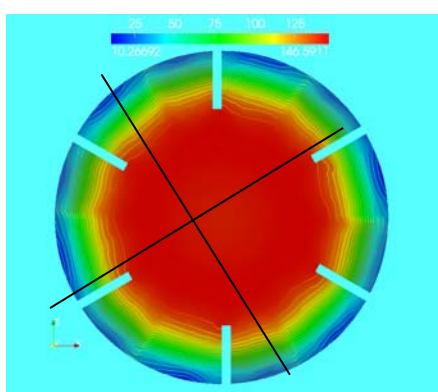
2) Торцевых электродов с прорезями для создания кольцевых токов с совмещением прорезей в крышках электродов;

3) Торцевых электродов с прорезями для создания кольцевых токов с равномерным расположением прорезей в крышках.

Осевое магнитное поле на крышке электрода в расчетах для электродов варианта 1 не возникает, так как не возникает азимутальных токов. Результаты расчёта аксиального и полного магнитного поля на крышке электрода для вариантов 2, 3 для номинального тока 3,15 кА (соответствующего току в момент начала размыкания электродов) приведены на рис. 7–9.

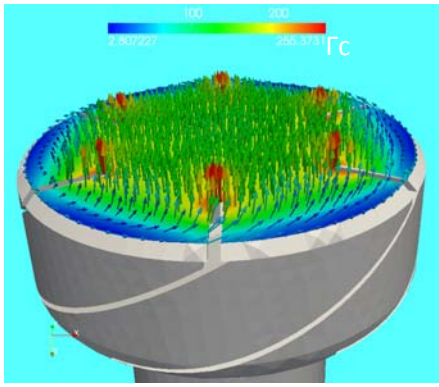


а

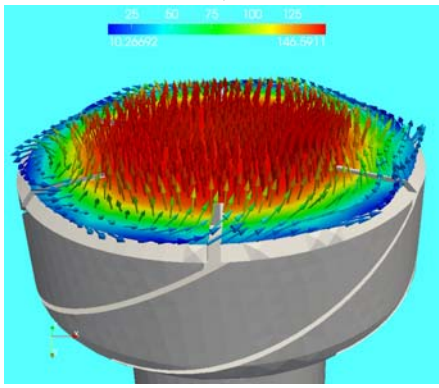


б

Рис. 7. Осевое магнитное поле электрода из расчётов: а – вариант 2, б – вариант 3 при номинальном токе 3,15 кА



а)



б)

Рис. 8. Векторы напряжённости магнитного поля на крышке из расчётов: а) вариант 2, б) вариант 3 (окрашены по величине осевого магнитного поля) при номинальном токе 3,15 кА

По рассчитанным токам и напряжённостям магнитных полей были вычислены силы, действующие на рассчитываемые в задаче участки электродов. Результаты по расчёту сил согласуются с порядковыми оценками и были проверены в ряде простых тестов, имеющих аналитическое решение. Прибавка к силе в вариантах 2 и 3 из-за учёта притяжения азимутальных токов увеличивает силу в ~1,5 раза, по сравнению с действующей на простые торцевые электроды. Пиковое значение силы притяжения электродов при максимально возможном токе 10^5 А оказывается ~100 кгс. При росте тока увеличивается сила, сжимающая электроды, что является благоприятным обстоятельством. При этом нужно отметить, что задача решалась в приближении идеального контакта между электродами. В случае ослабления прижатия электродов в реальных системах электродов происходит проникновение магнитного поля в зазор и взрыв материала электродов, что может вызвать сильное отталкивание электродов, которое в данной работе не рассчитывалось.

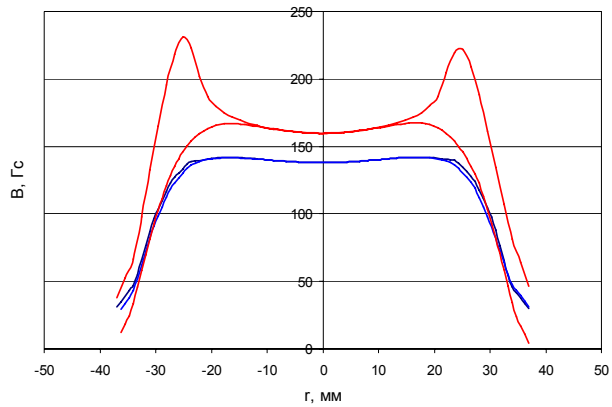


Рис. 9. Аксиальная компонента напряжённости магнитного поля на крышке электрода вдоль линии, проходящей через противоположные прорези электродов, и перпендикулярно этой линии (вдоль линий, показанных на рис. 7)

3. Расчёты нагрева электродов в замкнутом состоянии номинальными рабочими токами

Задача о нагреве джоулевым теплом замкнутых электродов с учётом теплоотвода на концах токоподводящих стержней решалась в следующей модельной постановке, в которой, возможно, не учтены многие решающие физические процессы, связанные с разогревом за счёт контактных сопротивлений, но которая позволяет сравниться с простым аналитическим решением. Под действием протекающего тока происходит выделение джоулева тепла в материале электрода. Отвод тепла осуществляется за счёт поддержания торцов электродов при постоянной температуре 300 K. В качестве параметров вещества в расчёте взяты: проводимость $\sigma = 0{,}7 \cdot 10^5$ 1/Ом/мм, теплопроводность $\lambda = 0{,}1$ Вт/K/мм.

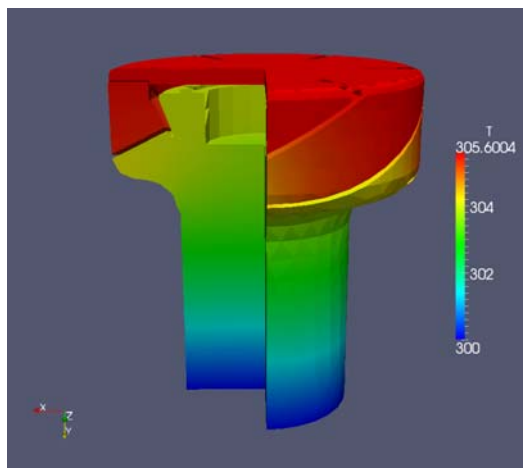


Рис. 10. Распределение температуры по электроду, нагреваемому протекающим током, с заданной температурой на торцевых площадках

На рис. 10 показано поле температур внутри электрода, получаемое в расчёте. Поле ведёт себя ожидаемо, температура возрастает около центра системы электродов, спадая к поверхностям, находящимся при постоянной температуре.

Для проверки результатов расчётов может быть получено решение одномерной задачи о нагреве стержня постоянного сечения протекающим по нему током.

Поток тепла в каждом сечении определяется при этом как

$$Q = -\lambda S \frac{dT}{dx}.$$

Если концы стержня поддерживаются при постоянной температуре, то приращение температуры в центре может быть оценено как

$$\Delta T = \frac{W\ell}{2S\lambda} = \frac{1}{\lambda\sigma}\left(\frac{I\ell}{S}\right)^2,$$

где W – джоулев нагрев единицы объема, S – сечение стержня, l – его длина. При $l/2$ = 84 мм, для цилиндрического стержня радиусом r = 22 мм, $S = \pi r^2$ = 1520 мм^2, и для I = 3,150 кА ΔT = 9,5 K.

Полученный в расчёте разогрев электродов, имеющих форму более сложную, чем рассмотренный стержень, составил в центре электродов ΔT = 5,6 K, что согласуется с оценкой по порядку величины.

Заключение

Показана возможность решения ряда задач, необходимых для моделирования работы ВДК и для расчёта её характеристик на стадии проектирования. Показаны примеры расчётов электрических полей, распределения тока и магнитного поля по электродам (и плазме), сил, действующих на электроды со стороны магнитного поля, и нагрева электродов под действием джоулевого тепла с учётом теплопроводности материала.

Список литературы

1. Slade P. G. The Vacuum Interrupter / Theory, Design, and Application. Taylor & Francis Group, 2008.

2. Александров Г. Н. Электрические аппараты высокого напряжения. Ленинград: Энергоатомиздат, 1989.

3. Zienkiewicz O. C. The Finite Element Method. McGraw-Hill: London, Third Edition, 1977.

4. Paraview: Parallel Visualization Application [Electronic resource] Mode of access: http://paraview.org

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОБЪЕКТОВ

Ю. И. Дудчик

Начно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета

Разработана многоэлементная преломляющая линза для рентгеновских лучей с относительно коротким фокусным расстоянием: для фотонов с энергией 8 кэВ это расстояние составляет 5 см. Линза выполнена в виде стеклянного капилляра, заполненного большим числом (100–300) двояковогнутых сферических микролинз из эпоксидной смолы. Оптические параметры разработанных линз были исследованы на 8 синхротронах в Японии, США, Корее, Китае, РФ. Например, установлено, что рентгеновская линза, состоящая из 350 микролинз с радиусом кривизны 100 микрон каждая, фокусирует рентгеновские лучи с энергией фотонов 18 кэВ в пятно размером 1,5 мкм. Рентгеновские линзы использовались в качестве объектива рентгеновского микроскопа с синхротронным или лабораторным источником излучения. Перспективно использовать линзы для получения изображения лазерно-плазменных источников излучения.

1. Введение

Рентгеновские лучи, открытые более 100 лет назад, по-прежнему остаются уникальным инструментом в научных исследованиях, медицине, промышленности. За прошедшие годы после открытия рентгеновских лучей существенно изменилась и рентгеновская техника: если еще 50 лет назад основным источником рентгеновского излучения являлась рентгеновская трубка, то сейчас – это синхротрон, а в ближайшей перспективе – рентгеновский лазер на свободных электронах. В настоящее время в мире существует более 40 центров синхротронного излучения, включая и так называемые синхротроны третьего поколения (ESRF (Франция), APS (США), SPring-8 (Япония) и др.), которые позволяют получать интенсивные рентгеновские пучки с поперечным размером около 100 мкм и энергией фотонов 5–20 кэВ. Такие пучки могут быть сфокусированы в пятна микронных размеров с использованием целого ряда оптических элементов, одним из которых является многоэлементная преломляющая рентгеновская линза.

2. Многоэлементная преломляющая рентгеновская линза

Поскольку показатель преломления рентгеновских лучей в веществе отличается от единицы на величину порядка 10^{-6}, то в течение 100 лет после открытия Рентгена рентгеновская преломляющая оптика рассматривалась как неэффективная, и в качестве оптического устройства, например, для получения изображения плазменных источников рентгеновского излучения, использовали микро-диафрагму (pin-hole). И только после появления в 1996 г. многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы [1], их начали использовать в рентгеновской технике вместо pin-hole.

Многоэлементная преломляющая рентгеновская линза состоит из большого числа (50 и более) двояковогнутых микролинз, расположенных соосно. Линзы выполнены из материала, содержащего элементы с небольшим порядковым номером, такие как бериллий, литий, углерод или полимер. Радиус кривизны отдельной микролинзы составляет 50–200 мкм. Идеальная преломляющая линза может быть использована для фокусировки рентгеновских лучей в пятно размером в десятки нанометров, на практике получено пятно размером около 200 нм.

В НИИПФП им. А. Н. Севчнко БГУ разработаны многоэлементные преломляющие линзы для рентгеновских лучей с относительно коротким фокусным расстоянием [2–4]. Линза выполнена в виде стеклянного капилляра, заполненного большим числом (100–300) двояковогнутых эпоксидных микролинз. Радиус кривизны отдельной микролинзы совпадает с радиусом канала капилляра и, благодаря этому, становится возможным соз-

дать линзы с радиусом кривизны поверхности, равным 10–50 мкм, что трудно реализовать другими известными методами. На рис. 1 показаны фотографии преломляющей рентгеновской линзы, содержащей 161 сферическую микролинзу с радиусом кривизны 50 мкм, и эпоксидных микролинз внутри стеклянного капилляра с радиусом кривизны 100 мкм.

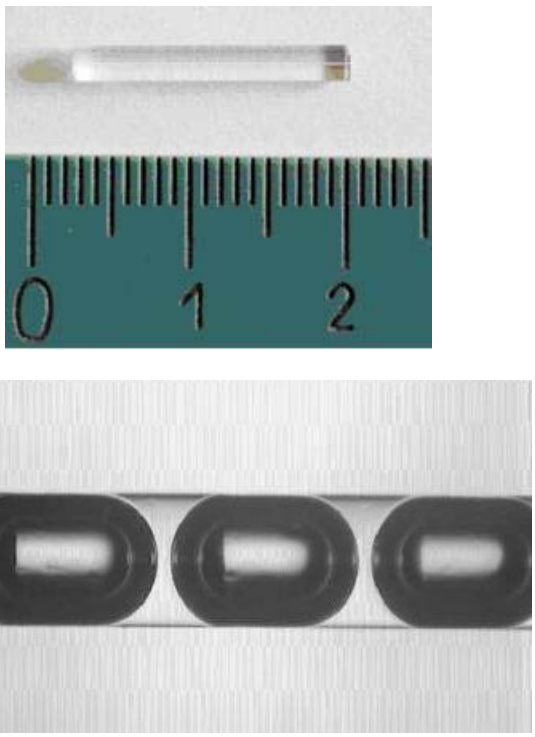


Рис. 1. Фотографии преломляющей рентгеновской линзы, содержащей 161 микролинзу с радиусом кривизны 50 мкм (слева) и эпоксидных микролинз внутри стеклянного капилляра с радиусом кривизны 100 мкм (справа)

Преломляющая рентгеновская линза, как и линза для видимого излучения, позволяет получать изображение источника излучения. Эта особенность линзы используется для получения микро- и нано- пучков от синхротронных источников. Для этих источников, как правило, область пространства, в которой формируется рентгеновский пучок, удалена от объекта исследования на расстояние 10–50 м, что значительно превышает фокусное расстояние линзы. Размер фокусного пятна S_1 рентгеновской линзы можно определить, пользуясь следующими, хорошо известными из оптики, формулами линзы:

$$1/a + 1/b = 1/f, \quad (1)$$

$$S_1 = S f/(a-b), \quad (2)$$

где a – расстояние от источника излучения до линзы, b – расстояние от линзы до плоскости изображения, S – размер источника излучения, f – фокусное расстояние линзы. Фокусное расстояние f рентгеновской линзы определяется как: $f = R/(2\delta N)$, где R – радиус кривизны линзы, $(1–\delta)$ – действительная часть комплексного показателя преломления материала линзы, N – число микролинз. Если источник излучения удален достаточно далеко от линзы, то размер изображения источника приближается к размеру дифракционного пятна, радиус которого R_{dif} рассчитывается по следующей формуле:

$$R_{dif} = 0,61\lambda f/Ra, \quad (3)$$

где Ra – апертура линзы, λ – длина волны.

В таблице 1 приведены параметры синхротронов SSRL (США), APS (США), ANKA (Германия), ESRF (Франция), на которых испытывались линзы, разработанные в НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ. В графе «размер источника» указаны размеры источника (FWHM) в двух направлениях – вертикальном и горизонтальном.

Таблица 1

Параметры синхротронов, на которых испытывались рентгеновские линзы, разработанные в НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ

Название синхротрона, номер линзы	Расстояние от источника до линзы, м	Размер источника излучения, мкм× мкм	Энергия фотонов
SSRL, линза № 1	16,8	400×1700	7 кэВ, 8 кэВ
APS, линза № 2	58	23×97	18 кэВ, 20 кэВ
ANKA, линза № 3	12,7	250×800	12 кэВ, 14 кэВ
ESRF, линза № 4	55	80×250	18 кэВ

В таблице 2 суммированы результаты измерений фокусного расстояния (вернее положения плоскости изображения) и фокального пятна для линз №№ 1–4, которые отличаются числом микролинз. Линза № 1 содержит 102 сферические микролинзы, линза № 2 – 349 микролинз, линза № 3 – 224 микролинзы, линза № 4 – 112 микролинз. Радиус кривизны поверхности у всех линз равен 100 мкм.

Таблица 2

Результаты измерений параметров линз №№ 1–4.

Номер линзы	1	1	2	2	3	3	4
Энергия фотонов, кэВ	8	7	18	20	12	14	18
Число микролинз в линзе	102	102	349	349	224	224	112
Радиус кривизны микролинзы, мкм	100	100	100	100	100	100	100
Измеренное расстояние b, мм	140	100	208	250	146	195	575
Рассчитанное расстояние b, мм	126	97	192	240	147	195	590
Измеренное фокусное пятно, мкм	2,7	4	1,5	2,1	2,2	3,0	2,7
Рассчитанный размер фокусного пятна, мкм	3,2	2,7	0,08	0,1	2,5	3,3	0,8

Из таблицы 2 видно, что наблюдается хорошее согласие между рассчитанными и измеренными размерами пучка в плоскости изображения. Размер пучка составляет несколько микрометров, поэтому линзы, разработанные в НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ перспективны для формирования микропучков рентгеновского излучения.

3. Рентгеновский микроскоп

Разработанная короткофокусная многоэлементная преломляющая рентгеновская линза может быть использована в качестве объектива микроскопа с лабораторным источником излучения [2,5–6]. Микроскоп разработан в НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ, его фотография приведена на рис. 2.

Микроскоп состоит из источника излучения 1 в виде рентгеновской трубки, преломляющей рентгеновской линзы 2, рентгеновской камеры 3, держателя для объекта 4, гониометра 5, в котором размещена линза.



Рис. 2. Фотография макета рентгеновского микроскопа

Объект располагается между источником излучения и линзой. Положение объекта и камеры относительно линзы определяется с помощью формулы линзы (1). В качестве объектива микроскопа использовалась преломляющая рентгеновская линза, которая была выполнена в виде стеклянного капилляра, внутри которого сформирована 161 двояковогнутая сферическая микролинза с радиусом кривизны 50 мкм каждая. Длина линзы 18 мм, фокусное расстояние для фотонов с энергией 8 кэВ составляет 41 мм. Фотография линзы приведена на рис. 1.

В качестве источника излучения использовалась серийная рентгеновская трубка БСВ-17 с медным анодом. Рабочее напряжение на аноде трубки – 20 кВ, анодный ток – 14 мА. Энергия фотонов характеристического излучения меди равна 8 кэВ.

В качестве рентгеновской камеры для регистрации изображения пучка была использована камера фирмы Photonic Science (модель FDI VHR). Камера состоит из блока детектирования, блока питания, водяного насоса для охлаждения блока детектирования, компьютера с платой видеозахвата и программным обеспечением для захвата и обработки изображения. Блок детектирования содержит ПЗС-матрицу, к которой присоединена волоконно-оптическая шайба с нанесенным сцинтиллятором. Размер рабочей области рентгеновской камеры составляет 18×12 мм, число пикселей равно 4008×2670. Размер одного пикселя на входе камеры равен 4,5 мкм.

В качестве тестового объекта была выбрана золотая сетка № 1000. Проволоки сетки имеют толщину 5 мкм, расстояние между проволоками равно 20,4 мкм.

Методика получения изображения объектов в рентгеновских лучах с использованием рентгеновской линзы состоит в следующем. Вначале система, состоящая из источника рентгеновских лучей, преломляющей рентгеновской линзы и рентгеновской камеры, юстировалась. При этом рентгеновская камера располагалась на заданном расстоянии, например, b = 440 мм от линзы, где b входит в формулу 1. После этого производилась съемка «расфокусированного» источника излучения, поскольку источник излучения располагался на расстоянии, превышающем значение a (формула линзы 1). После того, как изображение источника было получено, производилась съемка объекта, который располагался на расстоянии a = 45 мм от линзы в соответствии с формулой линзы 1. Увеличение микроскопа M при этом равно 9,8. Поскольку изображение объекта обладает слабым контрастом, то для увеличения контраста изображения

над файлами, которые соответствуют изображению источника и изображению объекта, была проведена процедура вычитания. Экспозиция составляла от 5 мин до 10 мин. В результате проведенных исследований было получено увеличенное в 9,8 раз изображение тестового объекта, показанное на рис. 3.

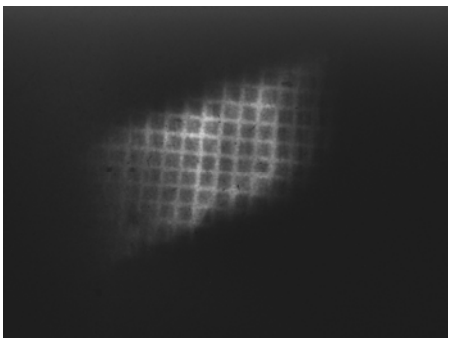


Рис. 3. Изображение сетки № 1000, полученное с помощью микроскопа

На изображение отчетливо наблюдаются металлические проволоки диаметром 5 мкм, что позволяет сделать вывод о том, что разрешение микроскопа лучше, чем 5 мкм. Проведенный дополнительный анализ изображения показал, что разрешение микроскопа составляет около 3–4 мкм.

Основной причиной, влияющей на качество изображение объекта, являются хроматические и сферические аберрации системы. Для устранения хроматических аберраций нами были проведены дополнительные исследования с монохроматическим источником излучения. Исследования проводились на синхротроне в г. Хэфей (Китай) в кооперации с партнерами из КНР [7]. Энергия фотонов рабочего пучка синхротрона была выбрана равной 8 кэВ. Получено изображение тестового объекта в виде золотой сетки № 1500 в рентгеновских лучах при увеличении 11,6. Проведенный анализ контраста изображения, показал, что разрешение системы в случае использования монохроматического источника излучения составляет 2–3 мкм. Дальнейшее улучшение разрешения оптической системы до величины в 1 мкм и лучше может быть осуществлено путем использования диафрагмы с радиусом отверстия равным 0,3 R, где R – радиус кривизны линзы.

4. Определение размеров источников излучения

Разработанная рентгеновская линза была использована для определения размеров и формы фокусного пятна рентгеновской трубки с пространственным разрешением около 1 мкм. Фокусное пятно рентгеновской трубки является важным параметром, который измеряется при заводских испытаниях трубки, а для трубок медицинского назначения – и в процессе эксплуатации. Существует несколько методов измерения фокусного пятна рентгеновской трубки: путем фотографирования специального тест-объекта в виде сетки, метод «ножа», фотографирование фокусного пятна с использованием камеры с небольшим отверстием (pinhole). Последний метод приобрел особую популярность в связи с появлением цифровых рентгеновских камер, которые постепенно заменяют широко использующуюся в рентгеновской технике фотопленку. Разрешающая способность указанного метода ограничена размером отверстия камеры, которое в силу ряда причин не может быть меньше, чем 5–6 мкм. Поэтому существует определенная проблема в измерении размеров фокусного пятна микрофокусных рентгеновских трубок с разрешением лучше, чем 5 мкм.

Для получения изображения фокусного пятна рентгеновской трубки вместо камеры с небольшим отверстием (pinhole) нами была использована многоэлементная преломляющая рентгеновская линза, показанная на рис. 1 и содержащая 161 микролинзу. Исследования проводились в кооперации с Чешским техническим университетом в Праге. Для исследований был изготовлен рентгенооптический стенд, показанный на рис. 4. Стенд содержит микрофокусную рентгеновскую трубку 1, рентгеновскую ПЗС-камеру – 2, управляемый компьютером гониометр – 3, держатель для размещения линзы – 4, 5 – преломляющая рентгеновская линза в оправе.



Рис. 4. Фотография рентгенооптического стенда для исследования оптических параметров рентгеновского пучка.1 – микрофокусная рентгеновская трубка, 2 – рентгеновская ПЗС-камера, 3 – гониометр, 4 – держатель для размещения линзы, 5 – преломляющая рентгеновская линза в оправе

В качестве источника рентгеновских лучей была выбрана микрофокусная трубка фирмы BEDE со следующим параметрами: мишень анода медная, размер фокусного пятна ~50 мкм, рабочее напряжение 40 кВ, ток – 2 мА.

Для визуализации рентгеновских лучей использовались рентгеновская камера фирмы REFLEX со следующими параметрами: сцинтиллятор LuAG: Ce, размер окна камеры 1,02×0,83 мм, размер пикселя камеры 0,645×0,645 мкм.

Фокусное расстояние использованной в работе многоэлементной преломляющей линзы равно 41 мм для фотонов с энергией 8 кэВ.

В исследованиях рентгеновская линза располагалась на расстоянии $a = 250$ мм от фокусного пятна рентгеновской трубки. Положение плоскости изображения линзы (расстояние b) рассчитывалось по формуле (1): $b = 49$ мм. На этом расстоянии от линзы располагалась рентгеновская камера. В соответствии с данной геометрией формирования пучка можно ожидать, что в плоскости изображения будет наблюдаться уменьшенное в $b/a = 5$ раз изображение источника излучения, то есть фокусного пятна рентгеновской трубки.

На рис. 5 показано изображение рентгеновского пучка сразу за линзой и в плоскости изображения линзы. Видно, что источник излучения (фокусное пятно рентгеновской трубки) имеет несферическую форму, что обусловлено особенностями системы фокусировки электронного пучка, которая применена в рентгеновской трубке фирмы BEDE.

Поскольку размер пикселя камеры меньше, чем 1 мкм, то, анализируя изображение, показанное на рис. 2 (б), можно установить детали фокусного пятна с разрешением около 1 мкм (2 пикселя камеры).

Заключение

Проведенные исследования показали перспективность использования преломляющей рентгеновской линзы для формирования рентгеновских микропучков и получения изображения объектов и источников излучения с пространственным разрешением около 1 мкм и лучше.

Список литературы

1. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays // Nature. 1996. Vol. 384, N.6604. P.49-51B.

2. Dudchik Yury. Design and Application of X-Ray Lens in the Form of Glass Capillary Filled by a Set of Concave Epoxy Microlenses // Optical Fiber Communications and Devices. Edited by: Moh. Yasin, Sulaiman W. Harun and Hamzah Arof (Ed.), ISBN: 978-953-307-954-7, Publisher:InTech, February 2012. P. 77–94.

3. Dudchik Yu. I., Komarov F. F., Piestrup M. A., Gary C. K., Park H., Cremer J. T. Using of a micro-capillary refractive X-ray lens for focusing and imaging // Spectrochimica Acta, 62B. 2007. P. 598–602.

4. Дудчик Ю. И. Многоэлементная сферическая преломляющая линза для формирования микро- и наноразмерных пучков рентгеновского излучения // Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2008. № 2. С. 26–30.

5. Дудчик Ю. И. Рентгеновский проекционный микроскоп с протяженным источником излучения и объективом на основе преломляющей



a b

Рис. 5. Изображение рентгеновского пучка, сформированного линзой: (*а*) сразу за линзой ($b = 0$ мм); (*б*) в плоскости изображения источника излучения ($b = 49$ мм).

линзы // Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2007. № 1. С. 32–38.

6. Дудчик Ю. И. Рентгеновский микроскоп на основе короткофокусной многоэлементной преломляющей линзы // Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2009. № 2. С. 38–43.

7. Рентгеновская микроскопия с использованием синхротронного излучения и элементов преломляющей рентгеновской оптики / Ю. И. Дудчик, Ч. Хуанг, Б. Му, Т. Ванг, Г. Пан // Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика.2010. № 2. С. 38–43.

ЛАЗЕРНЫЕ МОНИТОРЫ НА ОСНОВЕ АКТИВНЫХ СРЕД НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ И ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Г. С. Евтушенко, Ф. А. Губарев, М. В. Тригуб, С. Н. Торгаев, Д. В. Шиянов, И. В. Красников

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия
Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск

В статье обсуждается использование активной среды лазера на парах бромида меди с высокой частотой следования импульсов для визуализации объектов и быстропротекающих процессов, скрытых от наблюдения мощной фоновой засветкой. Применение покадровой регистрации изображений позволило наблюдать процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза, термораскол стекла под действием излучения CO_2 лазера, горение дуги постоянного тока в воздухе и в атмосфере аргона, процесс развития коронного разряда в воздухе.

1. Введение

Развитие многих областей науки и техники связано с применением мощных потоков энергии, которые взаимодействуют с различными объектами. К ним относятся плазмоиндуцированные процессы, модификация поверхностей изделий с целью улучшения эксплуатационных характеристик, получение новых материалов, в том числе, наноструктур, процессы, протекающие при термоядерном синтезе и т. д. Как правило, наблюдение подобных процессов в режиме реального времени затруднено вследствие мощной экранирующей засветки, яркостная температура которой достигает нескольких тысяч и даже десятков тысяч градусов. Использование активных оптических систем с усилителями яркости изображения позволяет наблюдать подобные процессы, благодаря высокой спектральной яркости активной среды лазеров на самоограниченных переходах в парах металлов [1–4]. Одним из первых, кто предложил использовать подобные системы для наблюдения процессов, протекающих в условиях мощной фоновой засветки в режиме реального времени был И. И. Климовский [2]. Он же ввел термин лазерный монитор для подобных систем.

В докладе обсуждается использование активной среды лазера на парах бромида меди с высокой частотой следования импульсов для визуализации объектов и быстропротекающих процессов, скрытых от наблюдения мощной фоновой засветкой. Представлены методы и оборудование для визуализации и мониторирования быстропротекающих процессов в режиме реального времени, с использованием разработанной аппаратуры покадровой регистрации. Обсуждаются перспективы дальнейшего развития лазерных мониторов на основе активных сред на парах металлов и их применений для визуальной диагностики плазмы и газового разряда.

2. Техника эксперимента

В качестве усилителей яркости для активных оптических систем использовались активные элементы CuBr-лазера (газоразрядные трубки – ГРТ), изготовленные из кварца в лаборатории квантовой электроники ИОА СО РАН, с апертурой пучка излучения 2–5 см, длиной 40–50 см. В качестве буферного газа использовался неон, при давлении 30–50 тор. Накачка активных сред проводилась с использованием традиционной схемы накачки, либо схемы с импульсным зарядом накопительного конденсатора [5]. Длительность импульсов накачки составляла 100–150 нс, с частотой повторения импульсов 20–100 кГц. Для улучшения частотно-энергетических и пространственных характеристик пучка излучения (усиления) в среду вводилась активная примесь (HBr), в количестве 0,1–0,3 тор [6]. Регистрация импульсов напряжения и тока разряда осуществлялась с помощью пробника напряжения Tektronix P6015A и датчика тока Pearson Current Monitors 8450, соответственно. Регистрация импульсов генерации осуществлялась с помощью коаксиального фотоэлемента типа ФК-22. Средняя мощность излучения фиксировалась дат-

чиками Ophir 20C-SH и Ophir 30C-SH. Для регистрации изображений, получаемых в активных оптических системах с усилителями яркости, применялись современные регистрирующие устройства – скоростные камеры Motion ProX3, с максимальной скоростью съемки до 40 тыс. кадров в сек. и Fastec HiSpec 1 со скоростью съемки до 100 тыс. кадров в сек. Монитор, в составе усилителя яркости, скоростной камеры, схемы покадровой регистрации изображений, построен по так называемой моностатической схеме. В этом случае, активный элемент является одновременно и источником сверхизлучения, освещающим объект, и усилителем яркости, отраженного излучения, переносящего изображение объекта [7, 8]. Тестирование лазерного монитора, проведенное на стандартных объектах: дифракционных решетках (600 штр./мм и 1200 штр./мм, камере Горяева, позволило установить пространственное разрешение – 1 мкм. А регистрация изображения от одного импульса сверхизлучения, длительностью кадра (40 нс) определила временное разрешение 10^{-4}–10^{-5} сек (соответственно частоте повторения импульсов от 10 до 100 кГц). В качестве тестовых экспериментов по визуализации объектов и процессов, в условиях фоновой засветки, производилась визуализация процесса горения бенгальской свечи (случай собственной засветки) и металлической сетки, скрытой от наблюдения плазмой дуги постоянного тока (случай внешней засветки). Предельная температура засветки, оцененная в приближении черного тела, и экспериментально подтвержденная засветкой плазмой дуги постоянного тока с продувом аргоном, превышает 10000 K.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Применение лазерного монитора с покадровой регистрацией изображений позволило наблюдать процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС), термораскол стекла под действием излучения CO_2 лазера, процесс развития коронного разряда в воздухе и определить некоторые параметры указанных процессов.

3.1. Визуализация процесса СВС

Первым реальным объектом исследования был выбран процесс структурных превращений, протекающих на поверхности образца при самораспространяющемся высокотемпературном синтезе (СВС). Особенностями данного процесса являются довольно высокая скорость протекания – фронт горения перемещается со скоростью до 10 см/сек и высокая яркостная температура (от 1500 K и выше). Все это создает ряд трудностей по наблюдению процессов непосредственно во время горения, т. е. в режиме реального времени. К моменту начала проведения работ, процесс горения визуализировался только с использованием, так называемого, режима лазерной подсветки. Работа проводилась совместно с сотрудниками отдела структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН Кирдяшкиным А. И., Китлером В. Д., Юсуповым Р. А. На рис. 1 приведена типичная картина горения СВС-структуры, непосредственно на видеокамеру.



а)



б)



в)

Рис. 1. Процесс горения СВС-структуры, снятый непосредственно на скоростную камеру: а) начало горения, после зажигания, б) самостоятельное горение, в) окончание горения.

Очевидно, что проводить анализ структурных превращений, происходящих в процессе горения, при обычной визуализации невозможно. С использованием лазерного монитора были получены видеокадры процесса. Визуализация осуществлялась со скоростью 420 кадров/с. Результаты показаны

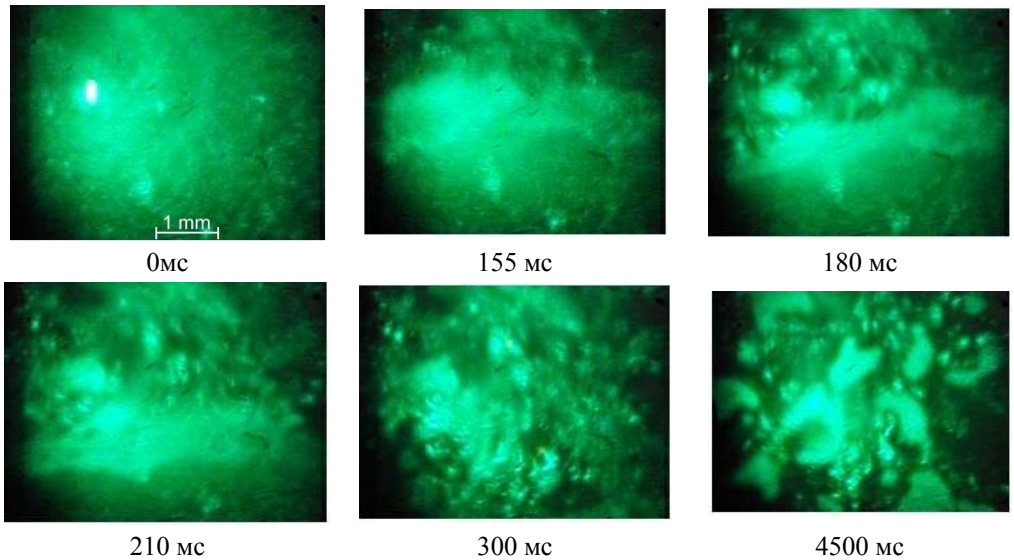


Рис. 2. Кадры процесса горения структуры $FeTiO_3$+SiO_2+Si+Al+C, визуализация процесса с помощью лазерного монитора (без покадровой регистрации)

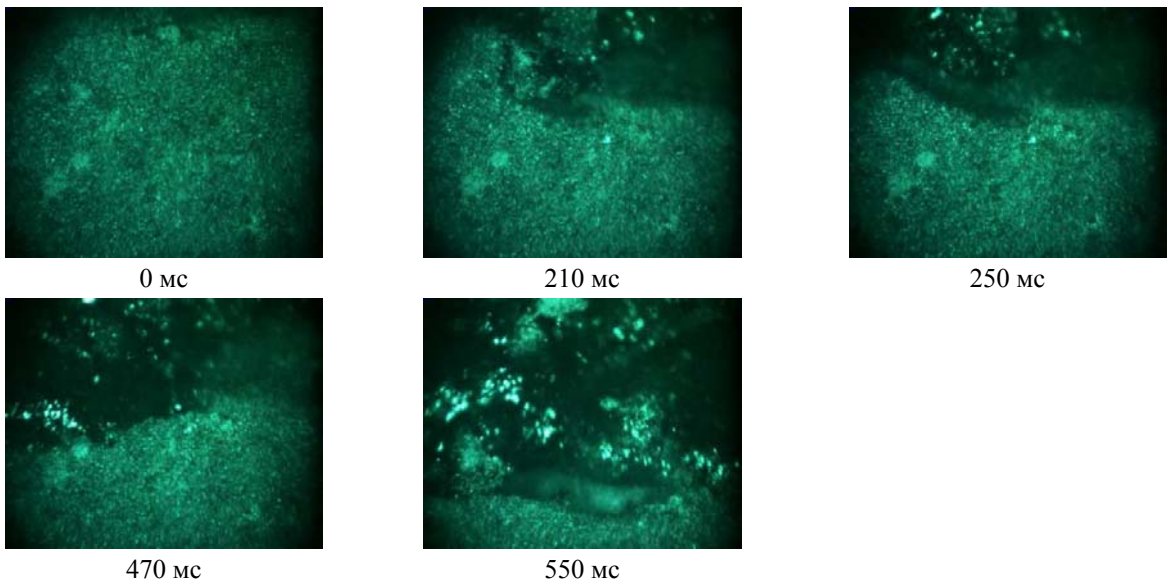


Рис. 3. Процесс горения СВС структуры «каолин» (в режиме покадровой регистрации)

на рис. 2, с временным разрешением относительно начала горения наблюдаемой области, поле зрения составляло 5×5 мм. На кадрах видны характерные моменты процесса – начало горения (0 мс), синтез (155–300 мс) – процесс горения, для которого характерно наличие жидкой фазы и кристаллизация (4500 мс). Полученные результаты соответствуют данным, представленным в [9], позволяют проводить анализ структурных превращений при различной фазе протекания процесса. Полученные кадры позволяют проводить оценку скорости протекания процесса, что так же является весьма важной характеристикой для СВС.

Использование режима покадровой регистрации позволило выявить особенности горения СВС-структуры. Видно, что горение протекает неравномерно (рис. 3). На начальном этапе происходит «всасывание» поверхностного материала (движение вверх) и образование поры. Далее происходит прогрев следующего участка структуры. Процесс повторяется ниже, спустя определенное время. Временная задержка, возможно, обусловлена повышением температуры от центра к поверхности и определяется толщиной образца.

Скорость синтеза, определенная с использованием изображений, полученных в лазерном мониторе, составляет 0,22 см/сек. Положение фронта определялось исходя из анализа изображений по характерным изменениям яркости пикселей. В работе [9] скорость горения данной смеси, измерен-

ная стандартизованным методом, составила 0,23 см/сек, что свидетельствует о возможности использования изображений, получаемых в лазерном мониторе, для определения скорости протекания процессов СВС. Использование лазерных мониторов на основе CuBr-лазера с покадровой регистрацией изображения для визуализации процессов СВС, позволяет получить новые фундаментальные данные о физических процессах, протекающих в зоне горения, оптимизировать получение материалов с заданными свойствами с целью энерго- и ресурсосбережения, провести анализ механизмов структурных и химических превращений веществ, при протекании СВС неорганических соединений.

3.2. Взаимодействие излучения CO_2 -лазера со стеклом

Следующим этапом стала визуализация процессов, протекающих при воздействии лазерного излучения на объект. Наблюдался процесс взаимодействия CO_2 лазера со стеклом. Непрерывное излучение, мощностью 20 Вт, фокусировалось на стеклянной подложке в пятно, диаметром 1 мм. Плотность мощности излучения в зоне взаимодействия составила 2 кВт/см^2. Процесс взаимодействия излучения CO_2 лазера со стеклом сопровождается образованием плазмы. Температура засветки, в предположении черного тела, определена по закону смещения Вина. Для этого спектр засветки снимался с помощью USB спектрометра фирмы Ocean Optics USB4000 – VIS – NIR – ES, диапазон измерений от 350 нм до 1000 нм. Исходя из спектра, оценочное значение температуры в зоне взаимодействия составило 3600 K.

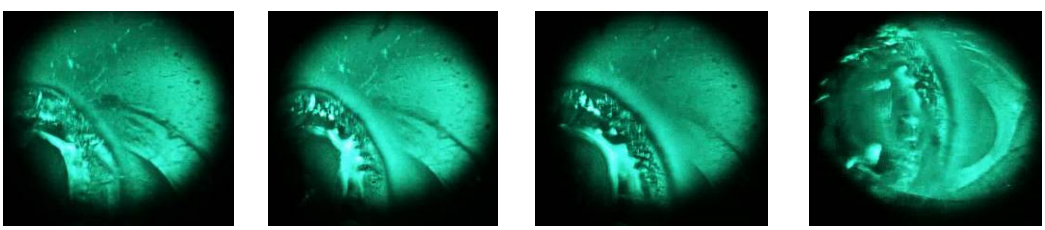
Результаты визуализации показаны на рис. 4, поле зрения составляло 2×2 мм. Засветка не оказывает влияния на качество изображения, отчетливо видны изменения, происходящие в зоне воздействия – образование жидкой фазы (а, б, в) и термораскол (г).

Полученные в данном эксперименте результаты согласуются с результатами работы [10], по визуализации процесса плавления графика излучением твердотельного лазера. Подобная картина наблюдается и при визуализации процесса лазерной сварки [11].

3.3. Визуализация коронного разряда в воздухе

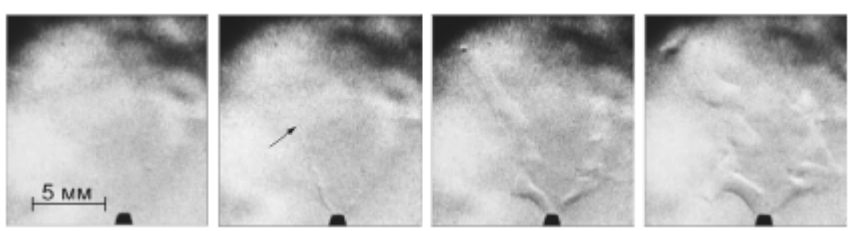
Процессы, происходящие при коронном разряде с электродов в виде острия, могут быть подобны тем, которые наблюдаются в стримерной короне лидера молнии и детально исследуются в Институте сильноточной электроники СО РАН (см., например, [12]).

Для получения дополнительной информации и уточнения результатов, полученных с помощью скоростной визуализации, совместно с научной группой профессора Тарасенко В. Ф., было решено провести визуализацию разряда с помощью лазерного монитора. Для увеличения контраста получаемых изображений в схему было введено зеркало (за объектом-разрядом), что позволило реализовать схему лазерного монитора в проходящем свете. Скорость съемки составляла 2665 кадр./с, при этом каждый кадр формировался за время, соответствующее длительности импульса сверхсветимости усилителя яркости, т. е. 40 нс. На рис. 5 приведены первые 4 кадра развития разряда



а б в г

Рис. 4. Модификация поверхности стекла при воздействии излучением CO_2 лазера



0 мкс 375 мкс 750 мкс 1125 мкс

Рис. 5. Коронный разряд в воздухе

(до 1,125 мс). Ввиду относительно малой области зрения анализировался лишь начальный этап развития разряда (первые два кадра). На втором кадре (375 мкс) наблюдается отображение градиента плотности воздуха, связанное с формированием диффузного канала, окончание которого указано стрелкой. Длина канала составляет 6–12 мм. Исходя из этого, можно оценить скорость распространения диффузного канала, которая составила 1630 см/с. Данное значение на порядок выше скорости теплового расширения канала, рассчитанной по результатам скоростной съемки процесса, но ниже скорости прорастания канала.

Заключение

Применение лазерного монитора с покадровой регистрацией изображений позволило наблюдать процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза, протекающего со скоростью ~0,2 см/сек, термораскол стекла под действием излучения CO_2 лазера, горение дуги постоянного тока в воздухе и в атмосфере аргона. С помощью лазерного монитора наблюдался также процесс развития коронного разряда в воздухе. Применение данного средства диагностики позволило наблюдать процесс распространения диффузного канала, и определить его некоторые численные параметры.

К обсуждению предлагаются перспективы дальнейшего развития лазерных мониторов на основе активных сред на парах металлов и их применений для исследования физики плазмы и газового разряда.

Авторы признательны сотрудникам лаборатории квантовой электроники ИОА СО РАН и кафедры ПМЭ ТПУ, снс ФИ РАН Земскову К. И. за проявленный интерес к работе и полезные дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда, проект № 14-19-00175.

Список литературы

1. Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. Лазерный проекционный микроскоп // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. № 1. С. 14–15.

2. Батенин В. М., Климовский И. И., Селезнева Л. А. Исследование поверхностей электродов угольной дуги во время ее горения // Доклады АН СССР. 1988. Т. 303. № 4. С. 857–860.

3. Бужинский Р. О., Савранский В. В., Земсков К. И., Исаев А. А., Бужинский О. И. Наблюдение объектов в условиях сильной фоновой засветки от плазмы // Прикладная физика. № 3. 2009. С. 96–98.

4. Evtushenko G. S., Trigub M. V., Gubarev F. A., Evtushenko T. G., Torgaev S. N., Shiyanov D. V. Laser monitor for non-destructive testing of materials and processes shielded by intensive background lighting // Review of Scientific Instruments. 2014. Vol. 85, N 3. P. 033111–033115.

5. Димаки В. А., Андриенко О. С., Троицкий В. О. и др. Лазер на парах бромида меди малой мощности // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 11. С. 890–894.

6. Шиянов Д. В., Евтушенко Г. С., Суханов В. Б., Федоров В. Ф. Влияние состава газовой смеси и условий накачки на характеристики CuBr+Ne+H2(HBr)- лазера // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 1, С. 49–52.

7. Тригуб М. В. Лазерный монитор для неразрушающего контроля изделий и визуализации быстропротекающих процессов в условиях фоновой засветки: Дис... канд. техн. наук. Томск, 2013. С. 157.

8. Патент РФ № 2463634. Лазерный проекционный микроскоп (варианты) / Тригуб М. В., Евтушенко Г. С., Губарев Ф. А., Торгаев С. Н. 2013 г.

9. Юсупов Р. А., Максимов Ю. М., Китлер В. Д. Закономерности технологического горения порошковых систем на минеральной основе при получении пористых композиционных материалов // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38. № 5. С. 85–89.

10. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Галкин А. Ф, Квачева Л. Д., Климовский И. И., Кононов М. А., Михалицын Л. А., Кучерик А. О., Прокошев В. Г., Савранский В. В. Плавление углерода, нагреваемого сконцентрированным лазерным излучением в воздухе при атмосферном давлении и температуре, не превышающей 4000 K. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. № 5. С. 315–319.

11. Yermachenko V. M., Kuznetsov A. P., Petrovskiy V. N., Prokopova N. M., Streltsov A. P., Uspenskiy S. A. Specific features of the welding of metals by radiation of high-power fiber laser // Laser physics. 2011. Vol. 21. N 8. P. 1530–1537.

12. Козырев А. В., Кожевников В. Ю., Костыря И. Д., Рыбка Д. В., Тарасенко В. Ф., Шитц Д. В. Излучение диффузного коронного разряда в воздухе атмосферного давления // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24, № 11. С. 1009–1017.

ТЕМНАЯ ФАЗА ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ЛАБОРАТОРНОГО АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА: ОТ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ДО НЕЙТРОНОВ

А. В. Агафонов, В. А. Богаченков, О. Д. Далькаров, М. А. Негодаев, А. В. Огинов, А. С. Русецкий, В. А. Рябов, А. П. Чубенко, К. В. Шпаков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской Академии наук

Обсуждаются результаты регистрации излучений, возникающих в начальной (темной) стадии высоковольтного лабораторного атмосферного разряда до завершения стримерно-лидерной стадии. Регистрация электромагнитных излучений с временным разрешением велась с использованием импульсных ФЭУ различных типов, состыкованных с соответствующими конструкциями детекторов на входном окне. Регистрация нейтронов в режиме реального времени осуществлялась с помощью детекторов на основе сцинтиллятора (полистирол с POPOP) с ФЭУ, размещаемых внутри короба из Pb. Для начальной идентификации и оценки интегральных характеристик нейтронных потоков применялись трековые детекторы CR-39. В качестве контрольной методики регистрации нейтронов задействован многоканальный детектор на основе ^{3}He-счетчиков СНМ-18, работающих в пропорциональном режиме.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на сильноточном электронном ускорителе ЭРГ, реконструированном для исследований высоковольтного разряда в воздухе [1]. Узел нагрузки ГИНа с проходным масловоздушным изолятором и выравнивающими сопротивлениями защищен от пробоев по поверхности вплоть до 3 МВ. Электродная система аксиально-симметрична, диаметр внешнего заземленного токопровода 2 м (см. рис.1). Высоковольтный вывод разрядного промежутка выполнен из дюраля и имеет плоскую приосевую зону диаметром 320 мм и закругление периферийной части с $R = 200$ мм. Во фланце, закрывающем приосевую зону, крепится выносной шток со сменными электродами (катодами) различных радиусов закруглений. Анодный электрод устанавливался во фланце на оси системы, имеющем цанговый зажим для плавного изменения зазора за счет перемещения трубчатого штока. Набор сменных электродов тот же, что и для катода. Длина разрядного промежутка может меняться в диапазоне от 0 до 0,7 м, и ограничена сверху развитием разряда на внешний токопровод. Напряжение амплитудой до 1,2 МВ, формируемое ГИНом с полной запасаемой энергией до 60 кДж, обеспечивало ток атмосферного разряда на уровне 10–15 кА. Полная длительность импульса напряжения составляла около 1 мкс при фронте импульса 150–200 нс. Схема установки позволяет получать разряды разных полярностей при прочих равных условиях, а также осуществлять внешнюю инициацию разряда рентгеновским или лазерным излучением, или внешним пучком электронов.

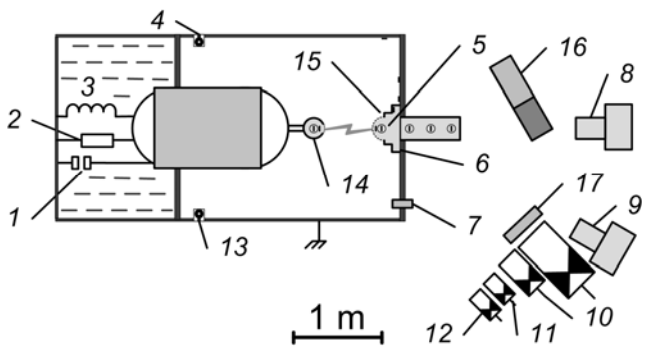


Рис. 1. Расположение диагностических средств. 1– емкостный делитель, 2 – активный делитель, 3 – ввод от ГИН, 4, 13 – магнитные зонды, 5 – трековые детекторы, 6 – анодный шунт, 7 – пояс Роговского, 8,9 – интегральные фотокамеры, 10 –сцинтилляционные детекторы, 11 – детектор УФ излучения, 12 – ФЭУ на видимый свет, 14 – катод, 15 – анод, 16 – ^{3}He-счетчики, 17 – 10-см слой Pb

Диагностики

Стандартные электрофизические диагностики включали в себя измерение тока разряда (анодный шунт, пояса Роговского), напряжения (активный и

емкостной делители), азимутального магнитного поля (магнитные зонды).

Формирование каналов разряда контролировалось с помощью интегральной съемки в оптическом диапазоне с двух ракурсов.

Регистрация видимого, УФ- и рентгеновского излучений с временным разрешением велась с использованием импульсных ФЭУ различных типов, состыкованных с конструкциями детекторов на входном окне. Видимое излучение с разрешением ~5 нс регистрировалось ФЭУ-85 с оптоволоконным вводом излучения и набором фильтров. УФ-излучение регистрировалось ФЭУ типа Hamamatsu R1463 с увиолевым окном. Для выделения поддиапазонов УФ-спектра применялись фильтры из увиолевого стекла (240…400 нм, 270…380 нм, 320…390 нм, 340…390 нм). Для диапазона 280…400 нм также применялись ФЭУ-85.

Для измерения рентгеновского излучения использовались пластиковые сцинтилляторы, закрытые алюминием различной толщины для обрезания квантов с энергией менее 5 кэВ, 10 кэВ или 30 кэВ по уровню 0,1. Торцы сцинтилляторов стыковались с входными окнами ФЭУ-30.

Регистрация нейтронов в режиме реального времени осуществлялась с помощью детекторов на основе сцинтиллятора (полистирол с POPOP) в виде параллелепипеда 150×150×55 мм^3 с ФЭУ-30, размещаемых внутри короба из Pb с толщиной стенок 10 см. Детектор квадратной стороной обращен к разряду и отстоит от оси разрядного промежутка на расстоянии 150 см.

Для начальной идентификации присутствия нейтронов применялись трековые детекторы CR-39, калиброванные в соответствующих диапазонах энергии на ускорителях. С их помощью регистрировались усредненные по сериям выстрелов плотности треков протонов отдачи (быстрые нейтроны), треков альфа-частиц от захвата нейтронов бором (тепловые нейтроны) и треков от распада ядра ^{12}C на три альфа-частицы [2].

Для подтверждения формирования нейтронов в атмосферном разряде и оценки потоков использован многоканальный детектор на основе ^{3}He-счетчиков СНМ-18, работающих в пропорциональном режиме [3]. Сигналы со счетчиков регистрировались в реальном времени после компараторов и в аналоговом режиме до компараторов.

Эффективность регистрации детекторами

Сцинтилляционный детектор.

Для оценки эффективности регистрации нейтронов сцинтилляционным детектором использовался источник ^{252}Cf с полным выходом 3×10^4 нейтронов/с в 4π стер. Спектр нейтронов деления изотопа ^{252}Cf лежит в диапазоне от 0 до 13 МэВ, со средним значением 2,3 МэВ и наиболее вероятным значением 1,2 МэВ.

При расположении источника вплотную к широкой грани сцинтиллятора собственная эффективность детектора при U_{pmt}= 2,4 кВ и пороге регистрации импульсов 500 мВ с учетом фона составляет η_{int} = 0,17. На расстоянии в 1 м детектор регистрирует фон. При установке защиты толщиной 10 см из Pb детектор регистрирует фон уже на расстоянии 0,5 м. Т.е., тем более «не видит» нейтронов, если источник расположен в области разряда на расстоянии 1,5 м.

В предположении о точечном нейтронном источнике на аноде или катоде геометрически на сцинтиллятор попадает только малая часть от излученного в 4π числа нейтронов: $S_{\text{сцинт}}/S_{R=150\,\text{см}} = 8\cdot10^{-4}$. Кроме того, за счет неупругого рассеяния в свинце происходит примерно 3-кратное ослабление потока быстрых нейтронов.

Если предположить, что генерируется поток в 10^6 быстрых нейтронов в импульсе в 4π, то с учетом геометрического фактора и поглощения в свинце до сцинтиллятора дойдет примерно 250 нейтронов, а с учетом собственной эффективности, импульс ФЭУ будет суперпозицией примерно 42 одинарных (~500 мВ) импульсов, т. е. должен иметь амплитуду примерно 20 В (при точном наложении), или меньшую амплитуду, но с пропорционально увеличенным интегралом импульса (площадью под кривой). Снижение питания ФЭУ на 200 В (до U_{pmt} = 2,2 кВ) приводит примерно к трехкратному уменьшению ожидаемого импульса нейтронов.

^{3}He-детектор

Конструктивно счетчики с электроникой сгруппированы по 12 штук в дюралевом корпусе, закрытом с одной стороны замедлителем из парафина толщиной 5 см. В экспериментах использовались различные варианты компоновки детектора на ^{3}He-счетчиках:

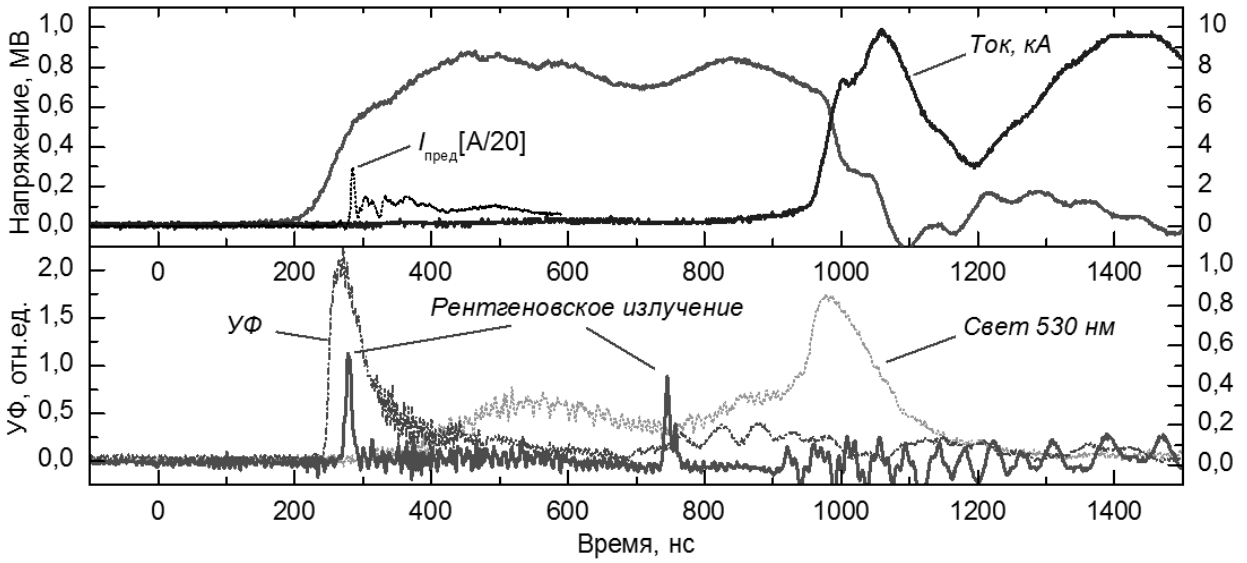


Рис. 2. Временная последовательность сигналов

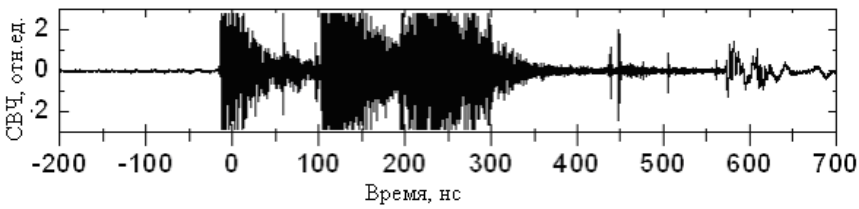


Рис. 3. Форма импульса радиоизлучения

1 или 2 блока по 12 трубок с регистрацией суммарного сигнала после компараторов с каждого блока;

4 секции по 6 трубок (2 суммарных сигнала с двух секций после компараторов и 2 суммарных аналоговых сигнала после предусилителя до компараторов), и др.

Общая площадь четырех секций по 6 СНМ-18 в каждой составляет 2000 см^2. Секции расположены в среднем на расстоянии 70 см от анода и на расстоянии 130 см от катода. При расположении источника ^{252}Cf на катоде эффективность регистрации блоком из 12 счетчиков составляет $7{,}6\times10^{-4}$, а при расположении на аноде – $1{,}36\times10^{-3}$.

Временная структура сигналов

Характерное поведение напряжения на разрядном промежутке, тока разряда, светового, УФ- и рентгеновского излучения показано на рис. 2. В верхней части рис. 2 показан увеличенный в 20 раз предимпульс тока. Время появления импульса от рентгеновского излучения задержано относительно начала импульса напряжения на ~200–300 нс и совпадает с нарастанием предымпульса тока. СВЧ-излучение регистрировалось с помощью 3-ГГц рупорной антенны и показано на рис. 3. Характерное положение импульса нейтронного излучения показано на рис. 4.

В предыдущей работе [2] отмечалось, что импульс нейтронного излучения, регистрируемый сцинтилляционным детектором размещенным за свинцовой защитой, коррелирован с возникновением импульса жесткого рентгена и расположен внутри него, как это показано на рис. 4.

Т. е., наблюдается, в самом деле, в «темной» фазе разряда до смыкания катодных и анодных стримеров. Однако, как время появления, так и структура нейтронного импульса могут отличаться от упомянутых выше (см. рис. 5). Возникновение рентгеновского излучения не всегда сопровождается появлением нейтронов (верхний левый рисунок), возможно возникновение двойных нейтронных импульсов, лежащих как внутри, так и вблизи импульсов рентгеновского излучения (два нижних рисунка), а в некоторых, редких, случаях нейтронный импульс появляется и в завершающей стадии разряда (верхний правый рисунок) или в

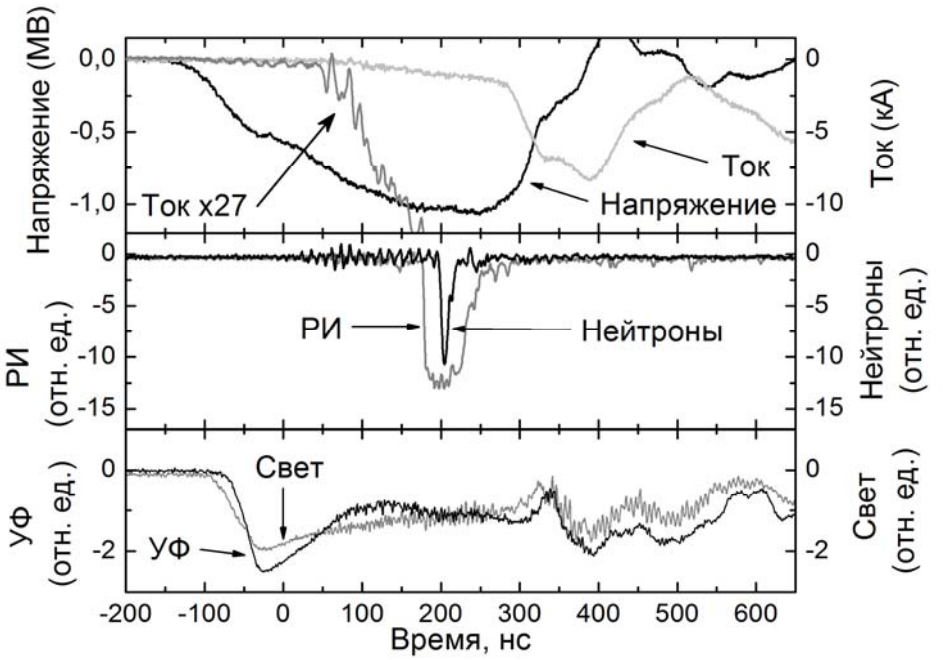


Рис. 4. Характерное положение импульса нейтронного излучения

момент, соответствующий смыканию стримеров. Амплитуда импульсов нейтронных сигналов в различных выстрелах может меняться на порядок величины.

По сдвигу импульса нейтронного излучения относительно рентгеновского можно оценить энергию нейтронов. Детекторы располагались на расстоянии ~150 см от зоны разряда. Один детектор был закрыт Al фольгой и мог регистрировать импульсы от рентгеновских гамма-квантов (E_γ > 10 кэВ) и нейтронов (E_n > 1 МэВ). Другой имел дополнительную защиту в 10 см Pb, через которую могут пройти только нейтроны. В момент разряда оба детектора показали наличие сигнала. Начало сигнала (предположительно, от быстрых нейтронов) от второго детектора с 10 см защитой из Pb задержано относительно первого сигнала (от гамма-квантов) на 35 нс. Это дает оценку энергии нейтронов по времени пролета расстояния 150 см – E_n ~10 МэВ.

С учетом эффективности регистрации нейтронов сцинтилляционным детектором и при условиях, что поток изотропен и спектр по энергиям не отличается сильно от спектра источника ^{252}Cf, поток нейтронов можно оценить в 10^4–10^5 нейтронов в импульсе в 4π.

Установка дополнительного замедлителя нейтронов (~20 см полиэтилена) перед свинцовой защитой привело к исчезновению сигнала от быстрых нейтронов, что можно рассматривать как дополнительное подтверждение того, что в момент разряда излучались именно быстрые нейтроны.

Регистрация нейтронов ^{3}He-детекторами

Первые свидетельства о генерации нейтронов в лабораторном высоковольтном атмосферном разряде были получены на трековых детекторах CR-39 с помощью трех трековых методик: регистрация протонов отдачи; регистрация альфа-частиц, возникающих при захвате тепловых нейтронов бором; регистрация распада ядра C-12 на 3 альфа частицы. Результаты подробно изложены в работе [2]. Обработка треков показала присутствие нейтронов, энергия которых лежит в широком диапазоне (от тепловых до энергий выше 10 МэВ).

Чтобы подтвердить полученные выводы, были задействованы ^{3}He-детекторы. На рис. 6 приведены коррелированные события, когда в одном выстреле одновременно регистрировались нейтроны как сцинтилляционным, так и ^{3}He-детекторами. В левой колонке приведены осциллограммы со сцинтилляционных детекторов, в правой – осциллограммы суммарного сигнала с компараторов ^{3}He-детектора (1 блок, 10 трубок). В других сериях регистрировались также аналоговые сигналы с двух секций по 6 счетчиков (рис. 7).

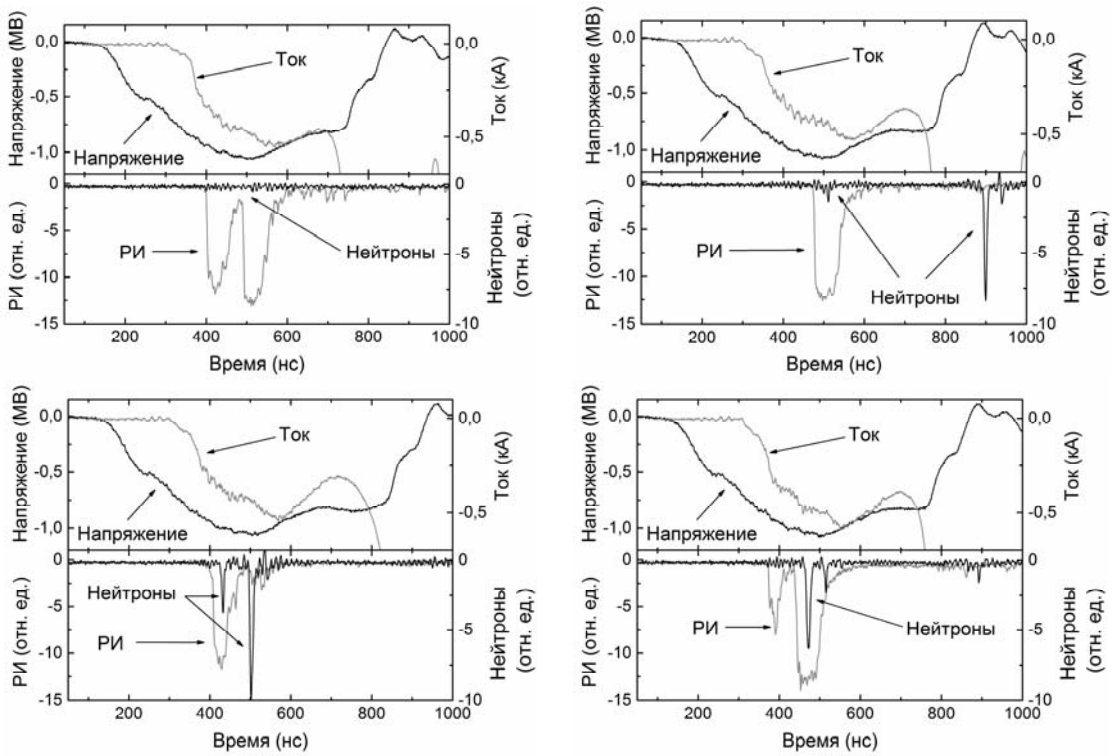


Рис. 5. Различные структуры нейтронных импульсов

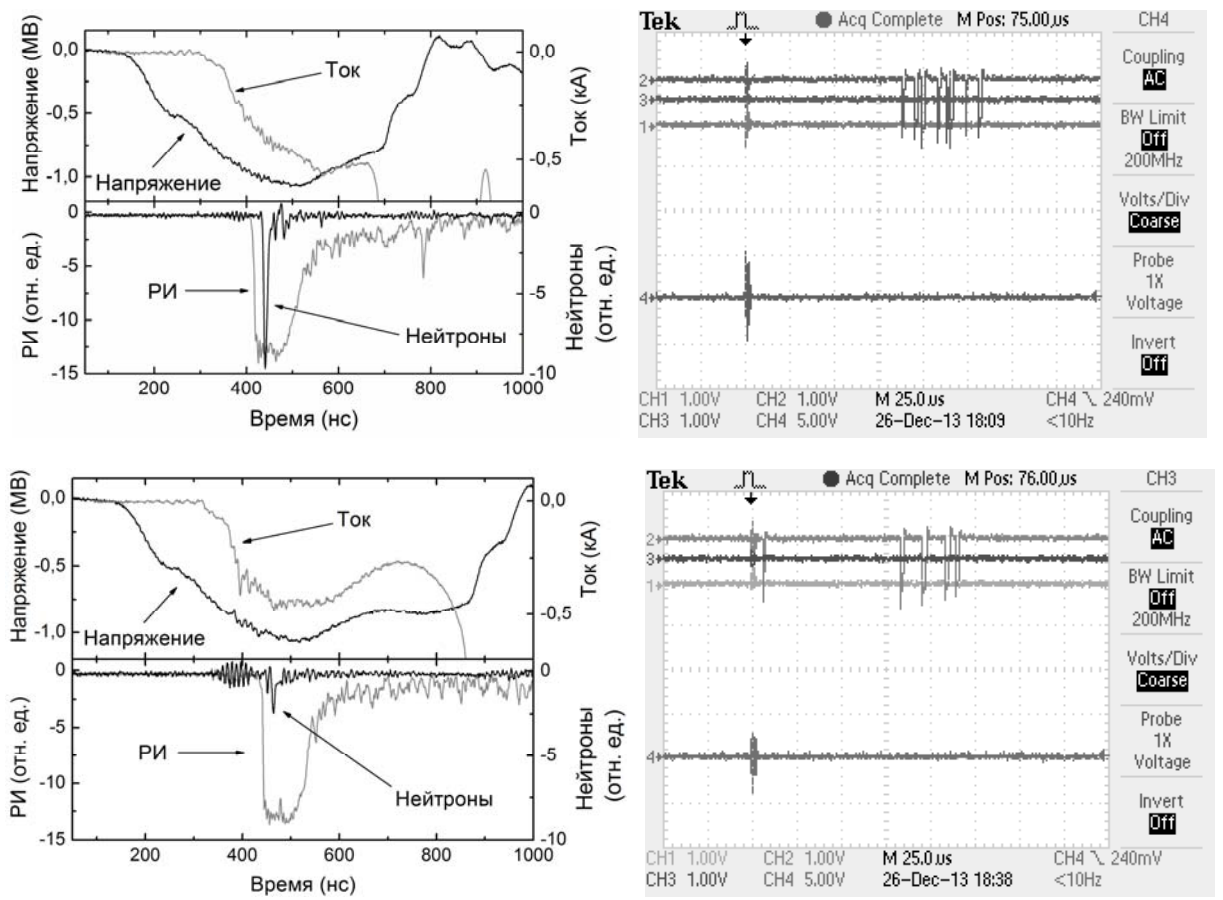
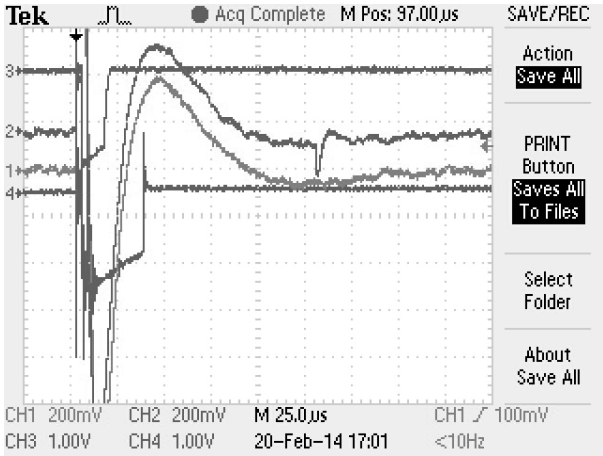


Рис. 6. Сигналы со сцинтилляционного детектора (слева) и с ^{3}He-детектора (справа)



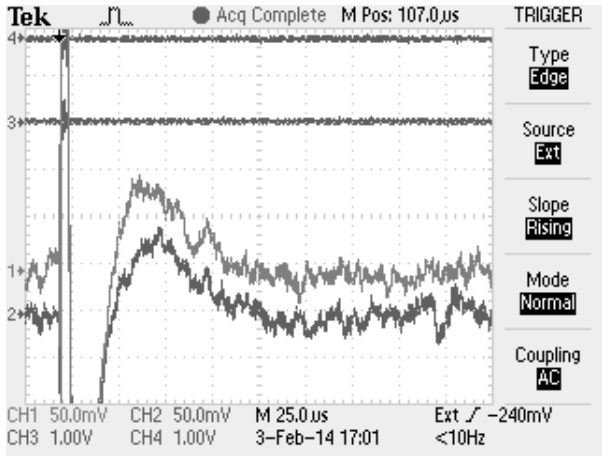


Рис. 7. Аналоговые сигналы с ^{3}He-детектора до компаратора

С учетом эффективности регистрации нейтронов ^{3}He-детектором и при условиях, что поток изотропен и спектр по энергиям не отличается сильно от спектра источника ^{252}Cf, поток нейтронов можно оценить на уровне от 10^3 до нескольких единиц 10^4 нейтронов в импульсе в 4π.

Воспроизводимость

В табл. 1 приведены статистические данные по одновременной регистрации импульсов рентгеновского и нейтронного излучений сцинтилляционными детекторами, и нейтронов ^{3}He-детектором. В верхней строке – данные по всем основным сериям выстрелов, в которых применялись ^{3}He-детекторы. Во второй строке – данные по одной из наиболее удачных серий, а в третьей – суммарные данные по нескольким стандартным сериям.

Таблица 1

Статистические данные

Общее число выстрелов	Число импульсов с рентгеном > 10 кэВ	Число импульсов с нейтронами на СД	Число импульсов с нейтронами на ^{3}He
340 (100 %)	266 (78 %)	35 (10 %)	65 (13 %)
64 (100 %)	78 %	19 %	48 %
108 (100 %)	89 %	5 %	2 %

В табл. 2 приведены данные по корреляции сигналов со сцинтилляционного детектора и с ^{3}He-детектора по их регистрации или отсутствию в каждом выстреле. Во второй колонке приведено число выстрелов с регистрацией нейтронов на сцинтилляционном детекторе, в третьей – число выстрелов, в которых нейтроны не были зарегистрированы. Во второй строке – число совпадающих выстрелов с регистрацией нейтронов ^{3}He-детектором, в третьей – число выстрелов, в которых не наблюдались нейтроны на ^{3}He-детекторе.

Таблица 2

Корреляция сигналов

	Есть нейтроны на СД	Нет нейтронов на СД
Есть нейтроны на 3He	10	28
Нет нейтронов на 3He	2	17

Из этих данных видно, что воспроизводимость результатов существенно меняется от серии к серии, а корреляция сигналов по выбранной серии также неоднозначна.

Заключение

Применение ^{3}He-детекторов подтвердило данные, полученные в работе [2], о генерации нейтронов в лабораторном высоковольтном атмосферном разряде. Предварительные данные указывают на сильную анизотропию излучения нейтронов. Два сцинтилляционных детектора, расположенных за 10 см Pb и находящихся на расстоянии около 50 см друг от друга в одной плоскости, ни разу одновременно не зафиксировали нейтроны. Из четырех секций ^{3}He-счетчиков отсчеты нейтронов дают, как правило, одна или две. Анизотропия нейтронного излучения позволила бы объяснить плохую корреляцию между показаниями сцинтилляционных и ^{3}He-детекторов. С другой стороны это означало бы на порядки меньшее количество нейтронов, формируемых в разряде. Од-

нако набранная статистика пока мала и для подтверждения анизотропии излучения необходимо проведение целенаправленных исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ 13-08-01379 и 14-08-31397 мол_а.

Список литературы

1. Agafonov A. V., Oginov A. V., Shpakov K.V. Prebreakdown Phase in Atmospheric Discharges. Physics of Particles and Nuclei Letters, 2012, Vol. 9, No. 4–5, pp. 380–383.

2. Agafonov A. V., Bagulya A. V., Dalkarov O. D. et al. Observation of Neutron Bursts Produced by Laboratory High-Voltage Atmospheric Discharge. PRL 2013, 111, 115003.

3. Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P. et al. Strong Flux of Low-Energy Neutrons Produced by Thunderstorms. PRL 108, 125001 (2012).

ОДНОМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО УВЕЛИЧЕНИЮ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА И РЕШЕНИЮ ПРОБЛЕМЫ УТС НА КОМБИНИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНО-ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ С ЗАМАГНИЧИВАНИЕМ ДТ-ПЛАЗМЫ

С. Ф. Гаранин, С. Д. Кузнецов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Принцип работы системы MagLIF [1] состоит в сжатии цилиндрическим лайнером предварительно разогретой замагниченной ДТ-плазмы. Проведены расчёты сжатия мишени в этой системе с учётом аксиальной и азимутальной компонент магнитного поля и свойств материала лайнера при навязанном токе через лайнер. В рамках одномерных расчетов с максимальным учётом физических процессов, но без учёта неустойчивостей и перемешивания, получен нейтронный выход ~10^{17} при характерной длине мишени ~1 см, а также такой нейтронный выход, при котором полная энергия нейтронов превышает максимальную тепловую энергию плазмы.

Введение

В настоящее время усилия ведущих лабораторий мира направлены на достижение зажигания термоядерных мишеней в лабораторных условиях. Для исследований в этом направлении создаются и разрабатываются мощные лазерные установки NIF и УФЛ-2М и мощные стационарные электрофизические установки (Saturn, Atlas, Z, ZR). Экспериментальные и теоретические работы в этой области в течение последних десятилетий выявили целый ряд ограничений, которые ранее не рассматривались как существенные. Это привело к постепенному повышению порога энергетики системы, которая требуется по современным представлениям для достижения зажигания мишеней. Актуальным становится вопрос об улучшении параметров лазерных мишеней для обжатия путём замагничивания теплопроводности [2], а также создания комбинированных лазерно-электрофизических установок.

Одним из интересных направлений работ является сжатие мегагауссными магнитными полями металлического лайнера, во внутреннем объёме которого находится предварительно нагретая и замагниченная DT-плазма [1]. Этот подход по существу совпадает с разрабатываемой у нас системой МАГО [3]. В SNL на установке Z проводится программа исследований по программе MagLIF (Magnetized Laser Inertial Fusion). Нагрузка представляет собой металлический лайнер с внутренним диаметром ~∅6 мм. Во внутреннюю полость лайнера накачивается ДТ-газ, в момент начала сжатия лайнера магнитным полем производится нагрев ДТ-газа лазерным импульсом до температуры > 250 эВ, после чего производится сжатие ДТ-газа и доведение его до термоядерных температур. Незамагниченная мишень оказывается в этом случае неработоспособной, поскольку для ограниченной энергетики лабораторных установок и, соответственно, относительно небольших скоростей сжатия мишени скорость потери энергии из плазмы превышает скорость подвода энергии к плазме. Для уменьшения скорости потери энергии в газе мишени создаётся магнитное поле (в системе MagLIF – аксиальное), которое «вмораживается» в плазму в момент создания начальной проводимости газа. Это магнитное поле, как показано, например, в [3, 4], является решающим фактором для уменьшения габаритных и энергетических ограничений при решении проблемы управляемого термоядерного синтеза (УТС).

В данном отчёте представлены одномерные расчёты мишени MagLIF без учёта процесса нагрева ДТ-газа лазерным импульсом, развития неустойчивостей лайнера, а также потерь плазмы и энергии при вытекании вдоль аксиального поля в торцы. Основной целью расчётов являлась проверка и сравнение используемых расчётных моделей, а также получение оценок возможностей предлагаемой системы.

Расчёты сжатия ДТ-плазмы в системе MagLIF

1. Физическая схема нагрузки и постановка одномерных расчётов

Физическая схема мишени, взятая из работы [1] представлена на рис. 1. Как видно из рисунка, в целом, сжатие мишени может быть рассчитано в цилиндрической геометрии.

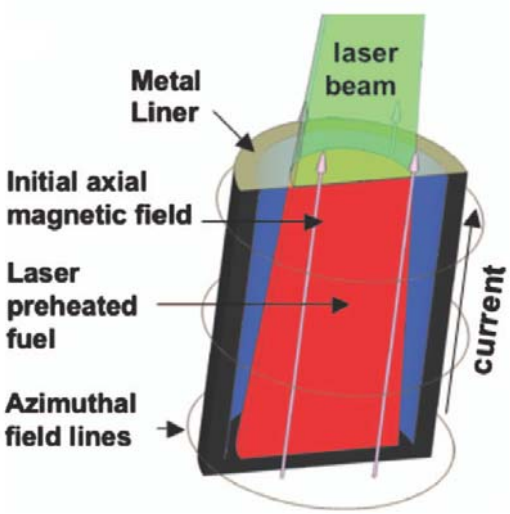


Рис. 1. Мишень системы MagLIF

Расчёты проводились с использованием одномерной программы УП [5], с аксиальным и азимутальным магнитным полем как с навязанным током, так и с заданием эквивалентной электрической цепи установки. В расчетах не учитывались потери плазмы и энергии при вытекании вдоль аксиального поля в торцы

2. Сжатие газовой мишени при имплозии лайнера, разгоняемого током установки Z

В работе [1] предполагается использовать лайнер из Be, так как низкая плотность Be наряду с хорошей металлической проводимостью позволит применять более толстый лайнер, что улучшает условия по устойчивости лайнера. Кроме того, малый заряд ядра Be уменьшает потери на излучение при загрязненни термоядерной плазмы веществом лайнера. Для расчётов Be на основе комплекса УРС, проводимости и теплопроводности [6] были подобраны параметры УРС, проводимости и теплопроводности для Be, подобрана таблица потенциалов ионизации для ионов Be. Этот комплекс использовался в расчётах различных лайнерных систем, сжимаемых магнитными полями, кроме того, с использованием этого комплекса проводились расчёты других гидродинамических систем с замагниченной плазмой для решения проблемы УТС.



Рис. 2. Разрез мишени с Be-лайнером

Расчёты проводились с учётом всех процессов в постановке, соответствующей [3], для цилиндрического одномерного разреза, приведенного на рис. 2. Внешний радиус лайнера r_0=3,48 мм, внутренний радиус лайнера r_i=2,9 мм, что обеспечивает отношение $r_0/(r_0-r_i)$=6. В ДТ-плазме и веществе лайнера в начальный момент задается начальное аксиальное магнитное поле B_z=30 Т, а на внешней границе лайнера задавался навязанный, создающий азимутальное магнитное поле, ток, взятый из работы [1] и показанный на рис. 3, максимальное значение тока составляет 27 МА. На рис. 2 схематично показаны магнитные поля, возникающие в мишени. Расчёт разбивался на два этапа, на первом происходит сжатие лайнером холодного ДТ-газа, после чего в момент 80 нс (на рис. 3 отмечен звёздочкой на кривой тока) происходит мгновенный разогрев ДТ-газа с заданной начальной плотностью (для сравнения с работой [1] была взята плотность $3\cdot10^{-3}$ г/см^3) до 250 эВ и начинается второй этап со счётом сжатия газовой мишени.

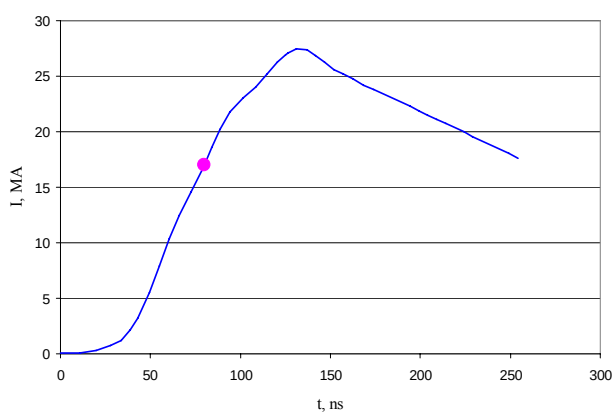


Рис. 3. Ток на границе лайнера

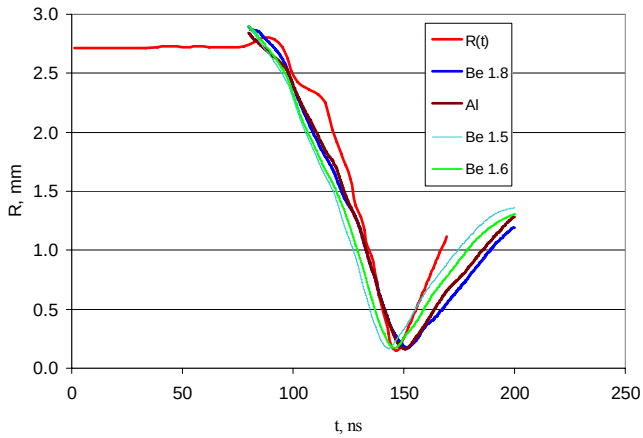
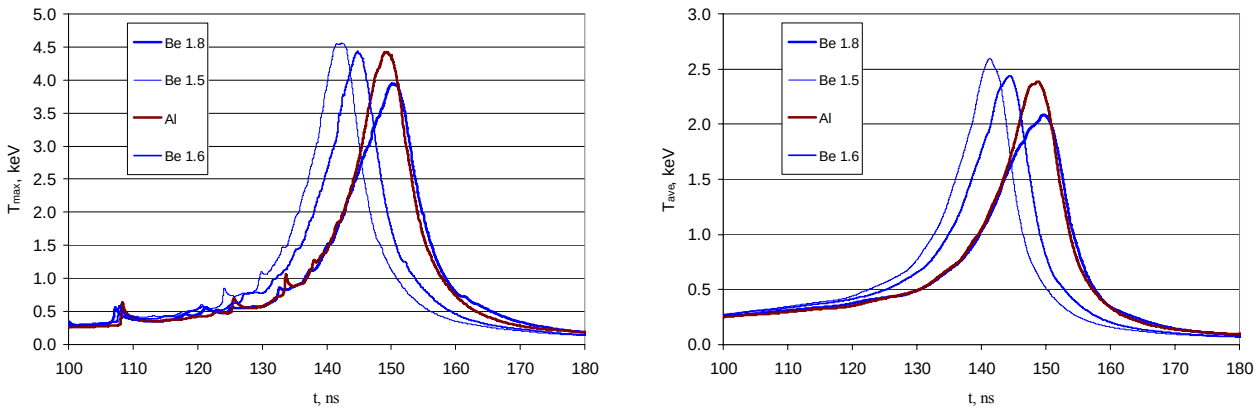


Рис. 4. Радиус движения внешней границы в расчётах
с различными вариантами лайнера

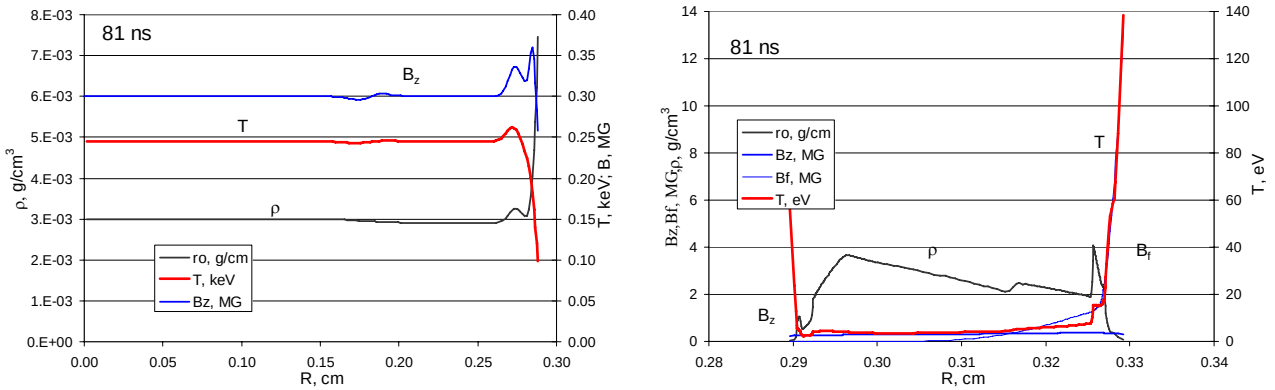


а б

Рис. 5. Максимальная (а) и средняя (б) температура ДТ-плазмы

В работе [1] ввод энергии от лазерного импульса производится в плазму в течение 10 нс и может приводить к большему начальному разогреву внутренней поверхности лайнера, чем в использовавшейся расчётной постановке. В расчётах учитывался разогрев от термоядерного энерговыделения, при этом энергия α-частиц вводилась в плазму локально в ячейке, в которой происходит энерговыделение. Расчётная сетка в лайнере задавалась со сгущением к наружной границе лайнера, для правильного описания процессов электровзрыва внешней поверхности лайнера, а также со сгущением к границе лайнер-плазма, для правильного описания процессов теплопередачи и магнитной диффузии из малоплотной ДТ-плазмы в металл.

На рис. 4 показан радиус движения внешней границы ДТ-плазмы в номинальном расчёте с начальной плотностью Be-лайнера 1,8 г/см^3 в сравнении с кривой из работы [1]. Основное отличие кривых состоит в том, что в наших расчётах к моменту разогрева ДТ-плазмы уже происходит выход ударной волны на внутреннюю поверхность лайнера, в отличие от кривой из работы [1], на которой видно расширение ДТ-плазмы. На рис. 4 приведены также расчётные графики движения границы ДТ-плазмы при варьировании начальной плотности Be лайнера (с сохранением толщины), которая позволяет более точно согласовать момент максимального сжатия, приведенный в работе [1]. Эти кривые промаркированы на рис. 4 величиной плотности. Для проверки используемой модели УРС Be также были проведены расчёты с заменой Be-лайнера на Al (при сохранении массы лайнера). Из рис. 4 видно, что кривая внешнего радиуса DT-мишени мало изменяется от такой замены. Максимальные и средние температуры



а б

Рис. 6. Распределение МГД величин по сечению ДТ-плазмы (а) и лайнера (б) на момент времени 81 нс, близкий к моменту начального разогрева ДТ-плазмы лазером

ДТ-плазмы из этих расчётов показаны на рис. 5. Максимальное значение температура плазмы достигается в центре мишени и спадает к лайнеру, среднее значение температуры примерно в 2 раза ниже максимального.

На рис. 6–9 показаны профили характерных величин по сечению лайнера и мишени на несколько характерных моментов времени. В качестве таких моментов выбраны момент близкий к началу сжатия ДТ-плазмы, соответствующий времени 81 нс (рис. 6, 7), и момент 148 нс, близкий к моменту максимального сжатия (рис. 8, 9).

На рис. 6а показаны профили характерных величин в ДТ-плазме на момент времени, близкий к начальному, который соответствовал равномерному распределению параметров по сечению мишени. На рисунке 6б изображены аналогичные величины по сечению лайнера, который в этот момент уже находится в состоянии плазмы, при этом основная масса лайнера имеет температуру ~4 эВ и плотность 2-4 г/см^3. Внешняя граница лайнера разогревается джоулевым теплом до температуры ~100 эВ, нагревается до высоких температур и граница лайнера в контакте с ДТ-плазмой мишени. При этом вещество лайнера и мишени содержит введенное аксиальное поле B_z≈30 Т. На рис. 7 показаны распределения проводимости и электрических полей по сечению мишени и лайнера.

На рис. 8а показаны профили характерных величин в ДТ-плазме на момент времени 148 нс, близкий к моменту максимального сжатия мишени. Распределение температуры имеет максимум ~4 кэВ в центральной области мишени и плавно спадает до ~0,45 кэВ к границе, находящейся в контакте с плотной металлической плазмой, при этом плазма в центре мишени имеет минимальную плотность ~0,5 г/см^3. Аксиальное магнитное поле B_z при этом имеет характерный профиль с плато у оси с характерной величиной 60 МГс и максимумом 120 МГс в районе границы с лайнером, для

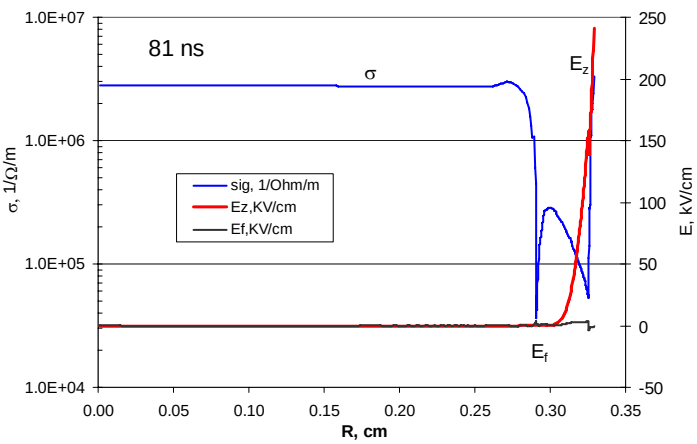


Рис. 7. Проводимость и компоненты напряжённости электрического поля по сечению мишени на момент времени 81 нс, близкий к моменту начального разогрева ДТ-плазмы лазером

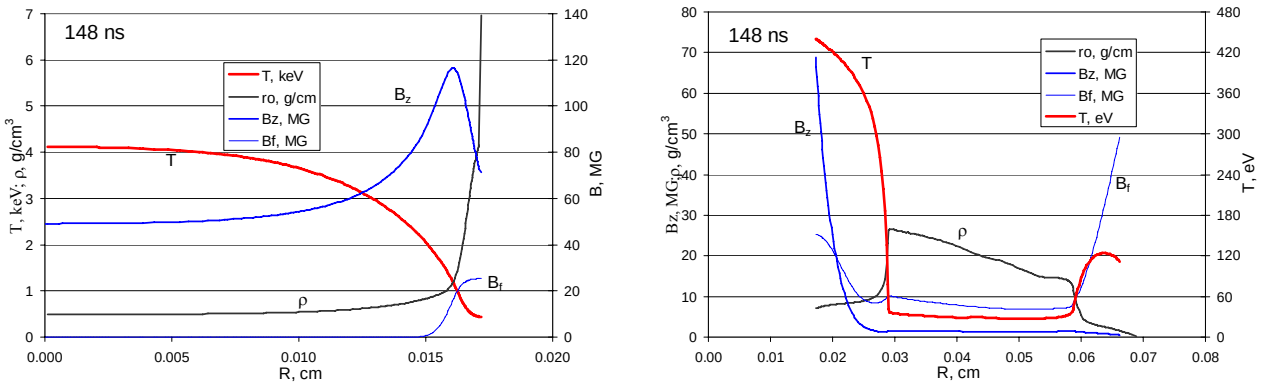


Рис. 8. Распределение МГД величин по сечению ДТ-плазмы (а) и лайнера (б) на момент времени, близкий к моменту максимального сжатия

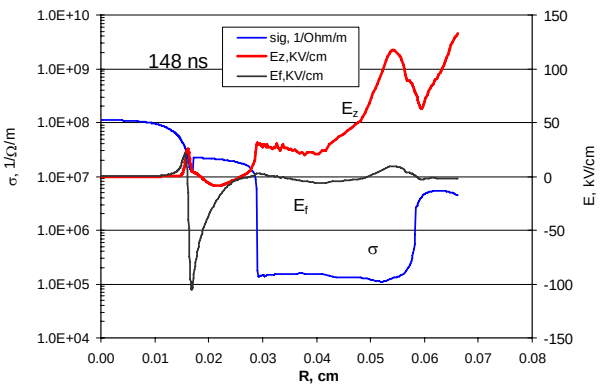


Рис. 9. Проводимость и компоненты напряжённости электрического поля по сечению мишени на момент времени, близкий к моменту максимального сжатия

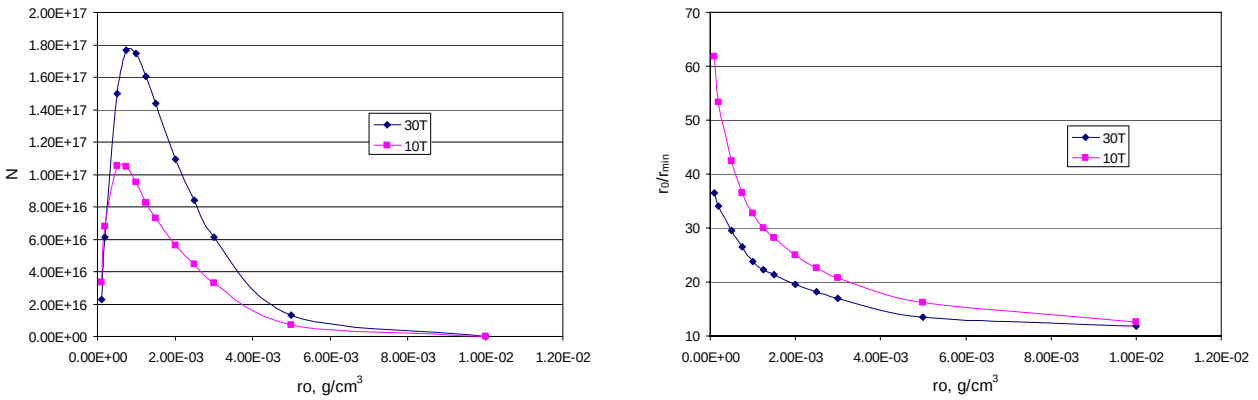
сравнения характерная величина поля на плато в толщине лайнера (рис. 8,б) составляет 1,5 МГс. Азимутальное магнитное поле B_φ проникает лишь во внешнюю часть хорошо проводящей уже к моменту начала сжатия ДТ-плазмы. На рис. 8б изображены аналогичные величины по сечению лайнера, который в этот момент уже находится в состоянии плазмы, основная масса лайнера имеет температуру ~50 эВ и плотность 20–30 г/см^3. На рисунке 9 показаны распределения проводимости и электрических полей по сечению мишени и лайнера на момент 148 нс. По величине проводимости выделяются области горячей термоядерной ДТ-плазмы, а также области вещества лайнера с металлической плазмой с температурой в несколько десятков эВ. Внешняя граница лайнера сохраняет температуру, близкую к температуре, имевшейся на момент начала сжатия ~100 эВ, а во внутренней части лайнера происходит сильный нагрев переносом тепла из мишени.

Были проведены расчёты с заменой части ДТ-газа на более плотную плазму, имитирующую использование ДТ-льда в мишени, который может улучшить теплоизоляцию горячего ДТ-газа, а также улучшить чистоту газа, изолировав его от поступления вещества лайнера. Для этого 0,2 мм на внешней границе были заменены на плазму, имеющую на порядок большую плотность и температуру 3 эВ, что позволяет повысить нейтронный выход из мишени в ~1,3 раза.

3. Оптимизация параметров мишени для увеличения расчётного нейтронного выхода

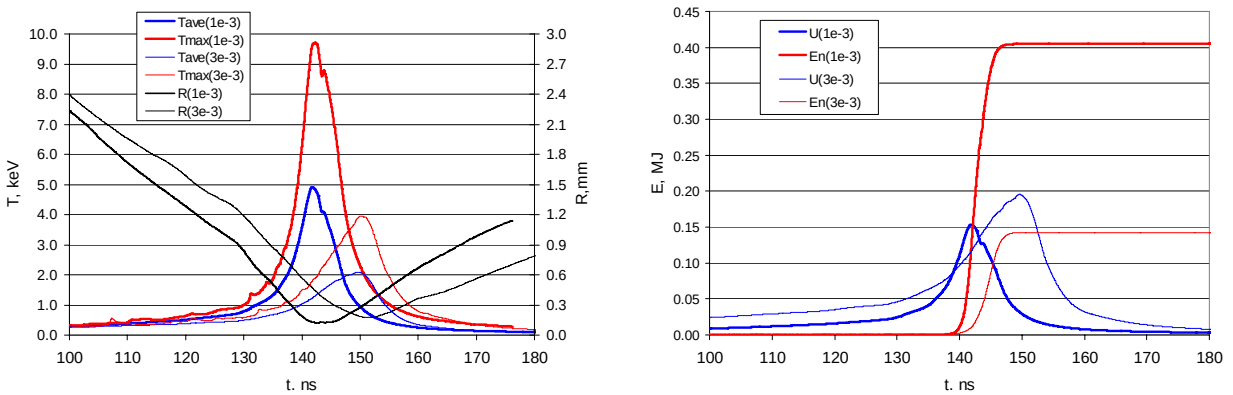
Расчёты представленные в предыдущем разделе показывают, что имеются некие запасы по увеличению нейтронного выхода из системы при варьировании начальной плотности газа при сохранении той же самой температуры предварительного нагрева. Изменение плотности осуществлялось для подобранных оптимальных размеров

мишени и лайнера. Внешний радиус лайнера $r_0 = 3{,}48$ мм, внутренний радиус лайнера $r_i = 2{,}9$ мм, что обеспечивает аспектное отношение $r_0/(r_0 - r_i) = 6$. Проводилось также варьирование



а б

Рис. 10. Зависимость нейтронного выхода (а) и максимального сжатия (б) от начальной плотности ДТ-газа



а б

Рис. 11. Зависимость от времени (а) максимальной, средней температур и внешнего радиуса ДТ-плазмы и b) средней энергии в ДТ-плазме U и полной энергии, содержащейся в генерируемых нейтронах E_n для расчётов с начальной плотностью ДТ-плазмы 10^{-3}г/см^3 и $3{\cdot}10^{-3}$г/см^3

магнитного поля: помимо расчётов с магнитным полем 30 Т, которое, по-видимому, является предельно достижимым для систем создания постоянного магнитного поля, поле было уменьшено до 10 Т.

На рис. 10а показано влияние плотности ДТ-плазмы в мишени на нейтронный выход. На рис. 10,б показана зависимость максимального сжатия ДТ-плазмы по радиусу от начальной плотности в мишени. Максимальное значение нейтронного выхода достигается при плотности $7{,}5{\cdot}10^{-4}$ …10^{-3} г/см^3 и при сжатии по радиусу ~25. Увеличение начальной температуры ДТ-плазмы также в целом положительно сказывается на нейтронном выходе, позволяя повысить его при меньшем сжатии мишени, но величина начального разогрева зависит от возможностей лазерной системы предварительного нагрева плазмы и, скорее всего, выбрано на уровне максимально достижимого в данной установке.

На рис. 11 показано сравнение некоторых интегральных характеристик мишени для системы с оптимальной для нейтронного выхода начальной плотностью ДТ-плазмы 10^{-3}г/см^3 и системы, подробно рассмотренной в разделе 3 данного отчёта с начальной плотностью ДТ-плазмы $3{\cdot}10^{-3}$г/см^3. На рис. 11а показано сравнение средних и максимальных температур в мишени с номинальной начальной плотностью ДТ-плазмы и мишени с уменьшенной начальной плотностью до 10^{-3}г/см^3,

а также зависимости радиусов внешней границы ДТ-плазмы от времени. Максимальная и средняя температура ДТ-плазмы увеличиваются в два раза при возрастании степени сжатия с ~17 до ~24. Увеличение температуры даже с учётом меньшей максимальной плотности мишени значительно сказывается на нейтронном выходе, который возрастает в ~3 раза. Рис. 11,б показывает сравнение энергии, которая выделяется в нейтронах, с максимальной энергией, которая находится в ДТ-плазме. Для обеих мишеней энергия в нейтронах и максимальная энергия в плазме величины одного порядка, но для мишени с уменьшенной плотностью энергия в нейтронах в ~2,5 раза выше, чем энергия в плазме, что позволяет говорить о выполнении некоего технического критерия зажигания мишени.

Заключение

Проведены расчёты сжатия мишени MagLIF с учётом аксиальной и азимутальной компонент магнитного поля и свойств материала Be или Al-лайнера при навязанном токе на границе лайнера. Произведена расчётная оптимизация мишени на основе одномерных лагранжевых расчётов с максимальным учётом физических процессов, но без учёта неустойчивостей, перемешивания и потерь плазмы и энергии через торцы цилиндрической мишени. Согласно одномерным расчетам выход нейтронов в этой системе составляет ~10^{17} на 1 см длины мишени и при этом полная энергия нейтронов в некоторых случаях превышает максимальную тепловую энергию плазмы. Проведено сравнение с имеющимися в литературе результатами расчётов.

Список литература

1. Slutz S. A., Herrmann M. C., Vesey R. A., Sefkow A. B., Sinars D. B., Rovang D. C., Peterson K. J., Cuneo M. E. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 056303.

2. Chang P. Y., Fiksel G., Hohenberger M., Knauer J. P., et al. Fusion Yield Enhancement in Magnetized Laser-Driven Implosions // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 035006.

3. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Yakubov V. B. The MAGO system: current status // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. P. 2273.

4. Lindemuth I. R., Siemon R. E. The fundamental parameter space of controlled thermonuclear fusion // American J. Phys. 2009. Vol. 77. P. 5.

5. Гаврилов Н. Ф., Иванова Г. Г., Селин В. И., Софронов В. Н. Программа UP-Ok для решения одномерных программ механики сплошной среды в одномерном комплексе // ВАНТ, Серия: Методики и программы. 1982. № 3(4). С. 11–14.

6. Buyko A. M., Garanin S. F., Demidov V. A., et al. Investigation of the dynamics of a cylindrical exploding liner accelerated by a magnetic field in the megagauss range // in Megagauss Fields and Pulsed Power Systems, ed. V. M. Titov, G. A. Shvetsov (New York: Nova Science Publishers, 1990). P. 743–748.

СОДЕРЖАНИЕ

Секция 1
Мощные электрофизические установки

Гаранин С. Г., Ивановский А. В.
Взрывомагнитная система импульсной мощности для достижения термоядерного зажигания рентгеновским излучением Z-пинча 6

Грабовский Е. В.
Проект генератора тока термоядерного комплекса «Байкал» 11

Reinovsky R. E.
US/Russian laboratory cooperation in science and technology under a new agreement on nuclear and energy related R&D 18

Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Пунин В. Т., Гришин А. В., Назаренко С. Т., Павлов В. С., Деманов В. А., Шиханова Т. Ф., Калашников Д. А., Козачек А. В., Глушков С. Л., Страбыкин К. В., Пучагин С. Ю., Мансуров Д. О., Миронычев Б. П., Майоров Р. А., Майорникова В. Л.
Проект электрофизической установки «Гамма-4» 32

Пальчиков Е. И., Рябчун А. М.
Анализ работы трансформатора Тесла на первой полуволне выходного напряжения 38

Королев П. В., Пикарь А. С.
Расчет электрических полей в переходе изолятор-вакуум высоковольтных электрофизических установок 43

Грибов А. Н., Грабовский Е. В.
Исследования электрической прочности жидких диэлектриков в вакууме при воздействии высоковольтных импульсов наносекундного диапазона 48

Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Пучагин С. Ю., Мозговой А. Л., Гришин А. В., Страбыкин К. В., Мансуров Д. О., Моисеевских М. А., Бердников Е. С.
Оценка дозовых параметров излучения электрофизической установки «Гамма-4» 52

Гришин А. В., Назаренко С. Т., Козачек А. В., Калашников Д. А., Глушков С. Л., Миронычев Б. П., Мартынов В. М., Турутин В. В., Кульдюшов Д. А., Павлов В. С., Деманов В. А., Шиханова Т. Ф., Есаева Ю. А.
Проект системы синхронизации электрофизической установки «Гамма-4» 56

Гордеев В. С., Завьялов Н. В., Гришин А. В., Деманов В. А., Назаренко С. Т., Павлов В. С., Колокольникова Н. А., Забелин О. В., Стенин Е. Г., Чернопазов А. А., Хоменко С. Ю., Пучагин С. Ю.
Разработка системы передачи энергии модуля установки «Гамма-4» 60

Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Пучагин С. Ю., Гришин А. В., Страбыкин К. В., Бердников Е. С., Назаренко С. Т., Павлов В. С., Деманов В. А.
Ускорительная трубка модуля установки «Гамма-4» 69

Секция 2
Мощные лазеры

Чефонов О. В., Агранат М. Б., Овчинников А. В., Петровский В. П., Савельев-Трофимов А. Б., Юркевич А. А.
Экспериментальное исследование возбуждения изомерных ядер излучением фемтосекундной лазерной плазмы 74

Гаврилов Д. С., Какшин А. Г., Лобода Е. А.
Контраст лазерного импульса мульти-тераваттной пикосекундной установки на фосфатном неодимовом стекле 81

Вихляев Д. А., Гаврилов Д. С., Какшин А. Г., Потапов А. В., Сафронов К. В., Толстоухов П. А.
Четырехканальные рентгеновские микроскопы для исследования лазерной плазмы в диапазоне 0,3–10,0 КЭВ 88

Секция 3
Магнитная кумуляция и ее применение

Демидов В. А., Борискин А. С., Казаков С. А., Таценко О. М., Власов Ю. В., Шаповалов Е. В., Романов А. П., Филиппов А. В., Голосов С. Н., Моисеенко А. Н., Щетников Е. И., Яненко В. А., Кутумов С. В., Казакова Н. Р., Володченков С. И., Грушко В. В., Николаев Н.И. , Юсупов Р. Р., Галанова С. В., Севастьянов А. С., Костин В. В., Пикарь А. С., Королев П. В., Кручинин В. А., Парфенов А. Д.
Дисковый взрывомагнитный генератор с взрывным размыкателем тока 94

Пак С. В., Дудай П. В., Скобелев А. Н., Карпов Г. В., Ивановский А. В., Иванов В. А., Иванов Е. И., Зименков А. А.
Расчет критического режима работы спирального генератора 102

Буйко А. М.
Электровзрывные размыкатели сильноточных взрывомагнитных генераторов 109

Базанов А. А., Ивановский А. В., Шайдуллин В. Ш.
Модель дискового взрывомагнитного генератора с магнитодинамическим формирователем субмикросекундного импульса тока в лайнерной нагрузке 128

Власов Ю. В., Панов А. И., Самодолов А. В., Соколов С. С.
Магнитогидродинамическое моделирование устройства на основе взрывомагнитного генератора и взрывного размыкателя тока по методике ТИМ-2D 139

Демидов В. А., Казаков С. А., Борискин А. С., Власов Ю. В., Яненко В. А., Николаев Н. И., Володченков С. И.
Спиральный взрывомагнитный генератор диаметром 280 мм 145

Зименков А. А., Скобелев А. Н.
Снижение потерь магнитного потока в изоляции спирального ВМГ 151

Шурупов А. В., Козлов А. В., Гусев А. Н., Шурупова Н. П., Завалова В. Е., Чулков А. Н., Базелян Э. М.
Мобильный испытательный комплекс на основе взрывомагнитного генератора 155

Авдошин В. В., Дудай П. В., Зименков А. А., Иванов В. А., Пак С. В., Скобелев А. Н., Февралёв А. Ю.
Выбор параметров размыкателей для формирования импульсов тока с требуемой формой для взрывомагнитных источников энергии 162

Беляева Н. А., Дудай П. В., Ивановский А. В., Куцык И. М., Самодолов А. В., Соколов С. С., Панов А. И., Goforth J. H., Reinovsky R. E., Rousculp C. L., Tasker D. G.
Численное моделирование взрывных размыкателей тока на лагранжевых неструктурированных сетках в МГД-приближении 167

Власов Ю. В.
Анализ результатов магнитогидродинамического моделирования коммутации тока взрывными размыкателями различных типов 176

Секция 4
Сильноточные ускорители частиц и источники излучения

Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Пунин В. Т., Гришин А. В., Назаренко С. Т., Павлов В. С., Деманов В. А., Калашников Д. А., Козачек А. В., Страбыкин К. В., Пучагин С. Ю., Моисеевских М. А., Мансуров Д. О., Миронычев Б. П., Майоров Р. А., Майорникова В. Л.
Экспериментальные исследования электрических характеристик сильноточного вакуумного пинч-диода импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» 186

Кучинский П. В., Гончаров В. К., Макаров В. В.
Импульсный сильноточный ускоритель электронов с плазменным взрывным катодом 191

Гайнуллин К. Г., Павловский В. А.
Оценка эффективности излучения энергии взрывомагнитного генератора с помощью короткого вибратора 196

Вагина Н. М., Гафаров А. М., Комиссаров А. В., Власова А. В.
Коммутирующий разрядник ускорителя мегаамперного класса РАПИД-2 203

Секция 5
Электрофизические исследования в физике конденсированного состояния

Гаранин С. Ф., Кузнецов С. Д., Рейновски Р. Е.
Исследование возможности использования установки PHELIX для получения тёплого плотного вещества при электровзрыве алюминиевых и медных фольг 210

Буйко А. М., Гаранин С. Ф., Глыбин А. М., Гриневич Б. Е., Дудай П. В., Зименков А. А., Змушко В. В., Иванова Г. Г., Ивановский А. В., Краев А. И., Мамышев В. И., Морозова И. В., Скобелев А. Н., Якубов В. Б.
Проверка и уточнение параметров устройства для разгона лайнера до 20 км/с 216

Sgro A. G. and Rousculp C. L.
ALT-3 liner-target interaction 223

Комаров П. С., Аширков С. И., Агранат М. Б., Канель Г. И.
Исследование ударно-волновых явлений в экспериментах с фемтосекундным лазерным воздействием 238

Абросимов С. А., Бажулин А. П., Большаков А. П., Конов В. И. , Красюк И. К., Пашинин П. П., Ральченко В. Г., Семенов А. Ю., Совык Д. Н., И. А. Стучебрюхов, В. Е. Фортов, К. В. Хищенко, Хомич А. А
Изучение откольных явлений в синтетических алмазах при нагружении интенсивным пикосекундным лазерным импульсом..... 245

Потапов А. А.
Фракталы, скейлинг и дробные операторы в современной физике и радиотехнике 249

Платонов В. В., Кудасов Ю. Б., Коршунов А. С., Макаров И. В., Маслов Д. А., Миткевич И. Ю., Монахов М. П., Попов Е. Я., Сурдин О. М., Селемир В. Д., Филиппов А. В.
Циклотронный резонанс в полупроводниковых гетероструктурах в сильном магнитном поле 257

Платонов В. В. , Монахов М. П. , Таценко О. М.
Наблюдение скачков магнитного момента в C_{60} в магнитных полях свыше 200 Тл 263

Федоров С. В.
Расчетный анализ системы токового воздействия на металлические кумулятивные струи с «отсечкой» конденсаторной батареи 265

Федоров С. В.
О возможных термических эффектах при растяжении металлических кумулятивных струй с «вмороженным» магнитным полем 276

Швецов Г. А., Матросов А. Д., Станкевич С. В.
Влияние электрического тока на глубину проникания кумулятивных струй в преграды 288

Секция 6
Электрофизические исследования физики плазмы и газового разряда

Аблесимов В. Е., Андрианов А. В., Базанов А. А., Глыбин А. М., Долин Ю. Н., Дудай П. В., Зименков А. А., Иванов В. А., Ивановский А. В., Калинычев А. Е., Карпов Г. В., Краев А. И., Ломтев С. С., Нудиков В. Н., Пак С. В., Поздов Н. И., Полюшко С. М., Рыбаков А. Ф., Скобелев А. Н., Туров А. Н., Феврале в А. Ю.
Разработка транспортабельного плазмофокусного нейтронного источника, запитываемого от взрывомагнитного генератора 296

Лисенков В. В., Лукьяшин К. Е., Платонов В. В., Соломонов В. И., Шкляев В. А.
Формирование субнаносекундного газового разряда и генерация убегающих электронов в системе лазерный факел – воздух 305

Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М.
Механизм усиления электрического поля в канале лидера молнии, способный отвечать за генерацию убегающих электронов 315

Митрофанов К. Н., Александров В. В., Грабовский Е. В., Птичкина Е. А., Грицук А. Н., Олейник Г. М., Фролов И. Н., Лаухин Я. Н.
Исследование фазы окончания плазмообразования и формирования прорывов магнитного потока при имплозии проволочной сборки 321

Грабовский Е. В., Грибов А. Н., Лаухин Я. Н., Шишлов А. О.
Локализация потерь тока в области конволюции установки АНГАРА-5-1 333

Орлов А. П., Репин Б. Г.
Численное моделирование многопроволочных Z-пинчей в рамках 3D магнитной гидродинамики 337

Бочков Е. И., Бабич Л. П., Куцык И. М.
Численное моделирование компактного внутриоблачного разряда и генерируемого им электромагнитного импульса 345

Бабич Л. П., Лойко Т. В., Родигин А. В.
Излучение Вавилова – Черенкова субнаносекундного импульса убегающих электронов, генерируемого разрядом в открытой атмосфере 352

Бабич Л. П.
Фундаментальные процессы, способные отвечать за усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере 358

Грушко В. В., Моисеенко А. Н., Таценко О. М., Филиппов А. В., Галанова Е. С. Грабовский Е. В., Александров В. В., Митрофанов К. Н., Олейник Г.М.
Исследования радиационной стойкости кварцевых световодов на установке АНГАРА-5-1 366

Гаранин С. Ф., Кузнецов С. Д., Глазунов В. А., Якубов В. Б., Борисенкова В. Н., Мисюра П. П.
Расчёт электрических и магнитных полей и джоулевых нагревов в вакуумной дугогасительной камере (ВДК) 374

Дудчик Ю. И.
Многоэлементные преломляющие рентгеновские линзы для формирования изображения источников излучения и объектов 381

Евтушенко Г. С., Губарев Ф. А., Тригуб М. В., Торгаев С. Н., Шиянов Д. В., Красников И. В.
Лазерные мониторы на основе активных сред на парах металлов и их применение для диагностики плазмы и газового разряда 387

Агафонов А. В., Богаченков В. А., Далькаров О. Д., Негодаев М. А., Огинов А. В., Русецкий А. С., Рябов В. А., Чубенко А. П., Шпаков К. В.
Темная фаза лабораторного атмосферного разряда: от радиоизлучения до нейтронов 392

Гаранин С. Ф., Кузнецов С. Д.
Одномерное моделирование экспериментов по увеличению нейтронного выхода и решению проблемы утс на комбинированных лазерно-электрофизических установках с замагничиванием ДТ-плазмы 399

Научное издание

МОЩНАЯ ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРОФИЗИКА

Международная конференция
XVI Харитоновские тематические научные чтения

21–25 апреля 2014 года

Сборник докладов

Печатается с оригинальных текстов авторов

Компьютерная подготовка оригинала-макета Е. В. Моисеева

Подписано в печать 30.05.2016 Формат 60×84/8
Печать офсетная. Усл. печ. л. ~47,9 Уч.-изд. л. ~50,9
Тираж 150 экз. Зак. тип. 19-2016

Отпечатано в Издательско-полиграфическом комплексе
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской обл., ул. Силкина, 23