

**ТРУДЫ
РФЯЦ-ВНИИЭФ**

13

2008

**ФГУП
"РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР –
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ"**

ТРУДЫ РФЯЦ-ВНИИЭФ

Научно-исследовательское издание

ВЫПУСК 13

Саров

2008

ББК 22.38
Т78
УДК 539.1(06)

Т78 **Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ.** Научно-исследовательское издание. — Саров:
ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", выпуск 13, 2008. — с. 309: ил.

ISBN 5-9515-0074-5

В сборнике "Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ" опубликованы результаты научных исследований, а также методических и проектно-конструкторских разработок в области прикладных задач теоретической физики, математического моделирования физических процессов, ядерной физики, физики ядерных реакторов, исследований по термоядерному синтезу, электрофизики, физики ускорителей, приборов и техники эксперимента, физики лазеров, гидродинамики, реологии, физики горения и взрыва, физической химии, экологии, материаловедения, безопасности, средств защиты от несанкционированных действий, электроники, радиотехники, оптоэлектроники.

Главный редактор: академик РАН Р. И. Ильяев

Редационный совет выпуска: д-р физ.-мат. наук В. П. Незнамов, академик РАН Ю. А. Труннев, д-р физ.-мат. наук А. Н. Сизов, Е. В. Куличкова, д-р физ.-мат. наук С. Н. Абрамович, д-р техн. наук А. И. Астайкин, д-р техн. наук Н. А. Билык, д-р техн. наук Ю. Н. Бухарев, канд. техн. наук В. М. Воронов, д-р физ.-мат. наук А. Е. Дубинов, канд. техн. наук М. В. Каминский, канд. техн. наук А. И. Коршунов, д-р физ.-мат. наук Г. Г. Кочемасов, канд. физ.-мат. наук С. В. Маврин, канд. физ.-мат. наук Н. Г. Макеев, д-р физ.-мат. наук Б. А. Надыкто, канд. физ.-мат. наук В. А. Раевский, д-р физ.-мат. наук Ю. А. Романов, канд. физ.-мат. наук Б. П. Тихомиров, д-р техн. наук Ю. И. Файков, канд. техн. наук П. Ф. Шульженко, Ю. М. Якимов

ISBN 5-9515-0074-5

© ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2008

ТРУДЫ РФЯЦ-ВНИИЭФ

ВЫПУСК 13

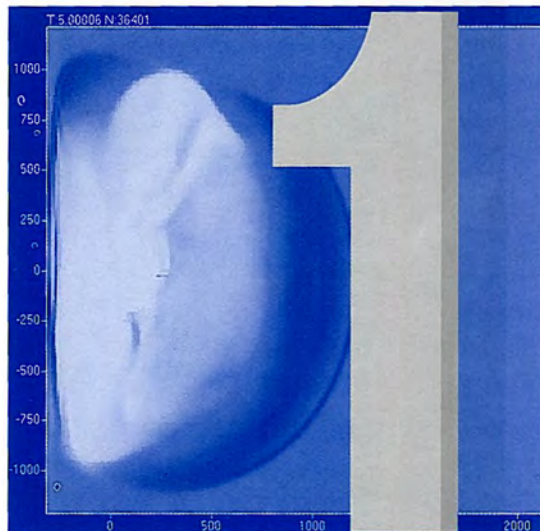
СОДЕРЖАНИЕ

*Некоторые следствия конформно-инвариантного
обобщения уравнений Эйнштейна..... 6*

*Физические эффекты ядерного взрыва
в операции «Морская звезда»..... 16*

РАЗДЕЛ

ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ



УДК 514.83; 539.1.01

Некоторые следствия конформно-инвариантного обобщения уравнений Эйнштейна¹

М. В. Горбатенко

Рассматриваются новые возможности в решении проблем общей теории относительности, возникающих при конформно-инвариантном обобщении уравнений Эйнштейна. Приводятся свойства конформно-инвариантных уравнений и их решений: 1) задача Коши ставится без связей на данные Коши; 2) допускаются решения с разрывами на пространственноподобных гиперповерхностях; 3) появляется сохраняющийся вектор тока; 4) появляется новая функция состояния, аналогичная энтропии; 5) калибровочный вектор и λ -член могут быть проинтерпретированы в терминах степеней свободы частиц со спином $\frac{1}{2}$.

Представлено краткое описание этих свойств и возможных способов их использования для решения проблем общей теории относительности.

Введение

В 1984 г. при рассмотрении динамики пространства аффинной связности были выведены уравнения, обеспечившие конформную инвариантность уравнений Эйнштейна простейшим образом [1]. В 1996 г. уравнения были дополнены λ -членом [2]. В результате уравнения приобрели вид

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = T_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

где

$$T_{\alpha\beta} \equiv -2A_\alpha A_\beta - g_{\alpha\beta}A^2 - 2g_{\alpha\beta}A^\nu{}_{;\nu} + A_{\alpha;\beta} + A_{\beta;\alpha} + g_{\alpha\beta}\lambda. \quad (2)$$

Уравнения (1) с правой частью (2) сохраняют вид при конформных преобразованиях, если одновременно с метрикой преобразовываются и величины A_α , λ по следующим правилам:

$$g_{\alpha\beta} \rightarrow g_{\alpha\beta}e^{2\sigma}, \quad A_\alpha \rightarrow A_\alpha - \sigma_{;\alpha}, \quad \lambda \rightarrow \lambda e^{-2\sigma}. \quad (3)$$

Уравнения (1) с тензором $T_{\alpha\beta}$ вида (2) будем называть уравнениями конформно-инвариантной геометродинамики (уравнениями КГД), а тензор $T_{\alpha\beta}$ – геометродинамическим тензором энергии-импульса.

Уравнения (1) с тензором $T_{\alpha\beta}$ вида (2), как оказалось, приводят к решениям, качественно отличающимся от решений уравнений общей теории относительности (ОТО). Эти отличия состоят

¹ Сокращенная версия статьи М. V. Gorbatenko. Some Consequences of the Conformally Invariant Generalization of Einstein's Equations // General Relativity and Gravitation. 2005. Vol. 37, No 1. P. 81–98.

в следующем: 1) постановка задачи Коши без связей на начальные данные; 2) возможность существования решений с разрывами на пространственноподобных гиперповерхностях; 3) появление сохраняющегося вектора тока; 4) появление энтропии как функции состояния; 5) возможность интерпретации дополнительных степеней свободы в терминах частиц со спином $\frac{1}{2}$.

Целью работы является краткое изложение перечисленных свойств и обсуждение новых возможностей, которые предоставляют уравнения КГД с точки зрения решения проблем ОТО.

Уравнения КГД, Баха, Бранса – Дикке

Уравнения (1) с тензором $T_{\alpha\beta}$ вида (2) являются динамическими уравнениями для пространства Вейля. Для доказательства заметим, что риманово пространство, дополненное вектором A_α с приведенными выше правилами преобразования, является пространством Вейля; вектор A_α называется калибровочным. Связность в пространстве Вейля $\Gamma_{\alpha\beta}^\lambda$ выражается через символы Кристоффеля $\left(\begin{smallmatrix} \lambda \\ \alpha\beta \end{smallmatrix}\right)$ и вектор A_α с помощью соотношения

$$\Gamma_{\alpha\beta}^\lambda = \left(\begin{smallmatrix} \lambda \\ \alpha\beta \end{smallmatrix}\right) + \delta_\alpha^\lambda A_\beta + \delta_\beta^\lambda A_\alpha - g_{\alpha\beta} g^{\lambda\tau} A_\tau. \quad (4)$$

Показано, что уравнения (1) с правой частью (2) описывают динамику пустого пространства Вейля. Но с точки зрения римановой геометрии они представляют собой уравнения ОТО с ненулевым тензором энергии-импульса. Мы имеем дело с классическим типом геометродинамики.

Наиболее известным альтернативным способом конформно-инвариантного обобщения уравнений Эйнштейна является способ, основанный на использовании в уравнениях квадратичных выражений по тензорам Римана и Риччи и вторых производных от них. Полученные этим способом в результате вариационной процедуры в обычной формулировке уравнения имеют вид

$$B_{\alpha\beta} \equiv B_{\alpha\beta}^{(1)} + B_{\alpha\beta}^{(2)} = 0. \quad (5)$$

Здесь

$$B_{\alpha\beta}^{(1)} \equiv -\square R_{\alpha\beta} + R_{\alpha}{}^\nu{}_{;\beta;\nu} + R_{\beta}{}^\nu{}_{;\alpha;\nu} - \frac{2}{3} R_{;\alpha;\beta} + \frac{1}{6} g_{\alpha\beta} \square R; \quad (6)$$

$$B_{\alpha\beta}^{(2)} \equiv \frac{2}{3} R R_{\alpha\beta} - 2 R_{\alpha\nu} R^\nu{}_\beta - \frac{1}{6} R^2 g_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} R_{\mu\nu} R^{\mu\nu}. \quad (7)$$

Уравнения (5) известны под названием уравнений Баха. В [3] установлено, что все причинные решения уравнений (5) содержатся в множестве решений уравнений (1) с правой частью (2). Поэтому уравнения (1) с правой частью (2) являются не менее общим подходом к конформно-инвариантному обобщению уравнений Эйнштейна, чем подход, основанный на уравнениях Баха.

Известно, что наряду с ОТО существует альтернативная теория гравитации – так называемая скалярно-тензорная схема Бранса – Дикке [4]. Альтернативная теория является параметрической, причем только при одном значении содержащегося в теории параметра $\omega = 3/2$ она становится конформно-инвариантной. При этом уравнения схемы Бранса – Дикке совпадают с уравнениями КГД, если в последних положить $\lambda = 0$, а вектор A_α равным градиенту от некоторой скалярной функции.

Вариационный принцип для уравнений КГД

Вариационная процедура, в результате которой получают уравнения (1) с правой частью (2), предполагает использование неголономных связей между вариациями связностей в таком виде, который позволяет получать уравнения экстремалей без операции обращения к границам 4-мерного объема. Введение неголономных связей с помощью неопределенных множителей Лагранжа в вариацию действия производится по известному в математике методу (см., например, [5]). После использования предположения о симметричности связности получают уравнения (1) с правой частью (2). В [1] это сделано для плотности лагранжиана вида $\sqrt{-g}(g^{\mu\nu}\mathfrak{R}_{\mu\nu})$, где $\mathfrak{R}_{\mu\nu}$ – тензор Риччи для пространства аффинной связности. В [2] это сделано для плотности лагранжиана вида $\sqrt{-\det(\mathfrak{R}_{\mu\nu})}$. Вид лагранжевой плотности использован в форме, предложенной Шредингером в [6]. В [1] варьировалась метрика и связность, в [2] – только связность. В первом случае неголономная связь между вариациями связности имела вид

$$g^{\alpha\beta}(\delta\Gamma_{\beta\alpha}^{\lambda}) - g^{\lambda\beta}(\delta\Gamma_{\sigma\beta}^{\sigma}) = 0. \quad (8)$$

Во втором случае –

$$\mathfrak{R}^{\alpha\beta}(\delta\Gamma_{\beta\alpha}^{\lambda}) - \mathfrak{R}^{\lambda\beta}(\delta\Gamma_{\sigma\beta}^{\sigma}) = 0. \quad (9)$$

Одна из особенностей процедуры, изложенной в [2], состоит в том, что появляющаяся в этой процедуре функция $\lambda(x)$ не может обращаться в нуль, поскольку с помощью $\lambda(x)$ определяется метрика.

Вопрос о согласованности используемой в [1] вариационной процедуры с принципом причинности рассмотрен в [7]. Отмечено, что операция обращения к границам 4-мерного объема, которая неизбежно присутствует во всех обычных вариационных процедурах, предполагает использование информации о поведении пробных полевых историй в будущие моменты времени. Это телеологичность (термин М. Планка) вариационной процедуры противоречит принципу причинности, согласно которому будущее не может влиять на прошедшее. Вариационный принцип в форме [1, 2] исключил телеологичность и поэтому он, в отличие от вариационных принципов в обычных формулировках, согласуется с принципом причинности.

Связи на данные Коши

Для корректной постановки задачи Коши необходимо выбрать систему отсчета и условие калибровки. Для определенности будем использовать синхронную систему отсчета, в которой $g_{00} = -1$; $g_{0k} = 0$, и условие калибровки Лоренца $A^{\alpha}_{;\alpha} = 0$. При этих предположениях в работе [8] показано, что данными Коши являются:

$$g_{mn}, \dot{g}_{mn}, A_0, A_k. \quad (10)$$

Уравнения для определения других функций:

Функция	Уравнение
\ddot{g}_{mn}	$R_{mn} - \frac{1}{2}g_{mn}R = T_{mn}$
\dot{A}_0	Любое условие калибровки, позволяющее определить \dot{A}_0 по данным (10) (например, условие Лоренца $A^\alpha_{;\alpha} = 0$)
\dot{A}_k	$R_k^0 = T_k^0$
λ	$R_0^0 - \frac{1}{2}R = T_0^0$ (алгебраическое уравнение)

В [8] показано, что при постановке задачи Коши указанным образом на данные Коши (10) не возникает никаких связей.

В принципе при постановке задачи Коши может быть использована любая другая система отсчета и калибровочное условие. Например, без ограничения общности исследование решений уравнений КГД может проводиться в предположении, что свобода калибровочных преобразований ограничена условиями

$$\lambda = \lambda_0 = \text{const} . \tag{11}$$

При этом автоматически выполняется и условие Лоренца

$$A^\alpha_{;\alpha} = 0 . \tag{12}$$

Условие (11) будем использовать в последующем изложении. В связи с этим заметим, что калибровочное условие (11) не может быть использовано одновременно с синхронными координатами, но оно совместимо с сопутствующими координатами, отличающимися от синхронных тем, что вместо $g_{00} = -1$ компонента g_{00} является функцией $g_{00}(x)$.

Разрыв, но без нарушения непрерывности T_0^α

Будем называть разрывными такие решения уравнений КГД, у которых некоторые из данных Коши испытывают разрыв на пространственноподобной гиперповерхности (ППГ). Будем считать, что координаты выбраны так, что эта ППГ описывается уравнением $x^0 = \text{const}$. Существует три подхода к решению вопроса о том, какие возможны разрывы.

1. Допускается любой разрыв при условии, что скачки в левой и правой частях уравнений КГД и калибровочном условии компенсируют друг друга.

2. В дополнение к требованиям первого подхода компоненты T_0^α должны быть непрерывными (обычно принимается при рассмотрении ударных волн в релятивистской гидродинамике [9, 10]).

3. В дополнение к требованиям первого подхода не должна нарушаться аксиоматика риманова пространства (не допускаются разрывы компонент метрики и символов Кристоффеля). Нами установлено, что:

1. Первый подход является наиболее общим, однако он может приводить к нарушению требований как физического характера (непрерывность T_0^α), так и математического характера (аксиоматика риманова пространства).

2. Второй и третий подходы ведут к одним и тем же минимально необходимым классам гладкости геометрических объектов. Эти классы указаны в таблице.

В данной работе мы будем исходить из второго и третьего подходов.

Минимальные классы гладкости

Объект	Класс гладкости в целом на многообразии	Класс гладкости на картах (кусках), границы между которыми являются поверхностями разрывов
Компоненты метрики $g_{\alpha\beta}$	C^1	C^2
Кристоффели $\left(\begin{smallmatrix} \lambda \\ \alpha\beta \end{smallmatrix}\right)$	C^0	C^1
Компоненты калибровочного вектора A_α	Кусочно-непрерывны	C^0
Функция $\sigma(x)$	C^2	C^3
Функция λ	Кусочно-непрерывна	C^0
Допустимые преобразования координат $x'^\alpha(x^\beta)$	C^3	C^3

Заметим, что сама возможность существования разрывных решений некоторой системы нелинейных уравнений в частных производных является нетривиальным фактом. Достаточно, например, в уравнениях КГД положить функцию $\lambda(t)$ тождественно равной нулю, и появляющаяся после этого связь на данные Коши исключит возможность появления центрально-симметричных статических решений с разрывами на ППГ.

Из сказанного следует, что уравнения КГД допускают существование решений, у которых на поверхностях разрыва могут претерпевать разрыв инварианты Петрова, вторые производные от метрики, компоненты вектора A_α и скаляр λ .

Строго сохраняющийся заряд в КГД

Если динамика полевых функций подчиняется уравнениям (1) с правой частью (2), то тензор $F_{\alpha\beta} \equiv A_{\beta,\alpha} - A_{\alpha,\beta}$ удовлетворяет уравнению

$$F_{\alpha}{}^{\nu}{}_{;\nu} = \lambda_{;\alpha} - 2\lambda A_{\alpha}. \tag{13}$$

Из (13) следует, что вектор $j_{\alpha} \equiv \lambda_{;\alpha} - 2\lambda A_{\alpha}$ удовлетворяет уравнению непрерывности

$$j^{\alpha}{}_{;\alpha} = 0. \tag{14}$$

Рассмотрим пространственно-временную область, в которой вектор j^{α} является времениподобным. В этой области он может быть представлен в виде

$$j^{\alpha} \equiv \rho u^{\alpha}, \tag{15}$$

где u^{α} – единичный времениподобный вектор. При сигнатуре $(-+++)$

$$u^2 = -1. \tag{16}$$

Появление в схеме времениподобного вектора j^{α} означает, что схема автоматически содержит в себе некоторую строго сохраняющуюся субстанцию, плотность которой ρ определяется, как следует из (15), соотношением $\rho = \sqrt{-(j^{\alpha} j_{\alpha})}$.

Под сохраняющейся субстанцией будем понимать какой-нибудь заряд, который в теории элементарных частиц считается строго сохраняющимся. Например, барионный заряд. Размерность ρ в этом случае будет $b/\text{см}^3$ (b – барионный заряд). Удельный объем V определяется как величина, обратная ρ ,

$$V = 1/\rho. \quad (17)$$

С помощью вектора u^α обычным путем могут быть построены два оператора проектирования: $-u^\alpha u^\beta$, $s^{\alpha\beta} \equiv g^{\alpha\beta} + u^\alpha u^\beta$.

Описание КГД в терминах простой вязкой теплопроводной жидкости

Тензор $T_{\alpha\beta}$ может быть представлен в виде

$$T_{\alpha\beta} = U u_\alpha u_\beta + (u_\alpha q_\beta + u_\beta q_\alpha) + W_{\alpha\beta}, \quad (18)$$

где величины U , q_α , $W_{\alpha\beta}$ определяются соотношениями

$$U \equiv (u^\mu T_{\mu\nu} u^\nu), \quad q_\alpha \equiv -s_\alpha^\mu T_{\mu\nu} u^\nu, \quad W_{\alpha\beta} \equiv s_\alpha^\mu s_\beta^\nu T_{\mu\nu}. \quad (19)$$

В последующем используется обычная трактовка величин (19), а именно: U – плотность энергии; q_α – вектор плотности потока энергии; $W_{\alpha\beta}$ – тензор напряжений. Обычно (см., например, [10, 11]) тензор $W_{\alpha\beta}$ представляется в виде суммы двух слагаемых

$$W_{\alpha\beta} = P s_{\alpha\beta} - \tau_{\alpha\beta}, \quad (20)$$

где P – давление, а $\tau_{\alpha\beta}$ – тензор вязких напряжений, удовлетворяющий условию

$$\tau^\nu{}_\nu = 0. \quad (21)$$

Условие (21) означает, что тензор $\tau_{\alpha\beta}$ не содержит членов со второй вязкостью. При выполнении условия (21) представление (20) однозначно.

Явный вид введенных величин U , q_α , $W_{\alpha\beta}$, P , $\tau_{\alpha\beta}$ зависит от выбора калибровки. Если в качестве калибровочного использовать условие (11), то автоматически будет выполняться условие Лоренца (12) и выражения для введенных величин могут быть записаны в ковариантной форме:

$$U = -\frac{3\rho^2}{4\lambda^2} + \frac{1}{\lambda} (u^\nu \rho_{;\nu}) - \lambda; \quad (22)$$

$$q_\alpha = s_\alpha^\beta \left[\frac{V_{;\beta}}{2\lambda V^2} + \frac{1}{2\lambda V} w_\beta \right]; \quad (23)$$

$$W_{\alpha\beta} = -\frac{\rho}{2\lambda} [u_{\alpha;\beta} + u_{\beta;\alpha}] - \frac{\rho^2}{4\lambda^2} s_{\alpha\beta} + \lambda s_{\alpha\beta} + \frac{\rho}{2\lambda} [u_\alpha w_\beta + u_\beta w_\alpha]; \quad (24)$$

$$P = \frac{\rho^2}{4\lambda^2} + \lambda + \frac{1}{3\lambda} (u^\nu \rho_{;\nu}); \quad (25)$$

$$\tau_{\alpha\beta} = \frac{\rho}{2\lambda} s_\alpha^\mu s_\beta^\nu \left[u_{\mu;\nu} + u_{\nu;\mu} - \frac{2}{3} s_{\mu\nu} (u^\sigma{}_{;\sigma}) \right]. \quad (26)$$

Входящий в выражения (23), (24) вектор w_α определяется соотношением $w_\alpha \equiv u^\sigma u_{\alpha;\sigma}$, т. е. является 4-мерным вектором ускорений.

Из (22), (25) следует, что между величинами U, P, V имеется следующая связь:

$$P = \frac{1}{3}U + \frac{4}{3}\lambda + \frac{1}{2V^2\lambda^2}. \quad (27)$$

Это соотношение является ничем иным, как уравнением состояния геометродинамической сплошной среды. Уравнение не привносится извне, а получается как следствие исходных уравнений КГД. Это является одним из уникальных свойств уравнений КГД. Оно сохраняется и при любой другой калибровке, отличной от (11), но принимает более сложный вид.

Тензор $\tau_{\alpha\beta}$ (26) по определению совпадает с тензором вязких напряжений, используемым в гидродинамике [10]. Отличие состоит лишь в том, что коэффициент вязкости не является произвольным, он имеет такой вид, какой следует из уравнений КГД. Это также одно из уникальных свойств уравнений КГД.

Выяснение смысла вектора q_α вида (23) начнем с того, что следуя [12, 13], докажем, что в самом общем случае решения уравнений КГД допускают введение функции состояния $s(P, V)$, имеющей смысл энтропии. Предположим, что такая функция существует. Тогда должно быть справедливым второе начало термодинамики

$$d(UV) = Tds - PdV. \quad (28)$$

Подставим в (28) выражение для U , которое следует из уравнения состояния (27). Для дифференциала энтропии получаем выражение

$$ds \rightarrow \frac{3V}{T}dP + \frac{dV}{T} \left(4P - 4\lambda + \frac{3}{2V^2\lambda^2} \right), \quad (29)$$

которое будет полным дифференциалом только в том случае, если будет выполняться перекрестное соотношение

$$\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right) = \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\partial s}{\partial V} \right). \quad (30)$$

После использования (29) соотношение (30) принимает вид уравнения для T

$$\left(4P - 4\lambda + \frac{3}{2V^2\lambda^2} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = T + 3V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P. \quad (31)$$

В [12, 13] найдено общее решение уравнений (31); наиболее простым частным решением является:

$$T(V, P) = \frac{\text{const}_1}{V^{1/3}}; \quad (32)$$

$$s(V, P) = \frac{1}{\text{const}_1} \left(3V^{4/3} \left[P - \lambda - \frac{3}{4\lambda^2 V^2} \right] + \text{const}_2 \right). \quad (33)$$

Полученный результат означает, что для любого решения уравнений КГД в самом общем случае существует функция $s(P, V)$ вида (33), которая входит в (28), как и должна входить энтропия.

Энтропия как локальная функция состояния, с одной стороны, является одним из нетривиальных свойств уравнений КГД, а с другой стороны, позволяет пользоваться стандартным опре-

делением других термодинамических величин. Так, выражение для изэнтропической скорости звука c_s , определяемой как $c_s^2 = -V^2 \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_s$, имеет вид $c_s^2 = \frac{4}{3}V(P - \lambda) + \frac{1}{2\lambda^2 V}$. Выражение (23) для вектора плотности потока энергии q_α приводится к комбинации градиента температуры и 4-мерного ускорения w_α :

$$q_\alpha = - \left(\frac{3T^3}{2\lambda \text{const}_1^3} \right) s_\alpha^\beta \left[\frac{T_{;\beta}}{T} - \frac{1}{3} w_\beta \right]. \quad (34)$$

Коэффициент теплопроводности, входящий в (34), однозначен и диктуется выбором решения уравнений КГД. Это также уникальное свойство уравнений КГД.

Уравнение для "производства" энтропии получается с использованием метода [11]. В этом методе исходными являются два соотношения. Первое соотношение следует из

$$u^\alpha \left(T_{\alpha;\nu}^\nu \right) = 0, \quad (35)$$

если в него подставить $T_{\alpha\beta}$ в виде (18) и воспользоваться определением P и $\tau_{\alpha\beta}$ в виде (20), (21). Получаем соотношение

$$u^\sigma U_{;\sigma} + \frac{1}{V} \left[U u^\sigma V_{;\sigma} + P u^\sigma V_{;\sigma} \right] + q^\sigma_{;\sigma} = -q^\alpha u^\beta u_{\alpha;\beta} + \tau^{\alpha\beta} u_{\alpha;\beta}. \quad (36)$$

Второе соотношение есть не что иное, как второе начало термодинамики (29), записанное в терминах субстанциональных производных, т. е. соотношение

$$V u^\sigma U_{;\sigma} + U u^\sigma V_{;\sigma} + P u^\sigma V_{;\sigma} = T u^\sigma s_{;\sigma}. \quad (37)$$

Заметим, что соотношением (37) мы имеем право пользоваться, поскольку выше доказано существование энтропии как функции состояния.

Возникающее в результате уравнение для "производства" энтропии имеет вид:

$$\begin{aligned} & \rho u^\sigma s_{;\sigma} + \left(\frac{q^\sigma}{T} \right)_{;\sigma} = \\ & = 2 \frac{T^2}{\lambda} \left(\frac{T_{;\alpha}}{T} \right) s^{\alpha\beta} \left(\frac{T_{;\beta}}{T} \right) + \frac{\lambda}{T^4} \tau_{\alpha\beta} \tau_{\mu\nu} s^{\alpha\mu} s^{\beta\nu} - \frac{T^2}{2\lambda} \left[T_{;\alpha} - T w_\alpha \right] s^{\alpha\beta} \left[T_{;\beta} - T w_\beta \right]. \end{aligned} \quad (38)$$

Все три слагаемых в правой части (38) являются знакоопределенными. Два первых слагаемых при $\lambda > 0$ дают возрастание энтропии, они связаны с теплопроводностью и вязкостью. Третий член при $\lambda > 0$ (именно такие значения λ и рассматриваются в последующем) дает уменьшение энтропии.

Третий член в правой части (38), дающий уменьшение энтропии, указывает на потенциальную неприятие для геометродинамики – возможность существования конечных 4-мерных областей, в которых превалирует член со стоком энтропии. Появление в теории таких решений – это сигнал к возможному нарушению принципа причинности (например, к появлению замкнутых времениподобных геодезических, т. е. траекторий для пробных частиц). Это соображение, изложенное в [12], подтверждается и результатами других исследований (см., например, [14]).

Таким образом, имеет место конфликт между возможным существованием точных решений уравнений КГД, которые содержат области со стоком энтропии, и требованиями принципа при-

чинности о невозможности существования таких областей. Для уравнений КГД конфликт решается в соответствии с утверждением: "не всякое решение уравнений движения, даже если оно является точным, может реально осуществиться в природе..." ([10], § 26). В случае решений уравнений КГД превалирование стока энтропии означает неустойчивость полевой конфигурации в процессе временной эволюции. Если конформно-инвариантную геометродинамику рассматривать как основу единой теории всех взаимодействий, то динамика пространства в любом состоянии последнего не может быть ничем иным, как одним из решений уравнений КГД. Поэтому и возникающее новое решение – тоже решение уравнений КГД, но, возможно, разрывное.

Заключение

Рассмотрим новые возможности, которые могут содержать в себе уравнения КГД и их решения.

Прежде всего обратим внимание на то, что в конформно-инвариантной геометродинамике уравнения состояния материи (27) не привносятся извне, а генерируются самими решениями уравнений КГД в процессе эволюции последних. То же самое относится к коэффициенту теплопроводности в (34) и коэффициенту вязкости в (26). В случае, например, решения Фридмана [15] это приводит к тому, что уравнение состояния имеет аномальный с точки зрения обычной материи характер. Аномальность состоит в том, что давление отрицательно, а плотность энергии положительна. Уравнение состояния такого типа интенсивно исследуется в связи с открытием во Вселенной темной энергии [17, 18]. Из изложенного следует, что конформно-инвариантная геометродинамика обладает уникальными свойствами – в рамках КГД можно ставить вопрос об объяснении зафиксированных в последнее время важных наблюдательных данных.

Другой отличительной особенностью уравнений КГД является то, что их решения могут быть разрывными на пространственноподобных гиперповерхностях. Алгоритм построения таких решений для центрально-симметричных статических решений продемонстрирован в [13].

На уровне феноменологии разрывные решения дают новый подход, по крайней мере, к проблеме сингулярностей. Так, в случае центрально-симметричных решений поверхность разрыва формируется на радиусах, заведомо превышающих радиусы Шварцшильда. Сингулярности, конечно, никуда не исчезают. Но если принять концепцию эволюционного формирования любого решения, то решение с сингулярностью в центре в принципе не сможет возникнуть. Происходит это потому, что эволюция внутренней части решения уравнений КГД с необходимостью приводит на некотором радиусе к возникновению поверхности разрыва. Условием возникновения поверхности разрыва является условие совпадения скорости звука со скоростью света. Такой режим формирования решения носит общий характер и может существенно изменить концепцию черных дыр в ОТО и судьбу коллапсаров.

В рамках современных единых теорий вопрос о происхождении асимметрий типа барион-антибарион, лептон-антилептон и т. п. может быть поставлен лишь с привлечением какой-нибудь дополнительной экзотической гипотезы (например, гипотезы типа [19]). В рамках уравнений КГД решение этого вопроса может быть найдено на пути исследования вакуумной поляризации в областях, где происходит интенсивное образование и рост флуктуаций плотности энергии. Локальные неоднородности согласно [15] нарушают барион-антибарионную симметрию, что и могло привести к наблюдаемому сейчас превалированию барионов во Вселенной.

Автор благодарит А. Б. Балакина, М. Б. Голубева и А. А. Толстопятова за дискуссии по проблеме энтропии на III Международном семинаре по космологии (Ульяновск, сентябрь 2003 г.).

Список литературы

1. Горбатенко М. В., Пушкин А. В. // ВАНТ. Сер. ТПФ. 1984. Вып. 2/2. С. 40.
2. Романов Ю. А. // Там же. 1996. Вып. 3. С. 55.
3. Gorbatenko M. V., Pushkin A. V., Schmidt H. -J. // General Relativity and Gravitation. 2002. Vol. 34, No 1. P. 9–22.
4. Brans C., Dicke R. H. // Phys. Rev. 1961. Vol. 124. P. 925.
5. Неймарк Ю. И., Фуфаев Н. А. Динамика неголономных систем. М.: Наука, 1967.
6. Schrödinger E. Space-Time Structure. Cambridge. England, 1963.
7. Gorbatenko M. V., Pushkin A. V. // General Relativity and Gravitation. 2002. Vol. 34, No 2. P. 175; p. 1131.
8. Горбатенко М. В., Романов Ю. А. // ВАНТ. Сер. ТПФ. 1997. Вып. 2. С. 34.
9. Петров А. З. Новые методы в общей теории относительности. М.: Наука, 1965.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
11. Eckart C. // Phys. Rev. 1940. Vol. 58. P. 919.
12. Горбатенко М. В., Пушкин А. В. // ВАНТ. Сер. ТПФ. 1992. Вып. 2. С. 17.
13. Горбатенко М. В. // Там же. 2002. Вып. 1–2. С. 9. [gr-qc/0306117].
14. Maartens R. Causal thermodynamics in relativity. Lectures at the Hanno Rund Workshop, 1996. [astro-ph/9609119].
15. Горбатенко М. В. // ВАНТ. Сер. ТПФ. 2003. Вып. 3. С. 31.
16. Starobinsky A. A. Theoretical overview of cosmology // IX International Conference on Particles, Strings and Cosmology. January 3–8, 2003 (TIFR, Mumbai).
17. Чернин А. Д. Космический вакуум // УФН. 2001. Т. 171. № 11.
18. Сахаров А. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32.
19. Горбатенко М. В. // ВАНТ. Сер. ТПФ. 2001. Вып. 3. С. 28. [gr-qc/0206031].

Some Consequences of the Conformally Invariant Generalization of Einstein Equations

M. V. Gorbatenko

New possibilities in the solution to the general relativity problems appearing in the conformally invariant generalization of Einstein equations are addressed. The conformally invariant equations and their solutions possess the following properties: (1) The Cauchy problem is posed without any connections to the Cauchy data. (2) Solutions with discontinuities on space-like hypersurfaces are admitted. (3) A lasting current vector appears. (4) A new function of state similar to entropy appears. (5) The gauge vector and the lambda term can be interpreted in terms of degrees of freedom of $\frac{1}{2}$ -spin particles.

The paper briefly describes these properties and discusses possible methods to use them for the solution of general relativity problems.

УДК 533.9

Физические эффекты ядерного взрыва в операции "Морская звезда"

**В. А. Жмайло, И. М. Анисина,
В. Г. Будников, Е. С. Гаврилова,
Л. И. Дегтяренко, Е. А. Лисенкова,
И. Г. Новиков, А. И. Панов,
И. В. Соболев, С. С. Соколов,
Ю. В. Янилкин**

Представлена физическая модель образования и движения плазмы при ЯВ в разреженной атмосфере и ее взаимодействия с геомагнитным полем ("многопотокное" МГД-приближение). Описаны дву- и трехмерные численные методики расчетов по данной модели, представлены результаты расчетов для ЯВ в операции "Морская звезда". Результаты сравниваются с соответствующими данными этого опыта.

Введение

9 июля 1962 г. в Тихом океане на высоте 400 км над о. Джонсон был произведен ядерный взрыв (ЯВ) с энерговыделением $q = 1400$ кт. Для изучения эффектов, вызванных этим взрывом в окружающей среде, была развернута широкая сеть пунктов наблюдения. Операция получила название "Морская звезда".

Разнообразие и масштабность эффектов при этом взрыве позволяют считать его уникальным экспериментом в физике плазмы, магнитосферы и ионосферы. Его результаты уже много лет привлекают внимание исследователей.

Первые физические модели, фотографии и оценки размеров области взрыва были представлены в работе [1]. Ряд фотографий и краткое описание некоторых его эффектов содержатся в работе [2].

Результаты исследования глобальных последствий взрыва представлены в сборнике [3], подробное рассмотрение данных об искусственном радиационном поясе, относящихся к сравнительно поздней стадии его развития, содержится в [4].

К сожалению, большая часть данных, приведенных в [1–4], носит описательный характер или характеризует сравнительно слабые эффекты взрыва, которые проявлялись на больших расстояниях и в довольно поздние моменты времени. В этих работах нет ни детального описания физических моделей таких ЯВ, ни результатов расчетов пространственно-временных характеристик области взрыва.

Первые попытки таких расчетов были предприняты во ВНИИЭФ в середине 90-х годов. Некоторые результаты опубликованы в работах [5, 6]. В последние годы эти результаты удалось заметно дополнить и уточнить. В данной работе излагаются физическая модель и численные методики, которые были развиты для описания подобных взрывов, приводятся результаты последних расчетов и сравнение этих результатов с данными опыта.

Физическая модель и численные методики для расчетов космических ЯВ

В работах [6, 7] отмечалось, что развитие ЯВ на высоте $h \approx 120-150$ км имеет ряд существенных особенностей по сравнению с ЯВ на меньших высотах:

- атмосфера на высоте взрыва настолько разрежена, что характерные пробеги частиц могут заметно превосходить размеры области взрыва;
- ларморовские радиусы заряженных частиц оказываются достаточно малыми, так что определяющую роль в их движении играет геомагнитное поле;
- динамика заряженных и нейтральных частиц оказывается существенно различной;
- имеется сильная связь между процессами образования и движения плазмы;
- неоднородность атмосферы совместно с действием магнитного поля и большими пробегами частиц и излучения приводят к появлению нескольких областей энерговыделения от таких ЯВ;
- с действием магнитного поля связано и то обстоятельство, что картина взрыва оказывается трехмерной (в общем случае поле не параллельно градиенту плотности атмосферы).

В соответствии с терминологией, принятой в [8], ЯВ, развитие которых определяется совокупностью этих эффектов, называются "космическими". Взрыв в операции "Морская звезда" оказался самым мощным из таких взрывов, и все указанные эффекты проявились в нем с наибольшей полнотой.

Расчет этого взрыва представляется весьма полезным для более глубокого понимания ряда процессов в физике плазмы и магнитосферно-ионосферной физике.

Как следует из приведенного выше описания космических ЯВ, наиболее строгая математическая формулировка этой задачи сводится к записи системы уравнений Больцмана с интегралами столкновений, учитывающими довольно большое число различных типов столкновений между частицами. Уравнения должны учитывать и взаимодействие заряженных частиц с внешним геомагнитным полем. Для самосогласованного учета эффектов поля исходная система уравнений должна быть дополнена уравнениями Максвелла.

Итак, исходная система уравнений имеет следующий вид.

Уравнения Больцмана для "тяжелых" частиц (т. е. ионов, атомов)

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \vec{v} \nabla f_{\alpha} + \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \vec{F} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \vec{v}} = J_{\alpha}(\vec{v}), \quad (1)$$

где e_{α} и m_{α} – заряд и масса частиц сорта " α ", \vec{F} – сила Лоренца

$$\vec{F} = \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}], \quad (2)$$

а

$$J_{\alpha}(\vec{v}) = \sum_{\beta} J_{\alpha\beta}(\vec{v}), \quad (3)$$

где $J_{\alpha\beta}(\vec{v})$ – интеграл столкновений частиц сортов " α " и " β ".

Уравнения для электронов. Они записываются в газодинамическом приближении. При этом используются предположение о "безмассовости" электронов и связанное с ним предположение об электронейтральности плазмы. Эти предположения позволяют выражать плотность и скорость

электронной компоненты плазмы через соответствующие величины ионных компонент и ток \vec{j} [9, 10]. Дополнительно появляется уравнение для температуры электронов (см. ниже).

Уравнения Максвелла. Указанная система замыкается квазистационарными уравнениями Максвелла

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\text{crot} \vec{E}; \tag{4}$$

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi \vec{j}}{c} \tag{5}$$

и законом Ома, связывающим \vec{j} , \vec{E} , \vec{H} , который следует из уравнения движения электронов в указанных выше предположениях

$$e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{u}_e \vec{H}] \right) = \vec{R}_e, \tag{6}$$

где \vec{R}_e – "сила трения" между электронами и "тяжелыми" частицами, а \vec{u}_e связано с \vec{u}_i соотношением

$$\vec{u}_e = \vec{u}_i - \frac{\vec{j}}{en_e}, \tag{7}$$

где \vec{u}_i – среднемассовая скорость ионов.

Следует пояснить, что в уравнениях (1) число значений, которые пробегает индекс "α" (т. е. количество уравнений в этой системе), зависит от рассматриваемого набора значений e_α и m_α . В данной работе мы ограничиваемся самым простым вариантом – все частицы разделяются на частицы продуктов взрыва (ПВ) (со своими среднемассовыми атомными характеристиками) и одноатомные частицы воздуха. Каждый из этих сортов частиц в свою очередь разделяется на заряженные и нейтральные.

Несмотря на такое упрощение, система (1)–(5) остается довольно сложной, поэтому для ее решения использовались различные приближенные подходы.

Первый (и наиболее строгий) из них – "гибридная" модель. В этой модели движение ионов описываются уравнениями Власова, а электроны рассматриваются как "безмассовая" жидкость. Такой подход [9, 10] оказался весьма эффективным при расчетах начальной стадии взрыва, когда из-за "ларморовской" закрутки частиц происходит основная передача кинетической энергии плазмы ПВ ионизированной атмосфере. Характерные времена, до которых удалось провести расчеты [9, 10], составляли $\sim \frac{2\pi}{\omega_i} = 0,1$ с (ω_i – ионная ларморовская частота).

Другой подход основан на многопоточковом МГД-приближении для решения исходной системы уравнений Больцмана – Максвелла. В этой модели считается, что в рассматриваемом течении можно выделить несколько "потоков": безмассовые электроны + тяжелые частицы (заряженные и нейтральные, "быстрые" и "медленные", частицы ПВ и атмосферы). Учитываются основные механизмы столкновительного и бесстолкновительного взаимодействия между потоками.

Именно этот подход используется в данной работе для расчета эффектов ЯВ "Морская звезда". Формально он состоит в использовании некоторых приближенных представлений для функ-

ций распределения $f_\alpha(\vec{v}, \vec{r}, t)$. Наиболее известный пример такого подхода в кинетической теории газов – метод моментов Грэда [11].

Для решения системы уравнений Больцмана применительно к задаче о взрыве в разреженном газе такой подход был использован в работах [12, 13]. Сравнение результатов [12, 13] с результатами прямого (численного) решения аналогичной системы кинетических уравнений [14] показало, что такой подход позволяет воспроизводить результаты [14] с достаточно разумной точностью в широком диапазоне чисел Кнудсена (Кн). Существенно отметить, что в работах [12, 13] для аппроксимации каждой из функций распределения частиц ПВ и атмосферы использовалось так называемое бимодальное представление, предложенное в работах [15, 16] для описания структуры стационарной ударной волны. Этот подход позволил снять типичное для метода Грэда ограничение $\text{Kn}_{\alpha\beta} < 1$.

Как отмечалось выше, в данной задаче из-за наличия магнитного поля кроме разделения частиц на частицы ПВ и атмосферы необходимо их разделение на заряженные и нейтральные. Использование бимодального представления означает, что каждая из этих четырех функций f_α представляется в виде

$$f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_{j=1,2} n_\alpha^{(j)} \varphi_\alpha^{(j)}, \quad (8)$$

где

$$\varphi_\alpha^{(j)} = \frac{1}{\left[(c_\alpha^j)^2 \pi \right]^{3/2}} \exp \left[- (x_\alpha^j)^2 \right]; \quad (9)$$

$$(x_\alpha^j)^2 = \frac{(\vec{v} - \vec{u}_\alpha^{(j)})^2}{2(c_\alpha^j)^2}, \quad (c_\alpha^j)^2 = \frac{T_\alpha^{(j)}}{m_\alpha}; \quad (10)$$

$n_\alpha^j(\vec{r}, t)$ – плотность; \vec{u}_α^j – скорость; $T_\alpha^{(j)}$ – температура частиц соответствующего потока. Как и в работах [15, 16], введенному представлению (8) соответствует разделение частиц (каждого из сортов "α") на две группы: группа прямопролетных частиц, не испытавших столкновений, и группа тепловых частиц, испытавших много столкновений. Такое представление является приближенным, однако, как показывают соответствующие оценки и расчеты, оно позволяет получать непрерывные переходы к большому числу различных предельных случаев задач о взрыве (переход к газодинамике и вакууму, течения с большими и малыми числами Маха (в том числе и "альфвеновского"), течения нейтрального и полностью ионизированного газа и т. п.).

Подставляя (8) в исходную систему (1) и проводя соответствующее интегрирование, можно получить систему уравнений для среднемассовых характеристик каждого из восьми введенных выше потоков. Для замыкания этой системы необходимо конкретизировать вид интегралов столкновений $J_{\alpha\beta}(\vec{v})$ и вычислить соответствующие моменты от этих интегралов. Количество рассматриваемых типов частиц и интервал относительных скоростей их движения, который реализуется в рассматриваемой задаче, приводит к необходимости рассматривать практически все типы столкновений, известных в атомной физике. Для упрощения задачи приходится выбирать те или другие в качестве основных. Этот выбор в значительной мере определяет модель образования и движения плазмы в данной задаче. На основании известных данных о сечениях атомных столкновений и оценок их возможной роли в рассматриваемых течениях в используемую модель включены следующие типы столкновений.

1. Упругие столкновения между тяжелыми частицами. Учитывались кулоновские сечения для столкновений между ионами и сечения, полученные для экранированного кулоновского потенциала [17], для столкновений с участием нейтральных атомов.

2. Упругие столкновения между электронами и тяжелыми частицами: для ионов использовалось кулоновское сечение, для атомов – сечение, полученное с учетом формул [18].

3. Неупругие столкновения между тяжелыми частицами. В качестве основных рассматривались перезарядка и ионизация. Сечение перезарядки выбиралось с учетом данных [19, 20]. Исходя из них и предполагая, что ввиду большой доли возбужденных частиц, участвующих в столкновениях, перезарядка идет резонансным образом, для сечения использовалась формула Сена [21]. Что касается сечений по ионизации, то использовались самые простые из известных формул, а именно формулы, полученные В. Фирсовым в 60-х годах [22]. Как показывает сравнение этих формул с данными многочисленных экспериментов, они неплохо описывают эксперимент (с точностью до "двойки"), особенно в области относительных скоростей, где сечение максимально.

4. Неупругие столкновения с участием электронов. Сечения ионизации и возбуждения атомов электронным ударом описывались соотношением из работы [23], причем считалось, что эти процессы идут из основных состояний. Учитывалась также фоторекомбинация (согласно [23]).

5. Для оценок светимости плазмы ЯВ использовалась качественная модель, в которой учитывался ряд электронных и электронно-колебательных переходов (см. ниже).

Вычисление моментов от интегралов столкновений перечисленных типов является довольно сложной задачей, учитывая, что каждый из таких моментов зависит от большого числа аргументов (температуры, скорости, плотности рассматриваемых потоков), а сечения столкновений также имеют сложный вид. Поэтому при таких вычислениях использовался ряд приближений. Основное из них состояло в том, что необходимые формулы для моментов получались как интерполяционные между двумя предельными случаями, в которых для этих интегралов можно получить сравнительно строгие выражения, а именно, для случая холодных потоков и случая потоков с малой относительной скоростью.

Наконец отметим, что в целях некоторого упрощения задачи и с учетом особенностей возникающего течения (см. ниже) число рассчитываемых потоков в данной модели было уменьшено с 8 до 6 за счет того, что быстрые и медленные потоки в каждом из сортов частиц ПВ (заряженных и нейтральных) были объединены в один поток. Таким образом, в этой модели рассчитывается движение и взаимодействие следующих потоков: 1 – ионы ПВ; 2 – нейтральные атомы ПВ; 3 – ионы атмосферы (быстрые); 4 – нейтральные атомы атмосферы (быстрые); 5 – ионы атмосферы (медленные); 6 – атомы атмосферы (медленные).

Каждый из этих потоков описывается своими значениями плотности, скорости и температуры. Для них решаются следующие уравнения:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \text{div}(\rho_k \bar{u}_k) = S_k = \sum_j S_{jk}; \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \bar{u}_k) + \text{div}(\rho_k \bar{u}_k \cdot \bar{u}_k) + \nabla p_k + \frac{\chi_k \rho_k}{\rho_e \varphi_k} \left(\nabla p_e + \frac{1}{c} [\bar{j} \times \bar{H}] \right) = \\ = \sum_j (S_{jk} \bar{u}_j + \bar{R}_{kj}) + \bar{F}_{kj}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \varepsilon_k) + \operatorname{div}(\rho_k \varepsilon_k \bar{u}_k) + p_k \operatorname{div} \bar{u}_k = \\ & = \sum_j \left\{ S_{jk} \left[\varepsilon_j + \frac{w_{kj}^2}{2} \right] + \bar{R}_{kj} \bar{w}_{kj} \xi_{jk} + Q_{kj} \right\} + Q_{ke} \end{aligned} \quad (13)$$

Для электронов

$$n_e = \sum_k \chi_k n_k; \quad (14)$$

$$\bar{u}_e n_e = \sum_k \chi_k \bar{u}_k n_k; \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_e \varepsilon_e) + \operatorname{div}(\rho_e \varepsilon_e \bar{u}_e) + p_e \operatorname{div} \bar{u}_e = -\sum_k Q_{ke}. \quad (16)$$

Для магнитного поля \bar{H} и тока \bar{j} – стандартные уравнения для идеально проводящей плазмы:

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\bar{u}_e \bar{H}]; \quad \bar{j} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \bar{H}. \quad (17)$$

Правые части в этих уравнениях (источники) учитывают различные типы столкновительных и бесстолкновительных взаимодействий между потоками. Например, источники S_{ik} записываются в виде

$$S_{ik} = \bar{S}_{ik} + \delta S_{ik}, \quad (18)$$

где \bar{S}_{ik} описывает переходы частиц между потоками i и k за счет изменения заряда, а δS_{ik} – переход частиц атмосферы из медленных в быстрые потоки за счет упругих столкновений и ларморовского ускорения (для ионов)*.

Слагаемые \bar{R}_{ki} в уравнениях движения описывают изменение импульса потока "k" за счет упругих столкновений его частиц с частицами потока i .

Аналогично источники Q_{ki} и Q_{ke} описывают эффекты упругих столкновений при непосредственном упругом взаимодействии частиц k и i (или электронов).

Сила \bar{F}_k в уравнениях движения ионов описывает эффект ларморовского взаимодействия между потоками [9]

$$\bar{F}_k = \frac{e_k n_k}{c} [(\bar{u}_k - \bar{u}_e) \bar{H}] + \frac{1}{c} [\bar{j} \bar{H}]. \quad (19)$$

Здесь $e_k = e \chi_k$; χ_k – заряд частиц потока "k". В данной модели считается, что $\chi_k = 1$ для всех ионных потоков, $\chi_k = 0$ для атомных.

Уравнения состояния тяжелых частиц – как для идеального газа (все эти частицы считались одноатомными), для электронов принималось, что

$$p_e = \frac{\rho_e}{m_0} T_e; \quad (20)$$

* Изменением импульса и энергии тяжелых частиц при перезарядке и ионизации пренебрегается.

$$\varepsilon_e = \frac{1}{m_0} \left(\frac{T_e}{\gamma - 1} + J \right), \quad (21)$$

где $J = \frac{\sum \chi_k n_k J_k}{n_e}$; J_k – потенциалы первой ионизации атомов ПВ и воздуха соответственно.

Здесь и в (17) введено обозначение $\rho_e = m_0 n_e$; m_0 – масса стандартного атома. Кроме того, в уравнениях (11)–(14) используются обозначения $\varphi_k = \frac{m_0}{m_k}$; $\vec{w}_{ki} = \vec{u}_k - \vec{u}_i$. Конкретные выражения

для источников здесь (ввиду громоздкости соответствующих формул) не приводятся.

Для решения описанной системы уравнений была разработана двумерная численная методика МПГД-6. Подробное описание этой методики предполагается опубликовать отдельно.

Методика использовалась для расчета сравнительно ранней ($t \leq 0,1$ с) стадии взрыва, когда влиянием магнитного поля на движение плазмы можно пренебречь и течение остается двумерным. Для более поздних моментов времени расчеты проводились по трехмерным методикам ТРЭК-МП2 и ТИМ-МП2. Сложность и новизна подобных трехмерных расчетов вызвали необходимость ряда существенных упрощений описанной выше модели – сведение ее к двухпоточковому варианту. Использовались три основных приближения.

Во-первых, приближение нулевого ларморовского радиуса ионов R_H . Как показывают оценки, характерные значения R_H в данной задаче составляют 5–10 км. Радиус действительно мал по сравнению с масштабами всей задачи L ($10^2 - 10^3$ км, как будет показано ниже), и это обстоятельство позволяет пренебречь шириной зоны взаимного проникновения различных ионных потоков и свести эту зону к контактной границе (для ионов ПВ и атмосферы). Кроме того, оно позволяет считать, что каждый акт ионизации частиц медленного нейтрального потока атмосферы мгновенно переводит эти частицы в поток быстрых ионов. Такие приближения оправдываются тем, что согласно [9] время и длина ларморовского ускорения частиц оказываются $\sim 1/\omega_H$ и R_H ,

где $\omega_H = \frac{R_H}{w}$.

Нетрудно показать, что в отсутствие перезарядки одного только этого предположения было бы достаточно для сведения исходного шестипоточкового течения к двухпоточковому: потоку быстрых ионов ПВ и воздуха, разделенных контактной границей, и потоку неподвижных нейтральных частиц атмосферы. При этом за счет ионизации происходит переток массы, импульса и энергии между этими потоками.

Эффект перезарядки приводит, во-первых, к появлению потоков быстрых нейтральных частиц, а во-вторых, к возможности взаимного проникновения частиц ПВ и атмосферы.

Второе приближение касается способа учета этого эффекта. В случае, когда пробеги заряженных частиц по перезарядке достаточно малы, происходит интенсивное "перемешивание" быстрых потоков (ионов и нейтралов), в частности, выравнивание их скоростей. Это позволяет объединить потоки в один. У каждого из таких объединенных потоков (ПВ и воздуха) появляется дополнительная рассчитываемая характеристика – степень ионизации.

Удачно, что двухпоточковые уравнения, записанные для случая малых пробегов по перезарядке l_{ex} , если в них формально положить $l_{ex} \rightarrow \infty$, переходят в двухпоточковые уравнения, которые получаются, если с самого начала пренебречь этим процессом. Это позволяет использовать такие уравнения в широком диапазоне изменения относительной роли эффектов перезарядки.

* Для условий взрыва «Морская звезда» роль упругих столкновений несущественна.

Третье приближение касается описания фронта ударной волны (бесстолкновительной по существу). Предполагается, что при тех пробегах частиц и тех значениях альфвеновских чисел Маха M_A , которые могли бы реализоваться в рассматриваемом течении ($M_A \leq 10^*$), существует квазистационарная ударная волна и ширина ее фронта $\sim R_H$ [24]. В таком приближении этот фронт можно трактовать как разрыв с определенными на нем соотношениями. В двухтемпературном течении эти соотношения должны включать и дополнительное предположение о перераспределении энергии на таком фронте между ионами и электронами. В соответствии с результатами полуэмпирической модели [25] считалось, что на фронте ударной волны при $M_A < M_A^*$ разогрев ионов происходит только за счет адиабатического сжатия; при $M_A \gg M_A^*$ и разогрев ионов, и разогрев электронов одинаковы. Принималось, что $M^* = 3$.

В результате этих и некоторых других, менее существенных приближений из исходной модели (11)–(21) удастся получить модель, более простую и более пригодную для 3-мерных расчетов. В модели вводятся две области:

1 – без магнитного поля

- 1 поток: быстрые атомы и ионы ПВ;
- 2 поток: медленные атомы атмосферы.

Что касается ионов атмосферы, то они включались либо в первый поток, либо во второй.

2 – с магнитным полем

- 1 поток (быстрые): все ионы + ускоренные атомы атмосферы;
- 2 поток (медленные): покоящиеся атомы атмосферы.

Во второй области все заряженные частицы сразу увлекаются потоком 1.

Уравнения:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \text{div}(\rho_\alpha \bar{u}_\alpha) = S_\alpha^j, \quad j - \text{номер области}; \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_1 \bar{u}_1) + \text{div}(\rho_1 \bar{u}_1 \bar{u}_1) + \nabla P_1 + \nabla P_e = \bar{R}^j + \bar{F}^j; \quad (23)$$

$$\bar{u}_2 = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_\alpha \varepsilon_\alpha) + \text{div}(\rho_\alpha \varepsilon_\alpha \bar{u}_\alpha) + P_\alpha \text{div} \bar{u}_\alpha = Q_\alpha^j; \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_e \varepsilon_e) + \text{div}(\rho_e \varepsilon_e \bar{u}) + P_e \text{div} \bar{u}_e = Q_e^j; \quad (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\chi_1 \rho_1) + \text{div}(\chi_1 \rho_1 \bar{u}_1) = \Sigma_1^j; \quad (26)$$

$$\chi_2 = 0.$$

Если при записи источников в этих уравнениях ввести ряд дополнительных приближений, а именно:

- пренебречь упругими столкновениями тяжелых частиц между собой;
- пренебречь потерями энергии и импульса частиц при неупругих столкновениях;
- пренебречь отличием в "атомных" свойствах частиц ПВ и атмосферы;
- включить ионы воздуха в области I в быстрый поток, то можно получить

$$S_1^{(1)} = S_1^{(2)} = S + \delta S; \quad (27)$$

* Число M_A определяется по плотности ионосферы.

$$S_2^{(1)} = S_2^{(2)} = -S; \tag{28}$$

$$\bar{R} = 0;$$

$$\bar{F}^{(1)} = \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \bar{H} \times \bar{H}]; \tag{29}$$

$$\bar{F}^{(2)} = 0;$$

$$Q_\alpha = S_\alpha \mathcal{E}_\alpha + Q_{\alpha e}; \tag{30}$$

$$Q_e = - \sum_{\alpha=1,2} Q_{\alpha e}; \tag{31}$$

$$\Sigma_1^{(1)} = \Sigma_1^{(2)} = \Sigma_1 = I - \text{Re}; \tag{32}$$

Здесь

$$S = I + Ex - \text{Re}; \tag{33}$$

$$\delta S = -qEx. \tag{34}$$

Слагаемое I учитывает процессы ионизации

$$I = \rho_1 (1 - \chi_1) (\lambda n_e + \Lambda_{11} n_1 + \Lambda_{12} n_2) + q_2 (\lambda n_e + \Lambda_{21} n_1). \tag{35}$$

Ex – перезарядка (захват электрона быстрым ионом):

$$Ex = \rho_1 \chi_1 n_2 \theta; \tag{36}$$

Re – фоторекомбинация:

$$\text{Re} = \rho_1 \chi_1 n_e \Omega. \tag{37}$$

Слагаемое δS с варьируемым коэффициентом q ($0 \leq q \leq 1$) введено для учета возможности безвозвратного ухода быстрых ионов из потока 1 за счет перезарядки. В случае малых пробегов по ионизации $q = 0$, в случае больших – $q = 1$.

Коэффициенты $\lambda, \Lambda_{\alpha\beta}$ – скорости процессов ионизации за счет электронного удара и при столкновении тяжелых частиц α и β ; θ – скорость перезарядки; Ω – фоторекомбинации выбирались, как описано выше. В уравнении (30) введено обозначение $\mathcal{E}_1 = \frac{u_1^2}{2} + \varepsilon_2$; $\mathcal{E}_2 = \varepsilon_2$.

Функция $Q_{\alpha e}$ описывает релаксацию температур частиц сорта α и электронов. Для нее используются стандартные выражения типа [26] с учетом частичной ионизации плазмы. Скорости упругих столкновений электронов с ионами и нейтральными атомами определялись описанным выше образом.

Уравнения состояния задавались, как в более общей 6-поточковой модели, однако в силу введенных выше упрощений

$$\varepsilon_e = \frac{1}{m_0} \left[\frac{T}{\gamma - 1} + J_0 \right], \tag{38}$$

где m_0 и J_0 – масса и потенциал стандартного атома атмосферы. Принималось $J_0 = 13,6$ эВ; $m_0 = \langle A \rangle m_p$; m_p – масса протона; $\langle A \rangle = 15$.

Расчеты по двухпоточковой модели проводились с использованием трехмерных методик ТРЭК-МГД-МП2 и ТИМ-МГД-МП2.

Первая из них разработана на основе методики ТРЭК [27]. В этой методике используется произвольный лагранжево-эйлеров подход, в котором аппроксимация уравнений производится в несколько этапов, основными из которых являются лагранжев этап, этап конвективного переноса и этап массообмена.

Счетная сетка в методике ТРЭК может быть достаточно произвольной, однако для рассматриваемой задачи используется равномерная прямоугольная счетная сетка с движущимися внешними границами, при этом на начальный момент времени сетка кубическая. Скорость движения границ области определяется условием, чтобы альфвеновская волна не выходила за пределы счетной области.

Используются явные разностные схемы на всех этапах вычислений.

Методика ТРЭК использует метод концентраций для выделения имеющихся в задаче разных веществ. Данный метод позволяет локализовать положение контактных границ с точностью до одной ячейки при движении границ по неподвижной счетной сетке. В рассматриваемой задаче разными концентрациями выделяются атмосфера и ПВ.

Вмороженность магнитного поля в ПВ обеспечивается тем, что компоненты магнитного поля привязаны к массе атмосферы при решении уравнения конвективного переноса.

При написании программ используется принятое в комплексе ТРЭК мелкозернистое поточечное распараллеливание. Расчеты проводились на многопроцессорных системах с использованием до 200 процессоров.

Методика ТИМ предназначена для решения трехмерных задач механики сплошной среды на нерегулярных сетках произвольной структуры в лагранжевой постановке. Модели среды, численные алгоритмы, разностные схемы и счетные сетки подробно описаны в работе [28]. Остановимся на особенностях методики ТИМ, связанных с расчетом данного взрыва.

Исходная система уравнений решается методом расщепления по физическим процессам. На первом этапе решаются уравнения магнитной гидродинамики с нулевой правой частью. На втором этапе учитываются только источники массы и энергии. Для численного моделирования двухпоточковых течений плазмы используются две счетные сетки. Первая сетка является лагранжевой, и в ее ячейках в начальный момент времени задаются и рассчитываются термодинамические величины, относящиеся к ионизированному газу. В ячейках второй неподвижной сетки, состоящей из прямоугольных параллелепипедов, в начальный момент задается плотность нейтральной атмосферы, которая в процессе счета также пересчитывается. Рассмотрим алгоритмы взаимодействия ионизированного газа и нейтральной атмосферы. Пусть требуется решить систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \lambda\rho\hat{\rho}; \\ \frac{d\hat{\rho}}{dt} &= -(\lambda + \theta)\rho\hat{\rho}, \end{aligned} \right\}$$

где величины ρ , $\hat{\rho}$ заданы в ячейках подвижной и неподвижной сетки соответственно и постоянны внутри них.

Пусть J – ячейка подвижной сетки; \hat{J} – ячейка неподвижной сетки. Будем считать, что J и \hat{J} взаимодействуют, если центр одной из них лежит внутри другой. Пересчет плотностей ячеек двух сеток осуществляется по следующему алгоритму.

Шаг 1. В цикле по ячейкам J_i подвижной сетки рассматриваются все ячейки $\hat{J}_i^1, \dots, \hat{J}_i^{s_i}$ неподвижной сетки, взаимодействующие с J_i . Пусть ρ_i^n – плотность в ячейке J_i на n -м временном

слоес; $\hat{\rho}_{ik}^n$ – плотность в ячейке \hat{J}_i^k ; \hat{V}_{ik} – объем \hat{J}_i^k ; $\hat{\rho}_i^n = \frac{\sum_{k=1}^{s_i} \hat{\rho}_{ik}^n \hat{V}_{ik}}{\sum_{k=1}^{s_i} \hat{V}_{ik}}$. Плотность в ячейке J_i на

$n+1$ -м временном слое полагается равной $\rho_i^{n+1} = \rho_i^n \left(1 + \frac{\tau \lambda \hat{\rho}_i^n}{1 + \tau \lambda \rho_i^n} \right)$. Для каждой из ячеек \hat{J}_i^k запо-

минаются величины $\delta_{ik}^n = \frac{1}{(1 + \tau \lambda \rho_i^n)(1 + \tau \theta \rho_i^n)}$ и V_{ik} – объем ячейки J_i .

Шаг 2. В цикле по ячейкам \hat{J}_k неподвижной сетки плотности пересчитываются по следую-

щей формуле: $\hat{\rho}_k^{n+1} = \hat{\rho}_k^n \frac{\sum_i V_{ik} \delta_{ik}^n}{\sum_i V_{ik}}$.

Постановка расчетов

Как отмечалось выше, первая стадия взрыва считалась по 2-мерной методике МПГД-6. Начальные данные для этих расчетов задавались следующим образом. Считалось, что при $t = 0$ ПВ разлетелись на расстояние $R_0 = 5$ км. Их плотность постоянна по радиусу. Полная масса $M = M_0$, полная энергия E^0 . В соответствии с [1] принималось, что $M_0 = 10^3$ кг; $E^0 = \frac{1}{6} E_{tot}$, где $E_{tot} = 1,4$ Мт, т. е. $E_0 \sim 10^9$ МДж. Эта энергия задавалась в виде кинетической энергии ионов с линейным по радиусу профилем скорости. Скорость границы составляла $v^0 = 1800$ км/с.

Задавались также (постоянными по радиусу) температура электронов T_e^0 и степень ионизации ПВ x_1^0 . Принималось $T_e^0 = 0,1$ кэВ, $x_1^0 = 0,9$ (с учетом эффекта закалки). Полная энергия электронов в плазме ПВ составляла $E_e^0 = 10^6$ МДж.

Полагалось, что в области $r < R_0$ частиц атмосферы нет и напряженность магнитного поля $\vec{H}^0 = 0$.

Во внешней области ($r > R_0$) задавались параметры нейтральной атмосферы и ионосферы с учетом разогрева и ионизации рентгеновским излучением ЯВ.

Считалось, что плотность невозмущенной взрывом атмосферы описывается функцией

$$\rho_n^0(z) = \sum_{j=1}^3 \rho_j^0 \exp\left[-z/\Delta_j\right]. \quad (39)$$

Параметры ρ_j^0 и Δ_j выбирались в соответствии со справочником [29] для условий умеренной атмосферы (табл. 1).

Таблица 1

Параметры невозмущенной атмосферы

j	1	2	3
$\rho_j^0, \text{кг/км}^3$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-13}$
$\Delta_j, \text{км}$	79,5	45,4	7,5

Формула (39) учитывает реальный трехкомпонентный состав ионосферы (атомарный кислород, разогретый УФ-излучением солнца, горячий и холодный молекулярный азот) и описывает табличную зависимость $\rho_n^0(z)$ [29] в интервале высот $100 < h < 1000$ км с точностью 10–15 %.

Плотность ионосферы ρ_{ion}^0 считалась постоянной по высоте. Полагалось, что $\rho_j^0 = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ кг/км}^3$ ($n_e^0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$), что согласуется с данными [29] в пределах суточной вариации n_e . Принималось, что внутренняя энергия ионов и атомов $\varepsilon^0 = 0,5 \text{ км}^2/\text{с}^2$, температура электронов ионосферы $T_e^0 = 0,1 \text{ эВ}$ (табл. 2).

Таблица 2

Начальные данные для компонент атмосферы

Номер потока	Плотность	Внутренняя энергия	Скорость
3	$\rho_n^0 \varphi$	1	0
4	0	0	0
5	ρ_{ion}^0	0,5	0
6	$\rho_n^0 (1 - \varphi)$	0,5	0

Напомним, что нечетные потоки – быстрые и медленные ионы, четные – нейтралы. В этой таблице, как и всюду ниже, используется система единиц: кг, км, с, эВ, МДж.

Функция $\varphi(r, z)$ описывает ионизацию атмосферы за счет рентгеновского излучения (РИ) ЯВ. При задании этой функции в соответствии с [1] полагалось, что в виде РИ мгновенно выходит $\sim 5/6$ полной энергии взрыва и спектр этого излучения – планковский с температурой $T_r = 1,5 \text{ кэВ}$.

В этом случае поглощение РИ приводит к разогреву и ионизации атмосферы. Внутренняя энергия фотоэлектронов задается соотношением

$$\varepsilon_{er}(\vec{r}, 0) = \frac{\varepsilon_r \hat{\chi}}{4\pi r^2} J_1(\tau), \quad (40)$$

где ε_r – полная энергия РИ; $\hat{\chi}$ – массовый коэффициент поглощения кванта с энергией T_r в холодном воздухе; $\tau = \tau(\vec{r})$ оптическая толщина от источника до данной точки в невозмущенной неоднородной атмосфере. Функция $J_1(\tau)$ учитывает спектральные эффекты в поглощении РИ. Функция задавалась в виде

$$J_1(\tau) = \frac{15}{\pi^4} \ln \frac{1}{1 - e^{-\gamma(\tau)}}, \quad (41)$$

где

$$\gamma(\tau) = \begin{cases} \tau_0^{1/3}, & \tau < \tau_0; \\ \tau^{1/3}, & \tau > \tau_0. \end{cases} \quad (42)$$

Здесь $\tau_0 = \left(\frac{J_k}{T_f}\right)^3$; J_k – потенциал ионизации k -оболочки. Такой вид функции $J_1(\tau)$ выбран на основании аналитических оценок и сравнения с результатами более строгих расчетов распространения РИ в атмосфере.

Аналогичными формулами задавалось число квантов, поглощенных в данной точке, и соответственно их средняя энергия. С учетом этих соотношений определялась температура фотоэлектронов T_f и их плотность. Оказалось, что $T_f \approx 0,2$ кэВ.

Учитывался также эффект полной ионизации атмосферы вблизи источника. Было получено, что R_1 – радиус области полной ионизации для данного взрыва составлял $\sim 1,5$ км.

Функция $\varphi(\vec{r})$ в этой модели имеет вид

$$\varphi(\vec{r}) = \left(\frac{R_1}{r}\right)^2 \frac{J_2(\tau)}{J_2(\tau_1)}, \quad (43)$$

где

$$J_2(\tau) \approx \frac{J_1(\tau)}{\gamma(\tau) + \gamma_0} \quad (44)$$

($\gamma_0 \approx 0,5$; $\tau_1 = \tau(R_1) \approx \tau_0$).

Как показали оценки, время, за которое начальная ионизация успевает заметно увеличиться за счет передачи энергии от фотоэлектронов вторичным электронам, достаточно велико по сравнению с временем разлета ПВ на характерные расстояния $\sim 10^2 - 10^3$ км, поэтому при задании начальных данных этот эффект не учитывался.

Отметим также, что данная модель взаимодействия РИ с атмосферой описывает не только ближнюю область взрыва, но и так называемую нижнюю область повышенной ионизации (достаточно плотные слои атмосферы на высоте $h = 60-90$ км, где в основном и происходит поглощение РИ).

При задании начальных данных в области $r > R_0$ плотность электронов находилась как сумма плотностей потоков 3 и 5, а их давление – как сумма давлений электронов ионосферы и фотоэлектронов.

При расчетах начальной стадии взрыва действием магнитного давления на движение плазмы пренебрегалось. Однако в ходе этих вычислений прослеживалось изменение конфигурации магнитного поля, связанное с движением плазмы, для задания начальных данных для 3-мерных расчетов последующих стадий.

Для 2-мерных расчетов магнитное поле в области $r > R_0$ задавалось как суперпозиция однородного магнитного поля \vec{H}_0 и поля магнитного диполя с радиусом R_0 , ориентированного по \vec{H}_0 .

Принималось, как и в [1], что угол наклона \vec{H}_0 к вертикали $\alpha = \frac{2\pi}{5}$, а значение $\vec{H}_0 = 0,4$ Э.

Начальные данные относительно параметров плазмы для 3-мерных расчетов задавались по результатам 2-мерных расчетов.

Результаты расчета. Сравнение с данными эксперимента

В результате 2- и 3-мерных расчетов были получены пространственно-временные распределения таких параметров плазмы, как плотность, степень ионизации, температура ионов и электронов, динамика ПВ и возникающих ударных волн, конфигурация магнитного поля.

Эти результаты использовали при расчете ряда наблюдаемых характеристик области взрыва, которые и сравнивались с данными эксперимента.

В первую очередь было проведено сравнение с данными оптических наблюдений. Эти данные приведены (в виде фотографий области взрыва) в статье [1]. На интересующие нас моменты времени ($t \leq 1$ мин) имеются фото, сделанные с о. Мауи, расположенного почти строго на восток от эпицентра взрыва, и с самолета, который летал вблизи северной магнито-сопряженной точки.

Пространственный масштаб, необходимый для определения размеров светящейся области (СО) на этих фото, можно установить, исходя из указаний [1], что нижняя граница видимой части СО находится на высоте 220 км (область ниже этой для наблюдателя с о. Мауи была закрыта облаками), а точка взрыва (высота 400 км) видна по свечению последней ступени ракеты-носителя.

Расчет параметров СО проводился в приближении "оптически тонкого тела". Считалось, что основной вклад в излучение в оптическом диапазоне дают следующие каналы: 1) непрерывный спектр (тормозное и фоторекомбинационное излучение плазмы), 2) излучение метастабильного кислорода (переход $1D \rightarrow 3P$), 3) $1p$ -переходы в молекулах N_2 , 4) $2p$ -переходы в молекулах N_2 , 5) $1n$ -переходы в молекулах N_2^+ , 6) флуоресценция воздуха, вызванная быстрыми (тяжелыми) ионами ПВ и β -электронами.

Детали этой модели предполагается опубликовать отдельно. Отметим лишь, что канал 2 ответственен за характерное красное свечение СО, канал 6 – за свечение в желтом участке спектра.

На рис. 1–3 приведены изолинии светимости (в единицах $\text{кВт}/(\text{км}^2 \cdot \text{ср})^*$) для направления, перпендикулярного "картинной" плоскости, для оптического интервала энергий фотонов (ширина интервала 2 эВ).

На рис. 1 отчетливо видны две части СО – центральная и нижняя. Первая связана с плазмой ПВ и плазмой атмосферы, созданной и разогретой сильной ударной волной. Вторая – результат сравнительно слабого разогрева и ионизации, вызванных нейтральными частицами ПВ. (Нижняя область ионизации, созданная РИ, расположена еще ниже ($z < -300$ км).)

Сравнивая размеры и форму СО, приведенные на рис. 1, с данными эксперимента для того же момента времени [1, рис. 2,d], можно сделать заключение об их качественном согласии.

На рис. 2 и 3 приведены изображения СО на время $t = 10$ с, полученные по данным 3-мерных расчетов в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: меридиональной и "широтной", включающих точку взрыва. (Следует пояснить, что на этих и последующих рисунках плоскость $X = \text{const}$ параллельна поверхности земли, точка взрыва расположена в начале координат.)

Как видно по этим рисункам, на указанные моменты времени роль магнитного поля становится существенной: она проявляется в том, что размер СО в плоскости, перпендикулярной магнитному полю (рис. 3), оказывается заметно меньше, чем в меридиональной плоскости (рис. 2), а в последней наблюдается заметная асимметрия в направлении "север-юг". Она связана с образованием струй плазмы вдоль магнитного поля и разноплотностью атмосферы.

* В этих единицах светимость ночного неба составляет $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$, дневного $\sim 10^4$.

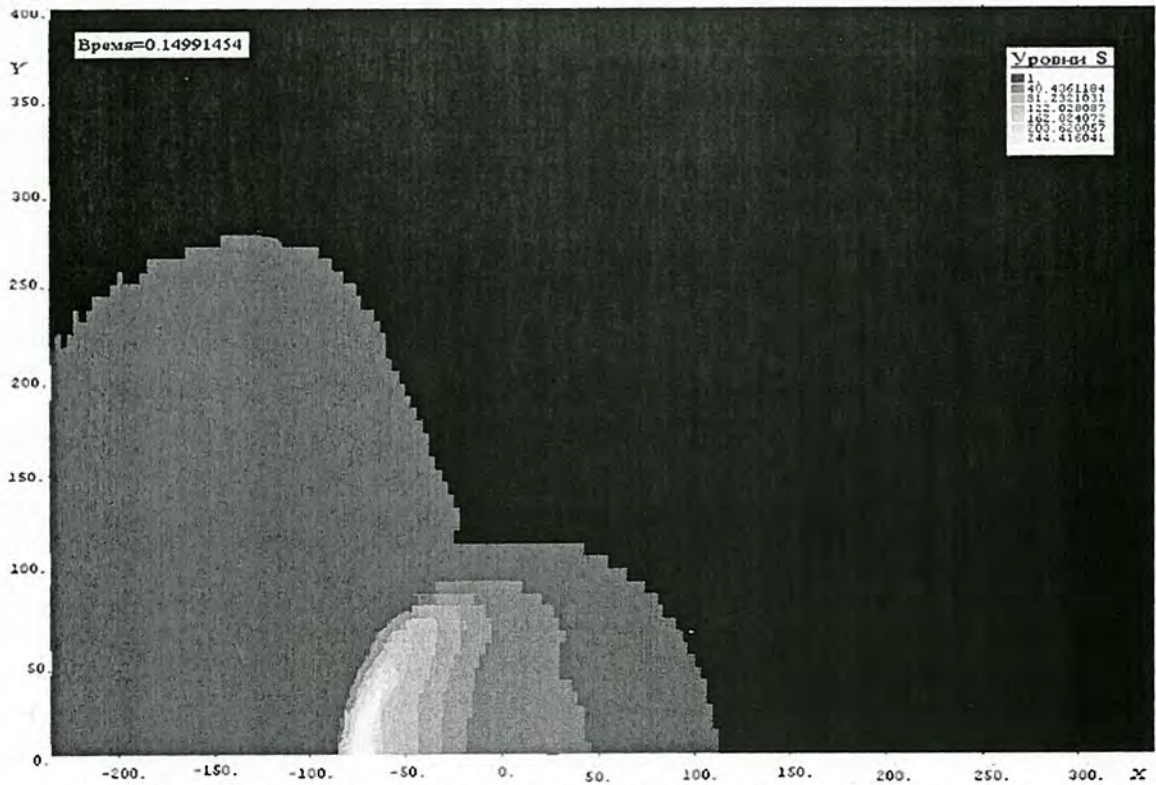


Рис. 1. Светящаяся область. Меридиональная плоскость, $t = 0,15$ с. Уровни светимости приведены на шкале. X – ось симметрии; Y – горизонтальная ось

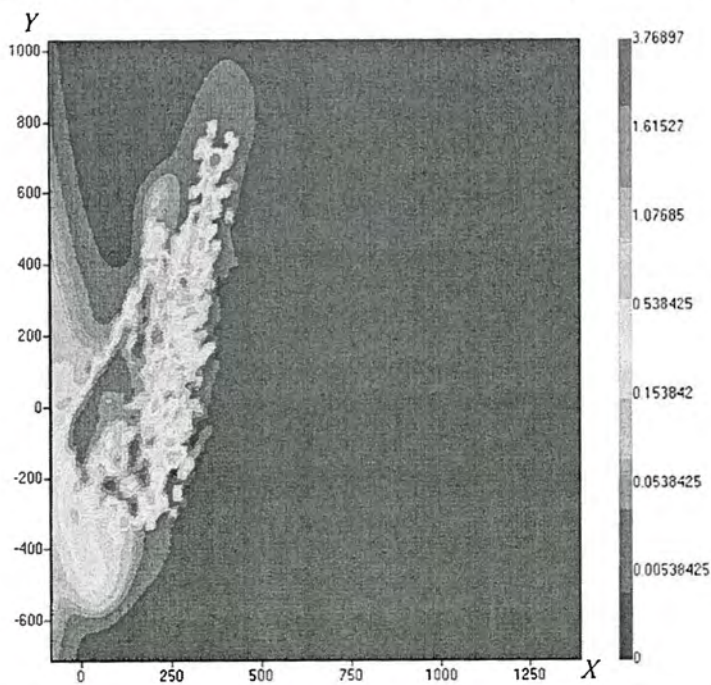


Рис. 2. Светящаяся область, плоскость магнитного меридиана, $t = 10$ с (см. пояснения к рис. 1)

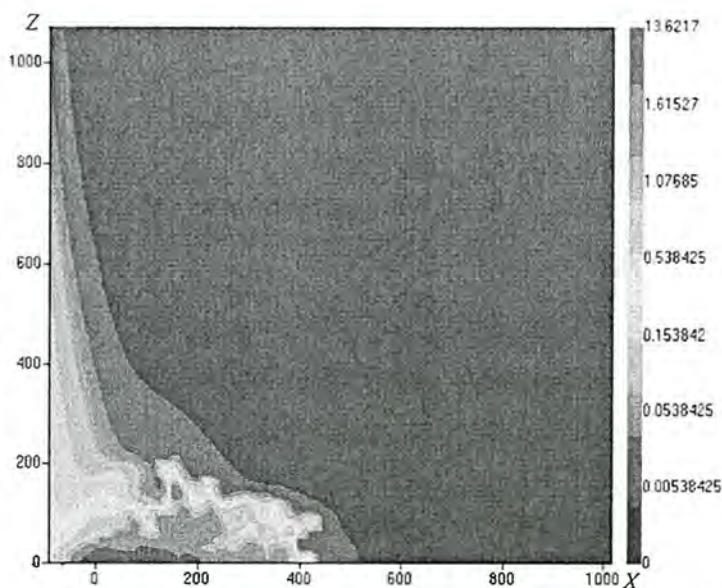


Рис. 3. Светящаяся область, плоскость магнитной долготы, $t = 10$ с (см. пояснения к рис. 1)

Эти особенности в форме СО также находятся в качественном согласии с данными опыта, как видно из сравнения рис. 2 и 4. На последнем приведено изображение СО, полученное на момент времени $t \leq 1$ мин с точки наблюдения на о. Рождества (юго-восточнее точки взрыва). Некоторые отличия в форме СО на рис. 2 и 4 объясняются разным расположением наблюдателей, однако имеется и более существенное: в эксперименте часть вещества струи, текущей "вверх", заметно отклоняется от направления силовых линий. По-видимому, это нейтральные атомы ПВ, которые образовались в результате перезарядки ионов на атомах атмосферы. Аккуратное описание этого эффекта (сепарации вещества струи) требует использования моделей с выделением соответствующих потоков.

Количественное сравнение рассчитанных размеров СО в меридиональной плоскости с данными эксперимента приведено на рис. 5. Отметим, что все размеры определены с точностью, которую мы оцениваем в 20–30 % (для $t \leq 10$ с). Эта неопределенность связана как с неточностью используемых масштабов (для экспериментальных данных), так и с тем, что и на фото, и в расчетах (см. рис. 1–3) граница СО размыта.

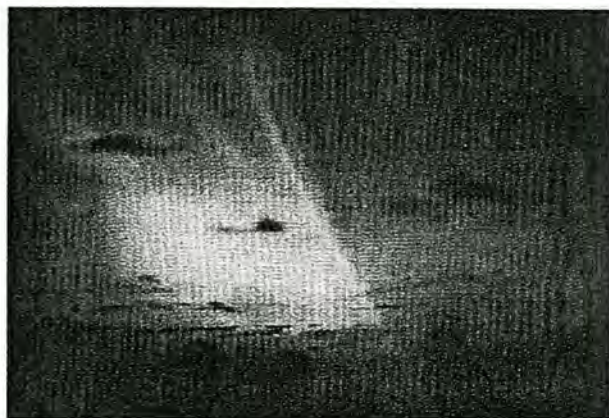


Рис. 4. Светящаяся область в опыте "Морская звезда" [30], $t < 1$ мин

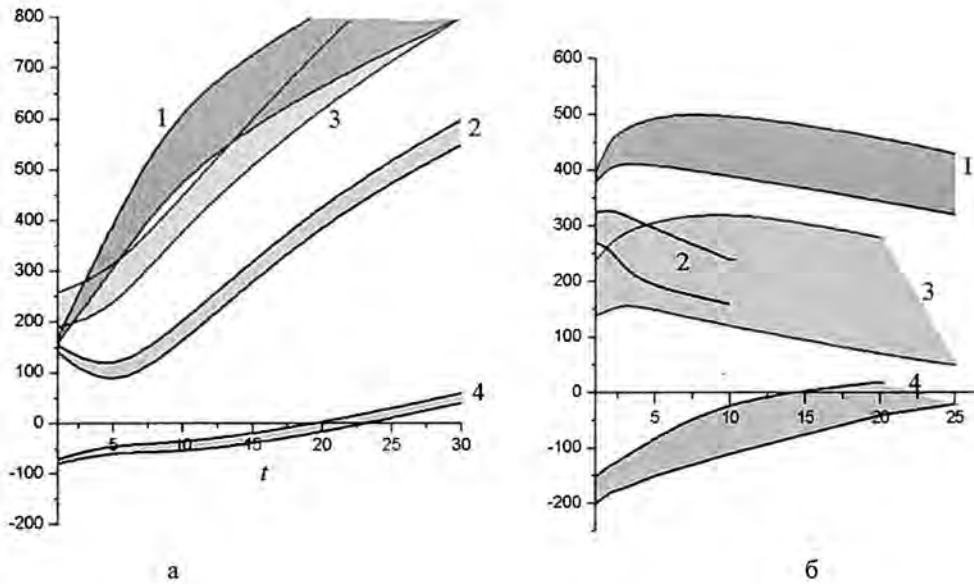


Рис. 5. Размеры светящейся области (а – расчетные данные; б – данные наблюдений); 1 – $\frac{D_{\text{гор}}^{(1)}}{2}$; 2 – $\frac{D_{\text{гор}}^{(2)}}{2}$; 3 – $z_{\text{в}}$; 4 – $z_{\text{н}}$, где $D_{\text{гор}}^{(1)}$ – горизонтальный размер в меридиональной плоскости; $D_{\text{гор}}^{(2)}$ – горизонтальный размер в широтной плоскости; $z_{\text{н}}$ и $z_{\text{в}}$ – нижняя и верхняя границы светящейся области

Тем не менее из рис. 5 можно заключить, что на эти моменты времени имеется согласие между расчетом и наблюдениями как по форме, так и по размерам СО.

Следует отметить также, что (согласно расчету) основной вклад в свечение нижней части СО вносит излучение возбужденных атомов кислорода (красная линия).

Это обстоятельство находится в согласии с известными цветными фотографиями этого взрыва [30], на которых нижняя часть СО имеет ярко-красный цвет. Оно же позволяет объяснить и отличие в размерах СО, которое проявляется при $t \geq 10$ с (ср. рис. 5,а и 5,б): дело в том, что для определения этих размеров мы использовали черно-белые фото [1], на которых эта часть СО не видна.

Более детальную информацию о динамике плазмы в этом опыте и ее взаимодействии с магнитным полем можно получить из данных о конфигурации магнитного поля.

На рис. 6–8 приводятся изолинии магнитного давления $\left(P_m = \frac{H^2}{8\pi}\right)$ в меридиональной плоскости на моменты времени $t = 1,5$ и 15 с*. По рисункам видно, что в течении можно выделить две характерные области: область вблизи фронта ударной волны, где $P_m > P_m^0$, и область магнитной каверны, где $P_m < P_m^0$. Основная часть каверны, где $P_m \ll P_m^0$, занята ПВ.

По рисункам видно, как происходит деформация области ПВ и их растекание в виде струи вдоль геомагнитного поля. Видно также, что растекание происходит в основном в сторону уменьшения плотности атмосферы.

* В данной системе единиц давление невозмущенного магнитного поля $P_m^0 = \frac{H_0^2}{8\pi} = 0,5$.

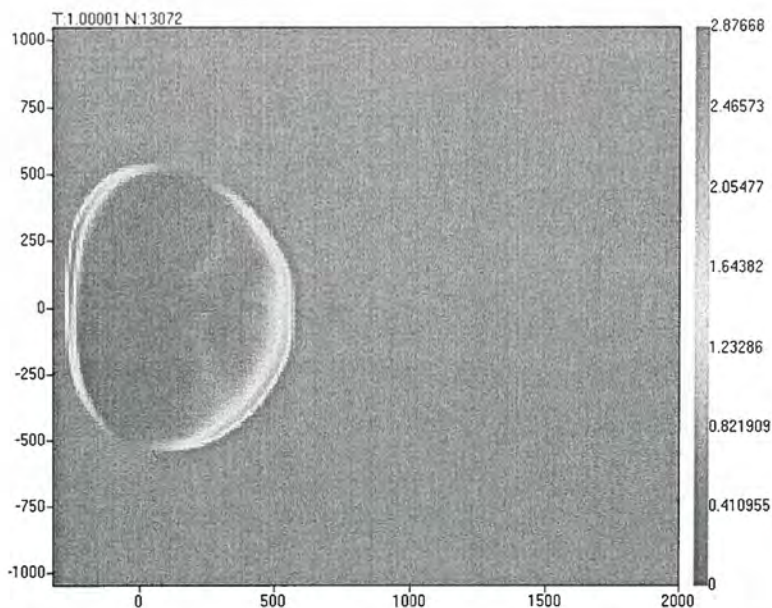


Рис. 6. Изолинии магнитного давления в меридиональной плоскости, $t = 1$ с.
Для невозмущенного магнитного поля $P_{mag} = 0,5$

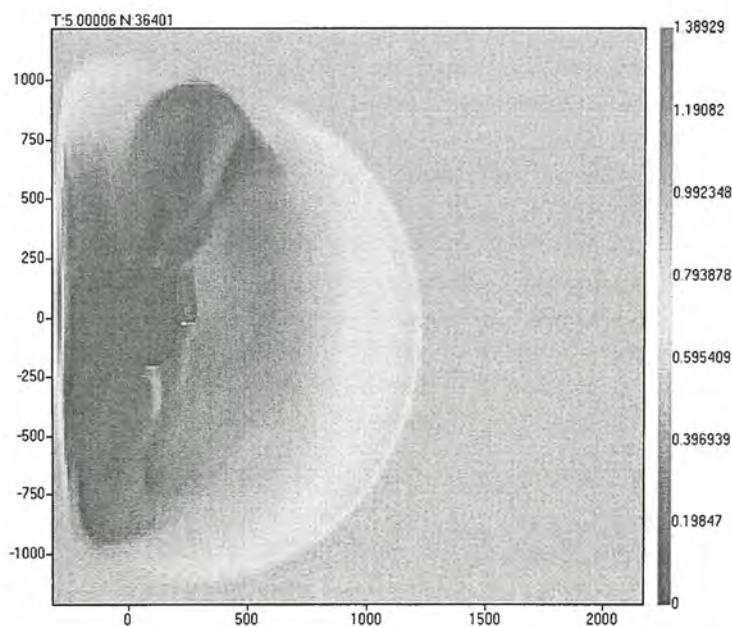


Рис. 7. Изолинии магнитного давления в меридиональной плоскости, $t = 5$ с

Отметим, что при $t > 5$ с становится заметным отклонение вверх в движении верхнего конца струи от направления силовых линий магнитного поля. Это отклонение связано с неоднородностью атмосферы. Этот эффект качественно согласуется с данными опыта (см. рис. 4), однако в расчете он выражен не так ярко. По-видимому, основной причиной расхождения является то об-

стоятельство, что в использованной 2-поточковой модели образование и движение нейтральных частиц учитываются недостаточно подробно (см. выше).

Как показывают расчеты (рис. 9), сечение струи ПВ близко к круговому, ее поперечный размер на время 5–10 с составляет ~ 200 км.

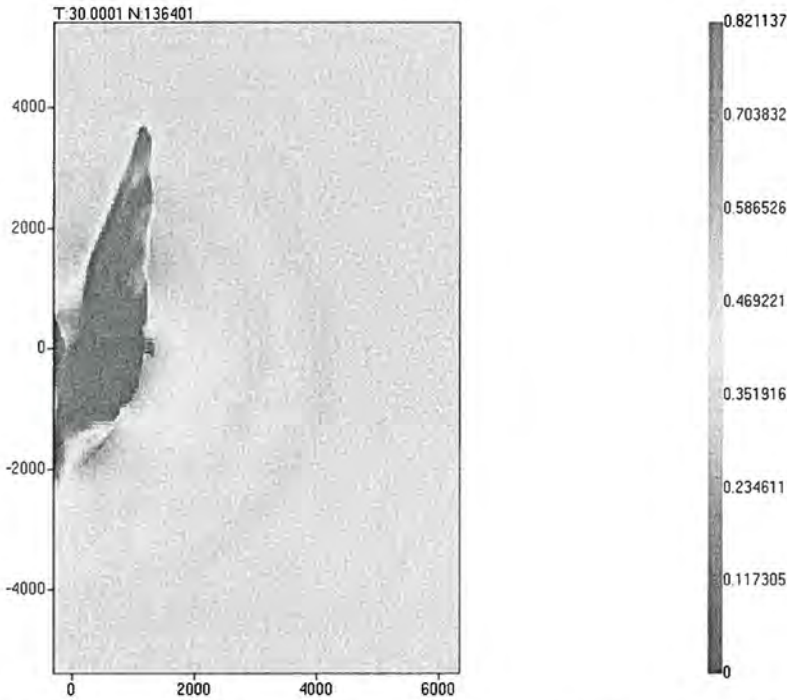


Рис. 8. Изолинии магнитного давления в меридиональной плоскости, $t = 15$ с

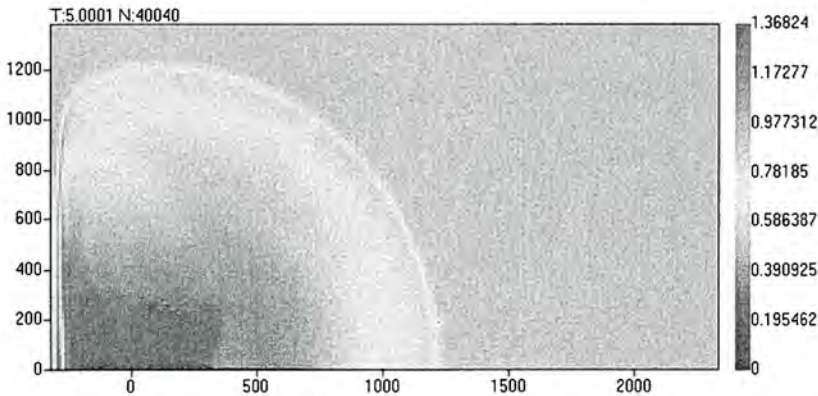


Рис. 9. Изолинии магнитного давления в широтной плоскости, $t = 5$ с

На рис 6–9 хорошо виден фронт ударной волны. В форме области, охваченной ударной волной, при $t \geq 1$ с заметна существенная асимметрия в направления "вверх" и "вниз". Видно также, как происходит вырождение сильной ударной волны (при $t \ll 1$ на фронте $P_m \gg P_m^0$) в слабую ($P_m - P_m^0 \ll P_m^0$ при $t \geq 1$ с), магнитозвуковую. (При параметрах данной задачи ее скорость близка к альфвеновской.)

Форма фронта этой волны (на время $t = 5$ с) в плоскости, параллельной поверхности Земли и расположенной на высоте ≈ 200 км, показана на рис. 10. Как видно, она остается почти круговой.

Дальнейшее распространение этой волны к поверхности Земли вызывает известные [3] возмущения геомагнитного поля на этой поверхности. Расчет таких возмущений предполагает более реалистическое рассмотрение холловского слоя атмосферы.

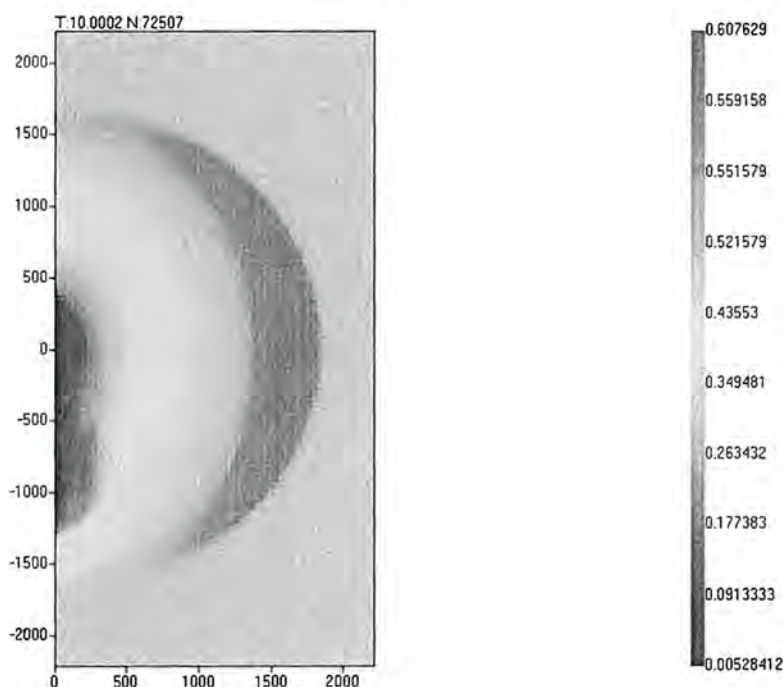


Рис. 10. Изолинии магнитного давления в горизонтальной плоскости на высоте 250 км над Землей, $t = 10$ с

Что касается данных о возмущениях магнитного поля в области взрыва, то известно лишь одно краткое сообщение [31] о полном коллапсе магнитной каверны на время $t \approx 16$ с. Этот вывод сделан на основе результатов ракетных измерений магнитного поля на разных расстояниях от точки взрыва. В данном расчете при $z < 50-100$ км на время $t > 15$ с также проявляется эффект восстановления магнитного поля.

Заключение

Представлены методики и результаты расчетов ряда эффектов, которые наблюдались в опыте "Морская звезда". В основном рассмотрены три типа данных:

- форма, размеры и яркость светящейся области;
- данные о движении продуктов взрыва;
- параметры возмущения геомагнитного поля.

Показано, что описанный в работе расчетно-теоретический подход позволяет воспроизводить основные черты этих наблюдений. Вместе с тем результаты сравнения расчета и экспери-

мента указывают на необходимость дальнейшего развития использованной модели, в частности, более детального описания динамики осколков деления.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В. Ф. Рыбаченко и Р. М. Шагалиева за проявленный интерес к данной работе.

Список литературы

1. Zinn J., Hoerlin H., Petschek A. The motion of bomb debris following the "Starfish" test // Radiation trapped in Earth's magnetic fields / Ed. McCormac. D. Reidel Pub. Company, 1966.
2. Hoerlin H. US high-altitude test experiments. LASL, LA-6405, 1976.
3. Операция "Морская звезда". Сборник статей. М.: Атомиздат, 1964.
4. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера. М.: Атомиздат, 1972.
5. Губков Е. В., Жмайло В. А., Самигулин М. С. Образование и движение плазмы при сильных взрывах в магнитосфере (операция "Морская звезда") // Тез. докладов научной конференции "II Забалахинские научные чтения", Снежинск, 1995.
6. Башурин В. П., Богуненко Ю. Д., Гайнулин К. Г. и др. Физические эффекты ЯВ в атмосфере // Высокие плотности энергии. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997.
7. Жмайло В. А. Физические эффекты космических ЯВ // Теоретики ВНИИЭФ. Прошлое и настоящее. Саров, 2003.
8. Ядерные испытания СССР. Т. 2. С. 51–73. Begell-Atom, 1998.
9. Голубев А. И., Соловьев А. А., Терехин В. А. О бесстолкновительном разлете ионизированного облака в однородную замагниченную плазму // ПМТФ. 1978. № 5.
10. Башурин В. П., Голубев А. И., Терехин В. А. О бесстолкновительном торможении ионизированного облака, разлетающегося в однородную замагниченную плазму // Там же. 1983, № 5. С. 10–17.
11. Грэд Г. О кинетической теории разреженных газов // Механика. 1952. Вып. 4, 5.
12. Долголева Г. В., Жмайло В. А. Численное решение системы уравнений Больцмана применительно к задаче о движении разреженного газа при локальном энерговыделении // Труды IX Всесоюзной школы-семинара "Численные методы динамики вязкой жидкости". Новосибирск, 1983. С. 127–132.
13. Бахрах С. М., Жмайло В. А., Самигулин М. С. Течение газа при локальном энерговыделении в экспоненциальной разреженной атмосфере // Там же. С. 36–41.
14. Башурин В. П., Долголева Г. В., Кочубей Ю. К., Терехин В. А. Кинетическое описание сильного взрыва в разреженном газе // ПМТФ. 1986. № 2. С. 80–85.
15. Тамм И. Е. // Труды ФИАН. 1965. Т. 29. С. 239–250.
16. Mott-Smith H. M. // Phys. Rev. 1951. Vol. 82. P. 885–890.
17. Готт Ю. В., Явлинский Ю. Н. Взаимодействие медленных частиц с веществом и диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1973.
18. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
19. Смирнов Б. М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. М.: Атомиздат, 1973.

20. Гольданский В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. Теория столкновений атомных частиц. М.: Наука, 1981.
21. Сена Л. А. // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. С. 1320.
22. Фирсов В. П. // Там же. 1959. Т. 36. С. 1517–1520.
23. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юлов Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
24. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Вопросы теории плазмы. 1964. Вып. 4. С. 20–80.
25. Sanderson J. J., Uhrig Jr. Extended Rankine-Hugoniot relation for collisionless shocks // JGR. 1978. Vol. 83, № A4. P. 1395–1400.
26. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. М.: Наука, 1967.
27. Стадник А. Л., Шанин А. А., Янилкин Ю. В. Эйлерова методика ТРЭК для расчета трехмерных газодинамических течений многокомпонентной среды // ВАИТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1994. Вып. 4. С. 71–78.
28. Соколов С. С., Панов А. И., Воропинов А. А., Новиков И. Г. и др. Методика ТИМ расчета трехмерных задач механики сплошных сред на неструктурированных многогранных лагранжевых сетках // Там же. 2005. Вып. 3. С. 37–52.
29. Околосземное космическое пространство. Справочник. Ред. Ф. С. Джонсон. М.: Мир, 1966.
30. Shelton F. H. Reflections of a nuclear weaponeer. USA, 1988, ISBN 1-8818160-02-8.
31. Operation Dominic. Debris expansion experiment // ERA AD-A995428/0/XAB. 1986. Vol. 11. N 51901.

Physical Effects of Nuclear Explosion in "Morskaya Zvezda" Operation

V. A. Zhmailo, I. M. Anisina, V. G. Budnikov, Ye. S. Gavrilova,
L. I. Degtyarenko, Ye. A. Lisenkova, I. G. Novikov, A. I. Panov,
I. V. Sobolev, S. S. Sokolov, Yu. V. Yanilkin

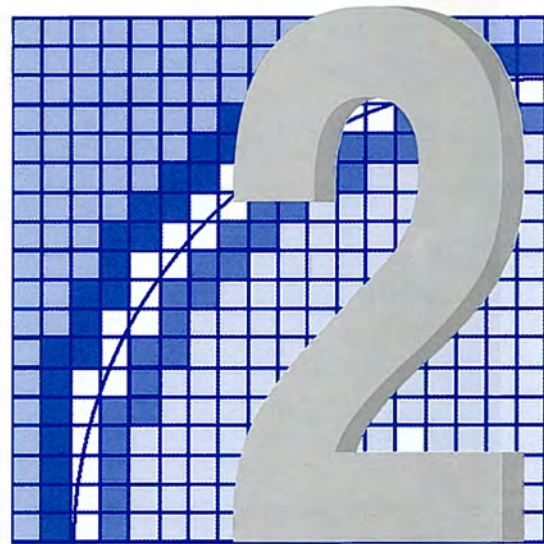
A physical model describing initiation and motion of plasma under nuclear explosion in rarefied atmosphere, as well as interaction between plasma and geomagnetic field ("multiflux" MHD approximation) is presented in the work. 2D and 3D numerical techniques developed to calculate using this model are described. The results of calculations carried out for nuclear explosion in "Morskaya Zvezda" operation are presented. The results of calculations are compared with the experimental data.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Моделирование совместного переноса нейтронов и гамма-квантов методом Монте-Карло.....</i>	<i>40</i>
<i>Методика РАМЗЕС-КП для расчета пространственных движений многокомпонентных теплопроводных сред в эйлерово-лагранжевых координатах.....</i>	<i>50</i>
<i>Методика решения двумерного уравнения переноса на нерегулярных многоугольных сетках.....</i>	<i>58</i>
<i>Решение многомерных задач механики сплошных сред на неструктурированных лагранжевых сетках.....</i>	<i>70</i>

РАЗДЕЛ

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ
ФИЗИЧЕСКИХ
ПРОЦЕССОВ**



УДК 519.6+618.3

Моделирование совместного переноса нейтронов и гамма-квантов методом Монте-Карло

Рассматриваются подходы, используемые во ВНИИЭФ к моделированию переноса нейтронов и гамма-квантов на стандартных (с поверхностным описанием границ областей) и сеточных геометриях. Дается краткая информация о программе TDMCC, предназначенной для решения динамических задач работы водных реакторов.

**Е. В. Артемьева, В. В. Баканов,
Е. Н. Донской, В. А. Ельцов,
А. К. Житник, А. Н. Залялов,
Н. В. Иванов, С. П. Огнев,
А. Б. Ронжин, В. И. Рослов,
Т. В. Семенова**

Введение

Метод Монте-Карло для решения задач переноса нейтронов и гамма-квантов применяется в РФЯЦ-ВНИИЭФ около пятидесяти лет [1]. Первые расчеты этим методом были выполнены Н. А. Дмитриевым и Ю. Н. Кондюриным в 1958 г. Это были расчеты временной постоянной размножения нейтронов для сферически-симметричных систем. Созданные в дальнейшем программы С-2 (1960 г.), С-20 (1962 г.), С-30 (1964 г.), С-60 (1969 г.), С-90 (1989 г.) и С-95 (1995 г.) последовательно расширяли как классы решаемых задач, так и точность описания процессов моделирования. Существующие в настоящее время программы позволяют решать задачи в сложных трехмерных геометриях с использованием последних версий констант взаимодействия частиц с веществом. В программы введены алгоритмы, позволяющие существенно повысить эффективность расчетов. В данной статье рассмотрен ряд вопросов, связанных с работами, выполненными во ВНИИЭФ в последние годы.

Программа С-95

Программа С-95 – последняя версия программы для решения уравнений переноса нейтронов и гамма-квантов методом Монте-Карло [2]. Она предназначена для решения задач совместного переноса нейтронов и гамма-квантов в трехмерных системах с использованием как спектральных, так и групповых констант. С-95 – многоцелевая программа. Она может быть использована

для решения задач защиты, расчета критических параметров ($K_{эф}$ и временной постоянной размножения нейтронов), задач ядерной безопасности, а также реакторных задач. Еще одним из применений программы С-95 является решение задач на сеточных геометриях.

Исходные данные задачи (геометрия, составы областей, источники частиц, требующиеся результаты и используемые методы повышения эффективности расчета) задаются в текстовом виде с использованием синтаксически ориентированного входного языка, позволяющего достаточно просто описывать эту информацию.

Геометрия

Основой в задании геометрических данных служит понятие геометрического блока, который представляет собой совокупность областей и поверхностей определенного типа. Различаются блоки следующих типов:

- плоский (поверхности – набор параллельных плоскостей, области – слои между ними);
- сферический (поверхности – концентрические сферы, области – сферические слои между ними);
- осесимметричный (поверхности и области – поверхности вращения и тела вращения вокруг некоторой оси соответственно);
- цилиндрический (так называемое "тело вытяжения"; все поверхности цилиндрические с образующими, параллельными друг другу);
- трехмерный (границами областей блока могут быть произвольные поверхности второго порядка).

В задаче может быть описано произвольное количество блоков. Они рассматриваются как независимые "строительные" элементы, которые следует так разместить друг относительно друга, чтобы составить требуемую геометрию. В качестве исходного вместилища рассматривается мировое пространство (пустота), обладающее лишь системой координат (его можно рассматривать как всегда существующий блок 0-го уровня вложенности). В нем размещаются блоки (1-й уровень вложенности), которые, в свою очередь, могут содержать в себе другие блоки (2-й уровень вложенности), и так далее. Глубина вложений блоков, вообще говоря, не ограничена. Такой подход, используемый при построении геометрических объектов, позволяет описать геометрию всех постановок задач.

Существенную помощь в тестировании геометрии оказывает графическая программа вывода. Она позволяет получать рисунки сечений как отдельных блоков, так и всей заданной геометрии произвольными плоскостями. Поскольку в этой программе для построения сечений используется алгоритм, сходный с алгоритмом, применяемым в счете для моделирования траекторий частиц, то успешное получение рисунков характерных сечений дает довольно высокую степень уверенности в правильности геометрии. Кроме того, выведенные на принтер рисунки могут использоваться в качестве иллюстраций к задаче.

Составы и константы

Задание начальных данных для областей, входящих в геометрические блоки, осуществляется описанием их изотопных составов, плотностей и начальных температур или энергий. Изотопные составы могут быть заданы: 1) ядерными концентрациями, 2) плотностью и молекулярным составом веществ, 3) плотностью и массовым составом веществ.

Программа предоставляет возможность использования различных систем констант, описывающих взаимодействие частиц с веществом.

Для переноса нейтронов возможно использование следующих библиотек: БАС-78, разработанной во ВНИИТФ [3], ENDL-82, ENDF/B-V, ENDF/B6, ENDF/B7 и JENDL-3.

Для моделирования процессов гамма-образования используются библиотека NJMC, которая основана на разработанных во ВНИИЭФ данных по сечениям гамма-образования для быстрых нейтронов и библиотеках ENDL-82 и JENDL-3 для нейтронов с низкими энергиями, а также константы гамма-образования из упомянутых выше нейтронных библиотек.

Перенос гамма-квантов осуществляется с использованием библиотеки, сформированной по данным работ [4] и [5] и библиотеки EPDL92 [6] и EPDL97.

Источник

В задаче допускается задание произвольного числа элементарных источников. Элементарный источник (ниже просто источник) может испускать или нейтроны, или гамма-кванты. Кроме того, для каждого источника требуется указать вес, долю и задать пространственное, энергетическое, угловое и временное распределение испускаемых частиц.

Пространственное распределение характеризует конфигурацию источника и его расположение в геометрии системы, и оно определяется типом геометрии источника. Энергетическое распределение устанавливает спектр моделируемых частиц источника, который может быть моноэнергетичным; заданным таблицей; спектром Максвелла. Угловое распределение (индикатриса) задает распределение косинуса угла между направлением вылета частицы и заданного направления излучения (нормали к поверхности для поверхностного источника). Допустимы следующие типы задания индикатрисы: мононаправленный, табличный, изотропный, ламбертовский. Временное распределение определяет время рождения частиц. Возможно табличное или δ -образное задание этого распределения.

Табличное распределение любого параметра может быть задано кусочно-постоянной (гистограммой), кусочно-линейной или дискретной функцией. Распределение характеристик частиц источника по начальным параметрам может быть как независимым, так и более сложным, когда распределения по времени, энергии и углу зависят друг от друга.

Имеется возможность задания источника в виде ансамбля частиц, т. е. набора частиц с заданными координатами, направлением полета и энергией.

Результаты

Результаты счета задачи подразделяются на стандартные и заказные. Стандартные результаты рассчитываются и выдаются всегда. К ним относятся: числа реакций, количество рожденных и поглощенных в реакциях частиц, интегральные влет-вылет частиц и энергии по областям, интегральные перелеты частиц и энергии через поверхности.

Существуют два типа заказных результатов – областные и поверхностные. Первые вычисляются в областях, а вторые – в точках пересечения моделируемыми частицами поверхностей. Ряд результатов (энерговыведение, потоки частиц) можно рассчитывать как для областей, так и для поверхностей. Областные результаты вычисляются с использованием оценки либо по пробегу, либо по столкновениям.

Заказные результаты можно выдавать распределенными по наборам значений переменных, называемых параметрами. Предусмотрено использование около двадцати основных параметров. Среди них энергия, время, координаты частицы, всевозможные углы, номера реакций, столкновений, поколений и ряд других.

Результаты можно также сворачивать с функцией одной переменной.

Моделирование и тактика счета

В программе моделируются процессы переноса нейтронов и гамма-квантов, а также образование гамма-квантов на нейтронных столкновениях и нейтронов на гамма-столкновениях. Моделирование процессов переноса нейтронов и гамма-квантов осуществляется в соответствии с выбранной системой констант взаимодействия соответствующих частиц с веществом.

Для розыгрыша свободного пробега и выбора вещества, на котором происходит столкновение, используется схема максимальных сечений. Учет теплового движения ядер среды при моделировании переноса нейтронов осуществляется двумя способами: либо с учетом химических связей – так называемая модель $S(\alpha, \beta)$, либо в приближении свободного максвелловского газа. При моделировании с учетом химических связей используются сечения взаимодействия и энергоугловое распределение для заданной температуры.

При использовании модели свободного газа моделирование распространения нейтронов осуществляется на холодных сечениях вещества. Учет температурного движения ядер заложен в сам алгоритм моделирования, что очень удобно, так как не требует расчета констант для заданной температуры [7].

Образование гамма-квантов происходит при каждом нейтронном столкновении по всем каналам гамма-образования для вещества, на котором произошло столкновение.

В программу введен ряд методов повышения эффективности счета: расщепление и рулетка; два типа отражения на поверхностях – зеркальное и по Ламберту; отражение от поверхности с заданной вероятностью; весовые окна, позволяющие выравнять веса частиц, пересекающих данную поверхность; ценность частиц по областям системы; экспоненциальное преобразование.

Одним из основных методов повышения эффективности счета задач является метод моделирования пробных частиц [1], который применяется при вычислении потока частиц в малый объем пространства.

Оборвать траекторию частицы можно по любому предусмотренному программой параметру, задавая для него условия обрыва.

Существенным моментом в задании тактики счета является возможность задания набора условий (обычно, это интервалы фазовых координат частицы), при выполнении которых указанная тактика применяется к моделируемой частице.

Тактику счета для решения конкретных задач не всегда бывает удобно задавать на реальной геометрии системы. Поэтому в программе С-95 можно вводить дополнительный блок, называемый управляющим. Этот блок накладывается на основную систему, а его геометрия строится исключительно из удобства задания тактики счета и получения результатов.

Учет тормозного излучения в задачах переноса гамма-излучения

При решении задач переноса гамма-излучения обычно предполагается, что образующиеся при взаимодействии гамма-квантов с веществом электроны и позитроны поглощаются в точке рождения, причем позитрон аннигилирует с образованием двух аннигиляционных квантов. При этом не учитывается, что в процессе своего движения заряженные частицы, взаимодействуя с атомами вещества, излучают тормозные кванты. Неучет этого обстоятельства приводит к занижению, порой значительному, выхода гамма-квантов при решении, например, задач глубокого проникновения через барьеры из тяжелых материалов. Решение же этих задач с учетом переноса электронов и позитронов требует значительных затрат времени.

В 1990 г. в программу MCNP [8] введена модель ТТВ учета тормозных квантов в случае, когда моделирование электронов и позитронов не производится. В этой модели предполагается,

что все электроны и позитроны летят в направлении полета первичного гамма-кванта и локально поглощаются, излучая при этом тормозные кванты, также летящие в направлении полета первичного кванта. Основным недостатком модели ТТВ является неучет углового и пространственного распределения точек рождения вылетающих тормозных квантов.

Для исправления этого недостатка во ВНИИЭФ предложена модель ТТВIAS [9] учета тормозного излучения в задачах переноса гамма-излучения в "толстых" областях. Она предполагает локальное поглощение электронов и позитронов и испускание всех порожденных ими тормозных гамма-квантов. Количество, спектрально-угловое и пространственное распределение энергии тормозных гамма-квантов на один акт взаимодействия первичного гамма-кванта заранее рассчитывается по программе ЭЛИЗА [10] с учетом переноса электронов и позитронов и размещается в таблицах.

Спектрально-угловое и пространственное распределение энергии тормозного излучения удалось описать как функцию трех переменных: энергии E , косинуса угла μ между направлением полета тормозного кванта и направлением полета первичного гамма-кванта и расстояния z по направлению полета первичного гамма-кванта от точки взаимодействия первичного гамма-кванта до точки рождения тормозного кванта (продольный сдвиг). Для сокращения объема таблиц была проведена частичная факторизация спектрально-углового и пространственного распределения энергии тормозного излучения: сетка по z укрупнялась, и в каждой крупной ячейке сетки спектрально-угловое и пространственное распределение представлялось в виде произведения спектрально-углового и пространственного распределений.

Для повышения точности расчетов модель ТТВIAS была дополнена моделью учета пространственного распределения точек рождения аннигиляционных квантов. В этой модели пространственное распределение точек рождения аннигиляционных квантов заранее рассчитывается в цилиндрической системе координат по программе ЭЛИЗА и табулируется аналогично тому, как табулируется пространственное распределение точек рождения тормозных квантов в модели ТТВIAS (только продольный сдвиг).

Проведены сравнительные расчеты переноса гамма-излучения в толстых свинцовых пластинах. Показано, что задача с использованием модели ТТВIAS считается на порядки быстрее, чем задача совместного переноса гамма-излучения и заряженных частиц, но в несколько раз медленнее, чем задача переноса гамма-излучения без учета тормозного излучения. На примере свинцовой пластины установлено, что выходы гамма-квантов вперед и назад из толстых пластин, рассчитанные с использованием модели ТТВIAS, хорошо согласуются с выходом, сосчитанным с учетом переноса заряженных частиц.

В табл. 1 и 2 приведено количество гамма-квантов, выходящих из свинцовой пластины толщиной 10 см вперед и назад. Все величины нормированы на 1 гамма-квант источника. Статистическая ошибка не превышает 1 % (1σ) для задач совместного переноса гамма-излучения, электронов и позитронов и 0,1 % для других задач.

Таблица 1

Выход гамма-квантов вперед

Энергия источника, МэВ	$\gamma + e^- + e^+$	$\gamma + \text{ТТВIAS}$	γ	MCNP ($\gamma + \text{ТТВ}$)	ЭЛИЗА ($\gamma + \text{ТТВ}$)
100	0,36748	0,37324	0,00022367	0,655449	0,64093
50	0,14645	0,14831	0,00065050	0,293417	0,28793
20	0,04480	0,04481	0,0034089	0,100999	0,09894
10	0,02564	0,02565	0,011524	0,050011	0,04817

Таблица 2

Выход гамма-квантов назад

Энергия источника, МэВ	$\gamma + e^- + e^+$	$\gamma + TTBIAS$	$\gamma + TTBIAS +$ модель аннигиляции	γ	MCNP ($\gamma + TTBIAS$)
100	0,73203	0,94920	0,74851	0,27238	0,52134
50	0,55738	0,69756	0,56908	0,24093	0,34223
20	0,37729	0,42794	0,37386	0,18459	0,20653
10	0,22865	0,24796	0,22832	0,13411	0,13866

Алгоритмы распараллеливания

В основе алгоритмов распараллеливания используется модель с передачей сообщений, реализуемая библиотекой межпроцессорных обменов MPI.

Для решения задач линейного переноса, когда траектории частиц являются абсолютно независимыми, разработан параллельный алгоритм асинхронного счета пакетов траекторий, который позволяет получать почти 100 % эффективность на любом числе процессоров. В этом алгоритме каждый из запущенных процессов является независимым расчетом, который моделирует траектории на своих подцепочках случайных чисел и обменивается с другими только через определенные промежутки времени.

Для решения задач на собственные значения разработаны другие алгоритмы, так как при этом траектории нейтронов уже не являются абсолютно независимыми (ансамбль нейтронов, полученный на текущем шаге, продолжает моделироваться на следующем шаге).

Для решения таких задач применяется параллельный алгоритм, в котором один процесс выделяется в качестве управляющего (мастера). Этот процесс выполняет распределение данных об ансамбле нейтронов в начале шага моделирования на рабочие процессы и сбор с них данных в конце шага. Остальные процессы (рабочие) осуществляют непосредственно моделирование полученных траекторий на данном шаге. Такой алгоритм применяется, когда в расчетах используются до 50 процессоров, так как при дальнейшем увеличении числа процессоров наблюдается существенное снижение его эффективности распараллеливания.

Поэтому для эффективного решения задач на собственные значения на большом числе процессоров разработан другой алгоритм распараллеливания. Основная идея этого алгоритма заключается во введении еще одного уровня управления распределением начальных параметров ансамбля нейтронов. Этот главный управляющий процесс (процесс-хозяин) управляет несколькими управляющими (мастер) процессами более низкого уровня, каждый из которых, в свою очередь, управляет своим подмножеством подчиненных (рабочих) процессов с помощью описанного выше метода.

Расчеты с использованием сеточной геометрии

В комплексе C-95 имеется возможность в качестве одного из блоков использовать объект, определяемый сеточной геометрией, т. е. совокупностью ячеек сетки, заполненных каким-либо веществом с определенной плотностью. Сетки могут быть как регулярные и задаваться координатами узловых точек, так и нерегулярные и задаваться набором координат вершин для каждой ячейки сетки.

Так как стандартное моделирование траекторий частиц методом Монте-Карло включает в себя расчет расстояния от места нахождения частицы до границ ячейки и пересчет ее координат при перелете границы, то увеличение числа ячеек сетки обязательно приведет к резкому увеличению времени, затрачиваемого на моделирование одной траектории. Поэтому в C-95 используется иной подход к моделированию траекторий внутри объектов с сеточной геометрией.

Этот алгоритм построен на основе метода максимальных кусочно-постоянных сечений. В отличие от стандартного алгоритма моделирования, где пробег разыгрывается исходя из истинного сечения взаимодействия частицы с веществом, содержащимся в конкретной ячейке, в этом алгоритме моделирование траекторий частиц ведется по максимальному для каждой энергетической группы сечению. Причем это максимальное сечение насчитывается по всем ячейкам системы.

Свободный пробег частицы с энергией, соответствующей j -й энергетической группе, разыгрывается по сечению Σ_{\max}^j . Для упрощения процедуры определения местонахождения частицы внутри объекта с сеточной геометрией в программе используется переинтерполяция сеточных величин более мелкой равномерной цилиндрической, сферической или кубической сеткой. Считается, что ячейка интерполяционной сетки заполнена веществом, которое находится в ячейке сеточной геометрии, в которую попадает центр ячейки интерполяционной сетки. Так как при этом используется сетка, равномерная по каждому из направлений, то номер ячейки сеточной геометрии, в которую попала частица, определяется очень легко. По номеру ячейки находится истинное сечение взаимодействия для вещества из этой ячейки. Далее используется метод отказов, т. е. с вероятностью, пропорциональной истинному сечению вещества в ячейке принимается факт столкновения, а в противном случае оно считается фиктивным. Таким образом, отпадает необходимость в вычислении расстояний до границ каждой ячейки и соответственно пересчет координат при перелете этих границ.

Нетрудно видеть, что такой алгоритм по вычислительным затратам очень слабо зависит от количества ячеек в объекте с сеточной геометрией, так как при увеличении числа ячеек процедура определения номера ячейки, в которой произошло столкновение, остается одной и той же.

Вместе с тем в системах, в которых имеются существенные различия в плотностях, этот метод может оказаться не очень эффективным. Поэтому используется следующая схема моделирования траекторий. При задании начальных данных, описывающих исходную систему, дополнительно определяется управляющий блок. Это виртуальный объект, который накладывается на реальную геометрию и позволяет использовать различные приемы повышения эффективности расчетов. В случае наличия в системе объекта с сеточной геометрией, управляющая геометрия используется для того, чтобы разбить пространство на некоторые геометрические области, внутри которых нет существенных различий в плотностях. Максимальное сечение в этом случае рассчитывается отдельно для каждой области управляющей геометрии. Используемый метод кусочно-постоянных по энергии сечений для веществ в системе позволяет легко рассчитать максимальные сечения по выделенным управляющей геометрией областям. Моделирование траекторий осуществляется по старой схеме, но с учетом максимального сечения, насчитанного для каждой области.

Такой подход позволяет сократить время моделирования траектории частицы по сравнению с методом максимальных по всей системе сечений за счет сокращения количества фиктивных столкновений.

Программа TDMCC

Программа TDMCC [11], созданная на базе комплекса С-95, предназначена для проведения модельных исследовательских расчетов нейтронной динамики активных зон водных реакторов.

В принятой модели расчета нейтронной динамики используется пошаговый временной счет. Мгновенные и запаздывающие нейтроны моделируются отдельно.

Моделируемое число частиц в ансамбле постоянно. Информация о нейтронах, выпущенных в момент времени T_0 и выживших на момент времени $T = T_0 + \Delta t$, является начальной при моде-

лировании следующего пакета. Если число частиц, достигших момента времени T , больше, чем размер ансамбля, то данные об остальных частицах не записываются (но вес их учитывается), если меньше, то пакет дополняется до первоначального значения розыгрышем из уже имеющихся.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов на начало временного шага передается с предыдущего шага посредством массива, содержащего информацию о фазовых координатах моделируемых нейтронов. Такая информация описывает местонахождение и характеристики каждого нейтрона в ансамбле и, следовательно, полностью определяет распределение частиц в системе. Величина ансамбля моделируемых частиц задается в начальных данных и определяет точность проводимого расчета.

Кроме мгновенных нейтронов в системе моделируются запаздывающие нейтроны, которые испускаются отдельно сформированным источником равномерно по временному шагу. Информация о начальном распределении источников запаздывающих нейтронов в системе формируется в результате проведения предварительного расчета по программе С-95 (расчет критических параметров). Убыль источника запаздывающих нейтронов, связанная с испусканием частиц на протяжении временного шага, компенсируется за счет образования новых источников запаздывающих нейтронов, которыми являются осколки ядер, образующиеся на реакциях деления.

Время появления запаздывающих нейтронов связано с периодами полураспада их предшественников-осколков. По этому признаку запаздывающие нейтроны в настоящей версии программы разбиваются на шесть групп. Высвечивание запаздывающих нейтронов в течение временного шага проводится в соответствии с вероятностями распределения нейтронов по группам.

Мгновенные и запаздывающие нейтроны различаются только способом появления в системе, а моделирование их траекторий осуществляется одинаково. При моделировании траекторий используется метод максимальных сечений и учитывается тепловое движение ядер среды.

Вес запаздывающих нейтронов, приходящихся на один мгновенный нейтрон за моделируемый временной шаг, зависит от длины этого шага. Поэтому частота выпуска запаздывающих нейтронов в процессе моделирования ансамбля варьируется в зависимости от продолжительности временного шага.

Результатом работы вышеописанной схемы программы является пошаговый расчет количества нейтронов, находящихся в системе, нормированный на один начальный нейтрон.

В программе TDMCC заложена возможность мгновенного изменения положения регулирующего стержня, что приводит к изменению его реактивности.

Реализована также параллельная версия программы расчета нейтронной динамики активных зон реакторов.

На рис. 1, 2 приводятся результаты тестовых расчетов по программе TDMCC модельной тепловыделяющей сборки. Первый тестовый расчет соответствует установлению стационарного режима в ТВС.

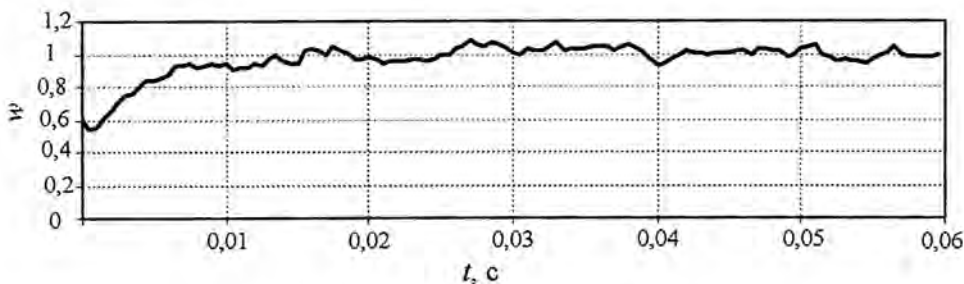


Рис. 1. Установление стационарного режима

Второй расчет соответствует моменту мгновенного поднятия регулирующего стержня на некоторую высоту, приводящую к возрастанию реактивности системы на $0,5\beta$.

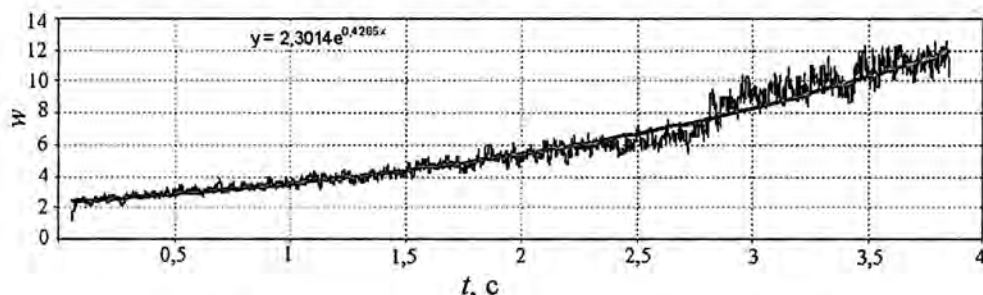


Рис. 2. Динамика системы после повышения ее реактивности

Заключение

Работы, выполненные во ВНИИЭФ по разработке алгоритмов моделирования переноса нейтронов и гамма-квантов, позволили значительно расширить класс задач, решаемых этим методом. Задачи решаются как на геометриях, задаваемых обычными поверхностями, так и на сеточных геометриях. Созданы параллельные версии программ, которые работают с высокой эффективностью на достаточно большом количестве процессоров. Проведены модельные расчеты динамических процессов водных реакторов.

Список литературы

1. Донской Е. Н., Ельцов В. А., Житник А. К. и др. Метод Монте-Карло во ВНИИЭФ // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1993. Вып. 2. С. 61–64.
2. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и гамма-квантов методом Монте-Карло // Там же. 2000. Вып. 2. С. 49–52.
3. Vasilyev A. P., Kuropatenko E. S., Lutov V. D., Orlov A. I. Nuclear Data Library – BAS. The history of development and validation for criticality safety calculation // ICNC 95. Proceedings of the International Conference of Nuclear Criticality Safety / Albuquerque, New Mexico, USA, September 17–21, 1995.
4. Storm E., Israel H. I. Photon cross section from 1 keV to 100 MeV for elements $Z = 1$ to $Z = 100$ // Nucl. Data Tables. 1970. A7.
5. Veigele W. J. Photon cross section from 0.1 keV to 1 MeV for elements $Z = 1$ to $Z = 94$ // Atomic Data Tables, 1973.
6. Cullen D. E., Chen M. N., Hubell J. H. Tables and graphs of photon-interaction cross sections from 10 eV to 100 GeV derived from the LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL) // UCRL-50400. Vol. 6. Part A. Rev. 4. Livermore, California, 1989.
7. Иванов Н. В., Иванов А. Н. Учет теплового движения атомов среды при решении задач переноса нейтронов методом Монте-Карло // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2003. Вып. 4. С. 25–32.

8. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4c. Ed. Briesmeister J. F. // Los Alamos National Laboratory. Report LA-13709-M. April 2000.
9. Donskoy E. N., Zalyalov A. N. Bremsstrahlung account in photon transport // Book of Abstracts of International Conference "Parallel Computational Fluid Dynamics" (May 13–15, 2003, Moscow, Russia). P. 249–252.
10. Донской Е. Н. Методика и программа ЭЛИЗА решения методом Монте-Карло задач совместного переноса гамма-излучения, электронов и позитронов // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1993. Вып. 1. С. 3–6.
11. Zhitnik A. K., Ivanov N. V., Marshalkin V. E. et al. The TDMCC Monte Carlo capability for spatial kinetics calculations of reactor cores // Trans. Am. Nucl. Soc. 2004. Vol. 91. P. 248–249.

Monte Carlo Simulation of Joint Transport of Neutrons and Photons

E. V. Artemeva, V. V. Bakanov, E. N. Donskoy, V. A. Eltsov, A. K. Zhitnik,
A. N. Zalyalov, N. V. Ivanov, S. P. Ognev, A. B. Ronzhin, V. I. Roslov,
T. V. Semenova

The approaches used at VNIIEF to simulate transport of neutrons and photons in standard (with surface description of region interfaces) and grid geometries are considered in the paper. Summary of TDMCC code intended for solving dynamic problems of operation of water reactors is presented.

УДК 519.6

Методика РАМЗЕС-КП для расчета пространственных движений многокомпонентных теплопроводных сред в эйлерово- лагранжевых координатах

Представлено описание методики РАМЗЕС-КП, предназначенной для расчета пространственных движений многокомпонентных теплопроводных сред в эйлерово-лагранжевых координатах на параллельных вычислительных системах с распределенной памятью.

**А. Н. Быков, В. А. Веселов,
Б. Л. Воронин, А. М. Ерофеев**

Введение

В основе методики РАМЗЕС-КП лежат следующие принципы:

- использование уравнений газовой динамики и уравнения теплопроводности, записанных как в декартовой, так и в криволинейной системах координат, в эйлерово-лагранжевых переменных;
- использование неявной конечно-разностной аппроксимации по времени как уравнения теплопроводности, так и уравнений газовой динамики;
- расщепление по физическим процессам;
- разбиение геометрии задачи на фрагменты, в каждом из которых строится своя, наиболее подходящая сетка;
- для решения полученной системы многомерных конечно-разностных уравнений используется расщепление по направлениям и разработанный авторами прямой метод решения подсистем конечно-разностных уравнений на сетках блочно-матричного типа – метод сквозных прогонок;
- использование метода концентраций и метода Янгса для восстановления контактных границ при расчетах потоков веществ из смешанных ячеек.

Характерной чертой методики также является использование параллельных вычислений на всех этапах (подготовка, счет и анализ результатов) прохождения задачи на многопроцессорной ЭВМ с распределенной памятью.

Основные уравнения и метод их решения

В методике РАМЗЕС-КП решается следующая система уравнений газовой динамики для многокомпонентной среды :

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} &= -\rho_i \operatorname{div} \bar{U}, \quad i = 1, \dots, N; \\ \frac{d\bar{U}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P; \\ \frac{d\varepsilon_i}{dt} &= -\frac{P_i}{\rho_i} \operatorname{div} \bar{U}, \quad i = 1, \dots, N; \\ P_i &= P_i(\rho_i, \varepsilon_i), \quad i = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь N – количество веществ в смеси. Для замыкания системы уравнений необходимо привлечь дополнительные предположения о веществах в смеси:

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{i=1}^N \rho_i \xi_i; \\ \frac{d\xi_i}{dt} &= 0, \quad i = 1, \dots, N; \\ P &= \sum_{i=1}^N P_i(\rho_i, \varepsilon_i) \xi_i. \end{aligned} \quad (2)$$

Если предполагать равенство давлений компонентов, то необходимо изменить объемные концентрации и давления в соответствии с условием равенства давлений компонентов:

$$P = P_i(\rho_i(\xi_i), \varepsilon_i(\xi_i)). \quad (3)$$

Для многокомпонентной среды система уравнений теплопроводности решается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{1}{\rho} \operatorname{div}(\chi \operatorname{grad} T); \\ \varepsilon_i &= \varepsilon_i(\rho_i, T), \quad i = 1, \dots, N; \\ \chi_i &= \chi_i(\rho_i, T), \quad i = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (4)$$

Для замыкания системы необходимо привлечь дополнительные предположения о веществах в смеси:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \eta_i; \quad (5)$$

$$\chi = \frac{\prod_{i=1}^N \Lambda_i}{\sum_{i=1}^N \left(\xi_i \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \Lambda_j \right)} \sum_{i=1}^N \Phi_i \xi_i. \quad (6)$$

Здесь $\frac{d}{dt}$ – полная производная по времени; ρ – плотность ячейки; ρ_i – плотность компонентов в

смешанной ячейке; P – давление ячейки; $\vec{U} = \vec{U}(u, v, w)$ – вектор массовой скорости; ε – удельная внутренняя энергия; ε_i – удельная внутренняя энергия компонентов в смешанной ячейке; T – температура ячейки; χ – коэффициент теплопроводности ячейки; $\chi_i = \Lambda_i \cdot \text{Ш}_i$ – коэффициент теплопроводности компонентов в смешанной ячейке; ξ_i – объемная концентрация компонентов в смешанной ячейке; η_i – массовая концентрация компонентов в смешанной ячейке; $\Phi_i = \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial T}$.

Конкретный вид дифференциальных операторов div и grad зависит от системы координат, в которой осуществляется разложение вектора массовой скорости.

В методике РАЗЕС-КП используется криволинейная система координат (r, S, φ) , включающая как частный случай сферическую, цилиндрическую и тороидальную системы координат.

Связь между декартовыми координатами и криволинейными координатами задается соотношениями

$$\begin{aligned} X &= (r \sin \theta(S) + R_0(S)) \cos \varphi; \\ Y &= (r \sin \theta(S) + R_0(S)) \sin \varphi; \\ Z &= r \cos \theta(S) + Z_0(S). \end{aligned} \quad (7)$$

Координаты S и φ – эйлеровы, а координата r – исходно лагранжева, но автоматически, по некоторым критериям, может происходить локальный отказ от лагранжевости независимо от исполнителя расчета, т. е. радиальная координата r – подвижная, причем закон ее движения может варьироваться в широких пределах от лагранжева до эйлерова.

Дискретизация задачи имеет двухуровневый характер: в зависимости от сложности задачи вся геометрия может быть разбита на фрагменты, каждый из которых описывается в своей наиболее подходящей системе координат (r, S, φ) , которая задается с помощью опорной линии.

Расчетная криволинейная сетка образована пересечением поверхностей $S = \text{const}$, $\varphi = \text{const}$ и $r = \text{const}$, где семейство $r = \text{const}$ обычно включает границы раздела физических областей. Причем семейство $\varphi = \text{const}$ едино для всех фрагментов задачи, а $S = \text{const}$ свое в каждом фрагменте. Таким образом, расчетная сетка состоит из криволинейных ячеек с гранями $S = \text{const}$, $\varphi = \text{const}$ и $r = \text{const}$, а структурно сетка имеет блочно-матричный вид, каждый блок этой матрицы соответствует одному из фрагментов задачи. Пространственная конечно-разностная аппроксимация дифференциальных операторов осуществляется на таких сетках блочно-матричного типа с учетом центрирования термодинамических $(\rho, T, \varepsilon, P)$ величин в центре ячейки и кинематических (\vec{r}, \vec{U}) величин на гранях ячейки.

По времени используется неявная конечно-разностная аппроксимация как уравнения теплопроводности, так и уравнений газовой динамики.

Для решения получающейся системы многомерных конечно-разностных уравнений применяется метод расщепления по направлениям, который сводит решение общей системы линейных алгебраических уравнений к последовательному решению подсистем таких уравнений вдоль каждого пространственного направления. Так как расчетные сетки вдоль каждого направления не являются чисто лагранжевыми (вдоль направлений S и φ они эйлеровы, а вдоль направления r – подвижные), то решение сводится к двум этапам – лагранжеву и эйлерову.

Для лагранжева этапа структура матрицы этих подсистем уравнений либо трехдиагональная, либо близка к трехдиагональной. Решение этих подсистем уравнений находится методом прогонки.

Эйлеров этап реализован в программах интерполяции сетки по радиусу путем наложения сеток (до и после интерполяции), а при расчете нелагранжева движения сетки вдоль радиального направления и эйлеровых направлений S и φ используется донорная схема аппроксимации потоков первого порядка. Для подсчета потоков компонентов смеси из смешанных ячеек используется метод Янгса [2].

Параллельные вычисления

Характерной чертой методики является использование параллельных вычислений на всех этапах (подготовка, счет и анализ результатов) прохождения задачи на многопроцессорной ЭВМ с распределенной памятью.

Для задач газовой динамики и теплопроводности представляется наиболее естественным использовать принцип геометрического параллелизма при декомпозиции области решения задачи по процессорам. В методике реализована возможность разбиения задачи на счетные области с последующей декомпозицией каждой счетной области на параллелепипеды в индексном пространстве. Таким образом, обмен информацией между процессорами происходит как между областями, так и внутри областей. Были разработаны три основных типа передачи сообщений между процессорами, используемые как в газодинамике, так и в теплопроводности – параллельно-конвейерный метод, обмен гранями, обмен между областями.

При разработке методов распараллеливания использовалась неперестраиваемая в пределах временного шага декомпозиция матрицы данных на подматрицы. Наряду с достоинствами, например локальностью большинства обменов, этот метод имеет и трудности, связанные с организацией параллельного выполнения большого количества рекуррентных формул прогонки на линейке процессоров. Для преодоления этой проблемы была разработана своя версия параллельно-конвейерного метода. Основная идея алгоритма состоит в том, что каждый процессор, рассчитав прогоночные коэффициенты для i -го канала и передав их следующему в линейке процессору, переходит к обработке других каналов. По мере прихода обратной прогонки процессор прерывает работу по расчету прямой прогонки и вычисляет решение для i -го канала. Для оптимизации коммуникационной работы передача прогоночных коэффициентов между процессорами происходит после обработки порции каналов. Число каналов в одной порции переменное (от 1 до общего числа каналов) и автоматически меняется от шага к шагу по критерию минимизации времени счета шага. Если арифметическую и коммуникационную работы выполняют различные устройства, то возможно совмещение арифметической и коммуникационной работ во времени. Разработанные методы распараллеливания позволили использовать современные многопроцессорные ЭВМ с приемлемой эффективностью (50–60 % при времени выполнения шага порядка нескольких секунд, при более длительном времени шага эффективность повышается до 60–80 %).

Современные направления развития методики

При проведении счета задач в параллельном режиме ярко проявилась проблема авостности методики. Если в однопроцессорном режиме мы получали авост один раз в сутки, то в параллельном режиме при счете на нескольких десятках процессорах это время превращается в минуты. Были проанализированы причины авостности и выбраны два основных направления развития методики для повышения ее безавостности – комбинированные сетки и локальный отказ от лагран-

жесткости при счете на эйлерово-лагранжевых сетках. Опишем кратко работы по каждому из этих направлений.

Для решения задач газовой динамики могут использоваться подвижные (лагранжевы) или неподвижные (эйлеровы) регулярные расчетные сетки.

Использование лагранжевой аппроксимации, даже в расчетах одного направления двумерной разностной сетки, делает расчеты экономичными по числу необходимых узлов сетки и объему вычислений, результаты расчетов обладают высокой точностью, контактные границы раздела веществ отслеживаются автоматически. Но при использовании подвижных сеток возможны переклесты ячеек, приводящие к аварийным остановам, а при расчетах сильных вихревых течений может нарушаться требование односвязности области, рассчитываемой на регулярной сетке.

Эйлеровы расчетные сетки свободны от недостатков, связанных с подвижностью сеток, но имеют ряд особенностей. Главная особенность – необходимость отслеживания контактных границ веществ, не связанных с сеткой. Кроме того, при использовании лагранжевой сетки рассматриваемая область всегда аппроксимируется тем же самым количеством узлов сетки и, таким образом, начальная точность аппроксимации является таковой и в полном расчете. В случае эйлеровых сеток точность аппроксимации зависит от шага сетки по пространству, для получения результатов с хорошей точностью число ячеек должно быть достаточно большим (в разы превышать число ячеек лагранжевой сетки).

Ясно, что для многих задач не подходят идеально ни чисто лагранжев, ни чисто эйлеров метод расчета, а наилучшим способом расчета может оказаться некоторая комбинация аппроксимаций в переменных Эйлера и Лагранжа.

Опыт показывает, что в большинстве задач область счета можно разделить на подобласти, так чтобы для больших интервалов времени каждая подобласть наилучшим образом аппроксимировалась подвижной или неподвижной сеткой. Идея использовать сочетание аппроксимаций в переменных Эйлера и Лагранжа была предложена В. Ф. Нохом в 1964 г. [3]. Мы используем ортогональные прямоугольные эйлеровы сетки и подвижные регулярные эйлерово-лагранжевы сетки. Счет с применением таких сеток мы называем счетом на комбинированных сетках. Неподвижные ортогональные цилиндрические сетки используются в тех частях задачи, где в силу геометрии и (или) нерегулярного характера газодинамических течений сложно построить и поддерживать в процессе численного решения задачи регулярную подвижную расчетную сетку, либо в тех частях задачи, где подвижные сетки имеют особенность, например, центр.

Алгоритмы счета на комбинированных сетках рассмотрим на примере задачи о сильном взрыве [4]. В начальный момент времени в области радиусом 1 задана плотность 100, удельная внутренняя энергия 1000, вне сферы радиуса 1 плотность равна 1, удельная внутренняя энергия 0,001. Уравнение состояния в каждой области – идеальный газ. Под действием градиента давления в среде формируется расходящаяся ударная волна. Внутреннюю область будем аппроксимировать подвижной лагранжевой сферической сеткой, внешнюю область – неподвижной цилиндрической эйлеровой сеткой (рис. 1).

При старте задачи для каждой ячейки эйлеровой сетки пересчетом находится объем лагранжева вещества (вещества с лагранжевой сетки). Ячейки эйлеровой сетки распределяются по группам (см. рис. 2 и цветную вкладку):

1. Счетная ячейка (светло-голубой цвет). Полностью заполнена эйлеровым веществом.
2. Приграничная счетная ячейка (синий цвет). Также полностью заполнена эйлеровым веществом, является соседней с граничной ячейкой.
3. Граничная ячейка (коричневый цвет). Смешанная ячейка, содержащая два вещества, или полностью заполненная эйлеровым веществом, граничащая с чистой ячейкой, заполненной лагранжевым веществом.

4. Приграничная несчетная ячейка (красный цвет). Полностью заполнена лагранжевым веществом, является соседней с граничной ячейкой.

5. Несчетная ячейка (зеленый цвет). Полностью заполнена лагранжевым веществом, в расчетах не участвует.

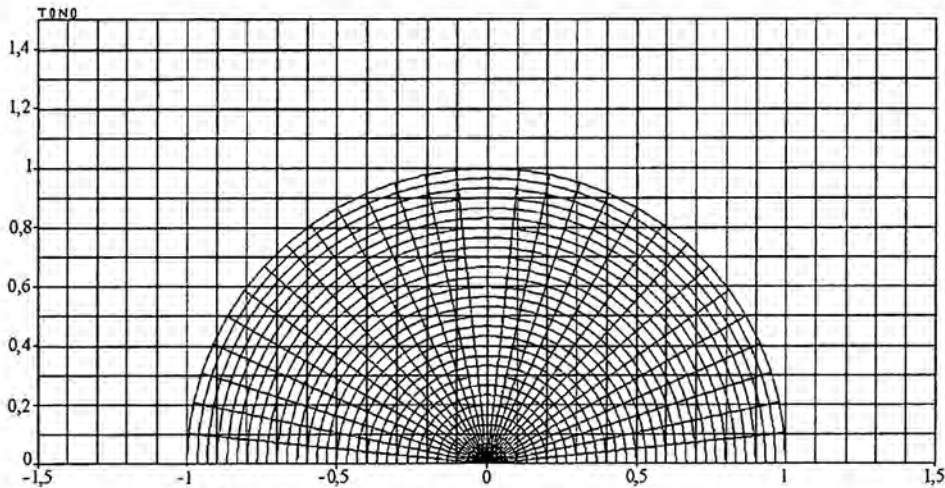


Рис. 1. Расчетная сетка на начальный момент времени

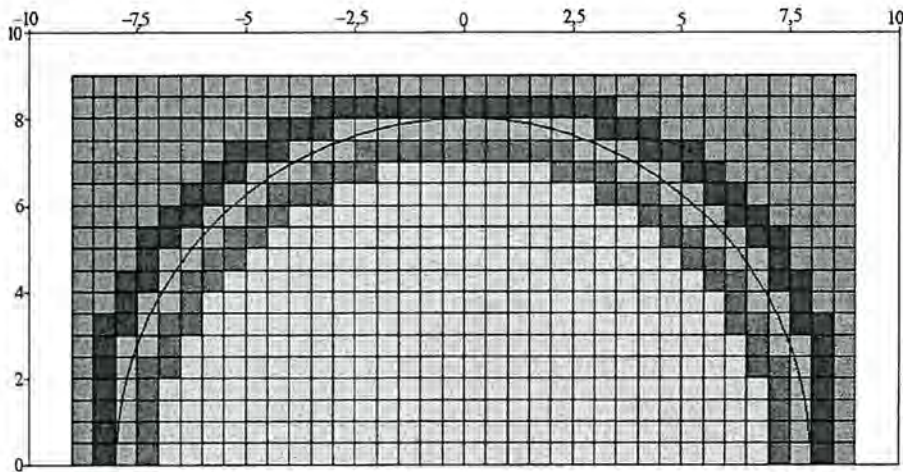


Рис. 2. Распределение ячеек эйлеровой сетки по группам

Таким образом, подвижная граница на эйлеровом фрагменте описывается непрерывным слоем граничных ячеек (возможно касание через угол ячеек), окруженным слоями приграничных счетных и несчетных ячеек (здесь касания возможны только через грани ячеек).

Это распределение рассчитывается один раз при старте пересчетом по всем ячейкам эйлеровой сетки. В процессе счета пересчеты проводятся только по граничным и приграничным ячейкам, ячейки могут переходить из одного типа в другой, при этом дополнительно происходит поддержание слоистой структуры слоев (непрерывный слой граничных ячеек окружен слоями счетных и несчетных ячеек).

Было разработано два варианта алгоритмов взаимодействия фрагментов.

В первом варианте передача давлений и скоростей из лагранжева фрагмента на эйлеров фрагмент осуществляется наложением сеток с помощью пересчета растровым методом, причем проецируемая на эйлеров фрагмент подвижная граница лагранжева фрагмента является контактной границей раздела веществ. Перетекание веществ через эту границу невозможно. Пересчет осуществляется для граничных и приграничных ячеек эйлерова фрагмента. При расчетах объема лагранжева вещества в ячейке эйлеровой сетки пересчитываются также и все другие необходимые компоненты: плотность, энергия, температура, давление и две составляющие импульса. По пересчитанным компонентам импульса лагранжева вещества проводится коррекция составляющих скоростей на эйлеровой сетке. Это делается в начале каждого временного шага. После этого проводится расчет процесса газодинамики стандартной программой.

В первом варианте на границу лагранжева фрагмента навязывается давление из эйлерова фрагмента. Делается это следующим образом. Лагранжева граница представлена в виде ломаной линии, на каждый отрезок этой линии необходимо навязать давление. Ищутся пересечения отрезков ломаной со всеми граничными ячейками эйлеровой сетки. Вклад ячейки определяется длиной отрезка пересечения, и далее искомое давление находится усреднением. Например, для отрезка AB на рис. 3 $P = \frac{P_1AC + P_2CD + P_3DE + P_4EB}{AB}$. В качестве давлений ячейки берется материальное давление эйлеровой компоненты.

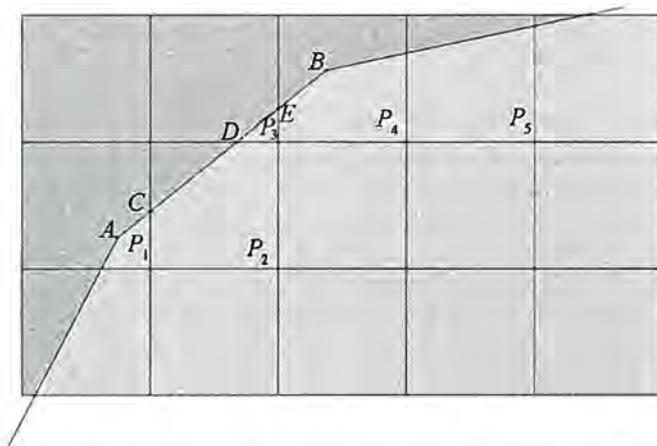


Рис. 3. Нахождение давлений, навязываемых на лагранжев фрагмент

Во втором варианте была предложена модифицированная схема передачи граничных условий, когда в лагранжевом фрагменте присутствует слой фиктивных ячеек, сеточные величины в которых рассчитываются пересчетом с эйлеровой сетки. Был предложен и опробован следующий алгоритм:

- в эйлерово-лагранжевом фрагменте добавляется фиктивная область, перекрывающая счетные ячейки эйлеровой сетки;
- на границу этой фиктивной области навязывается скорость, получаемая интерполяцией по ячейкам эйлерова фрагмента;
- схема передачи давлений и скоростей на эйлеров фрагмент остается без изменений.

В настоящее время проводится работа над дальнейшим совершенствованием алгоритмов взаимодействия подвижных и неподвижных фрагментов комбинированных сеток.

Другим перспективным направлением работ по повышению безаварийности методики является автоматический локальный отказ от лагранжевости при счете на эйлерово-лагранжевых сет-

ках. Исходно в методике РАМЗЕС-КП радиальное направление являлось чисто лагранжевым, что приводило к сильным искажениям расчетной сетки в задачах с большими деформациями границ раздела физических областей. Поэтому для улучшения безавстности методики были разработаны и программно реализованы алгоритмы локального отказа от лагранжевости радиального семейства расчетной сетки. Использование этих алгоритмов позволяет поддерживать сетку задачи в приемлемом для счета состоянии с помощью соблюдения критериев качества сетки. Кроме этого, если авостная ситуация все же возникает, происходит повторный пересчет временного шага с уменьшением его величины.

Использование этих алгоритмов значительно повысило безавстность программы (в некоторых случаях до проведения расчета за один заход), не ухудшив при этом точности. Такая безавстная технология сделала реальным проведение двумерных расчетов некоторых задач на сходимость.

Заключение

Представлено описание методики РАМЗЕС-КП для расчета движений многокомпонентных теплопроводных сред в эйлерово-лагранжевых координатах на параллельных вычислительных системах с распределенной памятью. Также представлены современные направления развития данной методики.

Список литературы

1. Софронов И. Д., Воронин Б. Л., Быков А. Н. и др. Методика и комплексы программ РАМЗЕС, РАМЗЕС-КП // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1999. Вып. 4.
2. Воронин Б. Л., Быков А. Н., Веселов Р. А. Реализация метода Янгса отслеживания контактных границ в трехмерном случае на ортогональных сетках // Там же. Вып. 3.
3. Нох В. Ф. СЭЛ – совместный эйлерово-лагранжев метод для расчета нестационарных двумерных задач. Academic Press, New York and London, 1964.
4. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1973. Т. I, II.

RAMZES-CP Technique for Solving of Spatial Multicomponent Heat Conduction Flows in Eulerian-Lagrangian Coordinates

A. N. Bykov, V. A. Veselov, B. L. Voronin, A. M. Erofeev

The paper discusses technique RAMZES-KP designed for computing spatial multi-component heat-conducting flows in Eulerian-Lagrangian coordinates on parallel distributed-memory computer systems.

УДК 519.6

Методика решения двумерного уравнения переноса на нерегулярных многоугольных сетках

А. Н. Москвин, В. А. Шумилин

Для решения двумерного уравнения переноса построена консервативная конечно-разностная схема на многоугольных пространственных сетках. Разностная схема строится в два этапа. На первом этапе промежуточные значения неизвестной функции в счетной ячейке находятся путем приближенного решения уравнения переноса вдоль характеристик. На втором этапе из уравнения баланса в ячейке находится корректирующий множитель, и все полученные значения неизвестной функции умножаются на этот множитель. Разработаны экономичные алгоритмы, реализующие метод бегущего счета на пространственных сетках, элементами которых являются произвольные многоугольники. Действенность методики иллюстрируется численными расчетами.

Введение

Построение разностных схем для решения двумерного уравнения переноса на нерегулярных пространственных сетках представляет большой интерес. Это обусловлено тем, что использование таких сеток при решении задач со сложной геометрией позволяет выбирать пространственную сетку экономичным образом.

В [1] сформулирован некоторый подход к построению консервативных разностных аппроксимаций двумерного уравнения переноса на многоугольных пространственных сетках. Важным свойством этого подхода является треугольность получаемого разностного оператора переноса в случае, когда все счетные ячейки являются выпуклыми.

В [2] построена консервативная разностная схема для двумерного уравнения переноса на нерегулярных пространственных сетках, образованных выпуклыми четырехугольниками. В схеме [2] сеточные значения введены в центрах и на ребрах ячеек сетки. Для замыкания системы сеточных уравнений применяются дополнительные соотношения, обеспечивающие либо первый, либо второй порядок аппроксимации в зависимости от числа освещенных сторон. Эта схема в течение ряда лет успешно применялась при решении широкого класса прикладных задач.

На основании результатов [1, 2] в работе [3] построена схема с расширенным шаблоном, в которой сеточные значения искомой функции определены одновременно в узлах, на ребрах и в центрах ячеек сетки. На определенном таким образом шаблоне введены дополнительные соотношения по пространственным переменным, которые обеспечивают второй порядок аппроксимации при любом варианте освещенности сторон четырехугольной ячейки. Схема обобщена для случая произвольных выпуклых многоугольников.

В данной работе для решения двумерного уравнения переноса строится консервативная конечно-разностная схема на многоугольных пространственных сетках. Сеточные значения вводятся в центрах и на ребрах ячеек сетки, в узлах вводятся вспомогательные значения. Разностная схема строится в два этапа. На первом этапе промежуточные значения неизвестной функции в счетной ячейке находятся путем приближенного решения уравнения переноса вдоль характери-

стик. На втором этапе из уравнения баланса в ячейке находится корректирующий множитель, и все полученные значения неизвестной функции умножаются на этот множитель. Как и в работах [2, 3] для выпуклых ячеек, система сеточных уравнений является треугольной, что позволяет реализовать метод бегущего счета для любого направления освещенности. Для случая невыпуклых ячеек разработаны специальные алгоритмы, при этом обращено особое внимание на их экономичность. Действенность методики иллюстрируется численными расчетами.

Постановка задачи

Рассмотрим нестационарное двумерное кинетическое уравнение переноса нейтронов для осесимметричной геометрии в многогрупповом приближении. В цилиндрической системе координат при использовании записи в дивергентной форме это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{v_i} \right) + LN_i + \alpha N_i = F_i; \quad (1)$$

$$LN_i(z, r, \mu, \varphi) = \frac{\partial}{r \partial r} \left(r \sqrt{1 - \mu^2} \cos \varphi N_i \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu N_i) - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\sqrt{1 - \mu^2}}{r} \sin \varphi N_i \right);$$

$$F_i(z, r) = \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{j=1}^{i1} \beta_{ij} n_j^{(o)} + Q_i \right); \quad n_j^{(o)} = \int_{-1}^1 d\mu \int_0^\pi N_i d\varphi.$$

Здесь i – номер энергетической группы ($i = 1, 2, \dots, i1$); r, z – цилиндрические координаты положения частицы (r – расстояние от точки нахождения частицы до оси \vec{Z} ; z – координата частицы вдоль оси \vec{Z}); $\vec{\Omega}(\mu, \varphi)$ – единичный вектор в направлении полета частицы; $\mu = \cos \theta$, θ – угол между вектором $\vec{\Omega}$ и осью \vec{Z} ; φ – угол между проекцией вектора $\vec{\Omega}$ на плоскость, проходящую через точки (r, z) перпендикулярно оси \vec{Z} , и вектором этой плоскости, направленным из точки оси \vec{Z} к рассматриваемой точке; $\alpha_i(t, r, z)$, $\beta_{ij}(t, r, z)$ ($i = 1, 2, \dots, i1; j = 1, 2, \dots, i1$) – коэффициенты поглощения и размножения частиц; $v_i(t, r, z)$ – скорость частиц группы i ; $N_i(t, r, z, \mu, \varphi)$ – поток частиц группы i в точке (t, r, z) , летящих в направлении $\vec{\Omega}$; $Q_i(t, r, z)$ – независимый источник частиц группы i .

Уравнение (1) требуется решить в области фазового пространства $D = \{(r, z) \in L, -1 \leq \mu \leq 1, 0 \leq \varphi \leq \pi\}$, где L – сечение тела вращения плоскостью, проходящей через ось \vec{Z} .

На внешней поверхности при $\left(\vec{\Omega} \vec{n} \right) < 0$ (\vec{n} – внешняя нормаль к образующей Γ) задается входящий поток частиц:

$$N_i(t, r, z, \mu, \varphi) \Big|_{(r, z) \in \Gamma} = \psi_i(t, r, z, \mu, \varphi) \Big|_{(r, z) \in \Gamma},$$

где ψ_i – заданные функции.

Наряду с уравнением (1) рассматриваются уравнения для случая $r = 0$ и $\varphi = \pi$:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} N_i \Big|_{r=0} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{v_i} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\sqrt{1 - \mu^2} N_i \right) + \mu \frac{\partial}{\partial z} N_i + \alpha_i N_i = F_i. \quad (3)$$

Уравнения (2) и (3) в дальнейшем используются как дополнительные (внутренние) граничные условия.

Система уравнений (1) решается итерациями по интегралу столкновений. В дальнейшем для простоты изложения рассматривается уравнение для одной группы с известной правой частью (индексы номера итерации и номера группы опущены).

Аппроксимация по угловым переменным и времени

Аппроксимация по угловым переменным и времени строится аналогично [2, 4].

На интервале $-1 \leq \mu \leq 1$ выберем узловые значения $\mu_m, m = 1, 2, \dots, \bar{m}$. Для каждого значения μ_m интервал изменения переменной $\varphi \in [\pi, 0]$ разобьем на подынтервалы $\varphi_{q-1, m} \geq \varphi \geq \varphi_{q, m}, q = 1, 2, \dots, \bar{q}_m$, где $\varphi_{0, m} = \pi, \varphi_{\bar{q}_m, m} = 0$ и точка $\varphi = \pi/2$ являются узловыми точками.

Уравнение (1) на интервалах $(\varphi_{q-1}, \varphi_q)$ при заданном μ_m аппроксимируется следующими разностными уравнениями:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta t} \left[\left(\frac{N}{v} \right)_{m, q-1/2}^{n+1} - \left(\frac{N}{v} \right)_{m, q-1/2}^n \right] + \frac{\partial}{r \partial r} \left(r \sqrt{1 - \mu_m^2} \cos \bar{\varphi}_q N_{m, q-1/2} \right)^{n+\gamma} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_m N_{m, q-1/2} \right)^{n+\gamma} - \\ & - \frac{1}{r} \sqrt{1 - \mu_m^2} \sin \varphi_q \frac{N_{m, q}^{n+\gamma}}{\Delta \varphi_q} + \frac{1}{r} \sqrt{1 - \mu_m^2} \sin \varphi_{q-1} \frac{N_{m, q-1}^{n+\gamma}}{\Delta \varphi_q} + \alpha N_{m, q-1/2}^{n+\gamma} = F^{n+\gamma}, \quad (4) \\ & m = 1, 2, \dots, \bar{m}, \quad q = 1, 2, \dots, \bar{q}_m, \end{aligned}$$

где $\Delta \varphi_q = \varphi_{q-1} - \varphi_q, \quad \cos \bar{\varphi}_q = \frac{1}{\varphi_q - \varphi_{q-1}} \int_{\varphi_{q-1}}^{\varphi_q} \cos \varphi d\varphi = \frac{\sin \varphi_q - \sin \varphi_{q-1}}{\varphi_q - \varphi_{q-1}}.$

Для замыкания уравнения по переменной φ применяется следующее дополнительное соотношение:

$$N_{m, q-1/2} = \eta N_{m, q} + (1 - \eta) N_{m, q-1}, \quad (0, 5 \leq \eta \leq 1). \quad (5)$$

Рассмотрим на оси времени t два соседних момента t^n и t^{n+1} . Производная по времени в (1) аппроксимируется следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N}{v} \right) = \frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t^{n+1}}, \quad (6)$$

где $\Phi(t, r, z, \mu, \varphi) = \frac{N}{v}, \quad \Delta t^{n+1} = t^{n+1} - t^n.$

Все величины, зависящие от r и z , при аппроксимации по времени полагаем заданными на момент времени $t^{n+\gamma} = (1-\gamma)t^n + \gamma t^{n+1}$, ($0,5 \leq \gamma \leq 1$). Дополнительное соотношение по времени представляет собой функциональное равенство

$$\frac{N^{n+\gamma}}{\nu} = \gamma \Phi^{n+1} + (1-\gamma) \Phi^n. \quad (7)$$

Отметим, что на момент времени t^n нет необходимости определять значения N^n , достаточно иметь значения функции $\Phi^n(r, z, \mu, \varphi) = \frac{N^n}{\nu}$, которые и являются начальными данными для уравнения (1) на данном счетном шаге. Подставляя (5)–(7) в (4), получаем систему уравнений для функции $N(t, r, z, \mu, \varphi)$ на момент времени $t^{n+\gamma}$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{r \partial r} \left(r \sqrt{1-\mu^2} \cos \varphi N_i^{n+\gamma}(r, z, \mu, \varphi) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu N_i^{n+\gamma}(r, z, \mu, \varphi) \right) - \\ & - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{r} \sqrt{1-\mu^2} \sin \varphi N_i^{n+\gamma}(r, z, \mu, \varphi) \right) + \left(\alpha + \frac{1}{\nu \gamma \Delta t} \right) \Delta V N_i^{n+\gamma}(r, z, \mu, \varphi) = \quad (8) \\ & = \Delta V \left(F(r, z) + \frac{\Phi^n(r, z, \mu, \varphi)}{\gamma \Delta t} \right). \end{aligned}$$

Аппроксимация по пространственным переменным

Область L покрываем многоугольниками. Введем сеточные значения функции $N(t, r, z, \mu, \varphi)$ на ребрах – $N_{(k, k+1)}$ и в центрах многоугольников – N_0 .

Для построения конечно-разностной схемы используем интегроинтерполяционный метод [5] и метод дополнительных соотношений [2, 4]. Умножим уравнение (8) на элемент фазового объема $r dr dz d\varphi$ и проинтегрируем по счетной ячейке, представляющей собой прямую призму, в основании которой лежит многоугольная ячейка (рис. 1).

Переходя по формулам Гаусса – Остроградского к интегрированию по граням и применяя теорему о среднем, получаем

$$\sum_{k=1}^{\bar{k}} \chi_k N_{(k, k+1)} + N_q \chi_q - N_{q-1} \chi_{q-1} + \left(\alpha + \frac{1}{\nu \gamma \Delta t} \right) \Delta V N_0 = \Delta V \left(F + \frac{N^n}{\nu \gamma \Delta t} \right). \quad (9)$$

Здесь \bar{k} – число сторон многоугольника; $N_{(k, k+1)}$ – значения $N(t, r, z, \mu, \varphi)$ на боковых гранях призмы ($N_{(\bar{k}, \bar{k}+1)} \equiv N_{(\bar{k}, 1)}$); N_q и N_{q-1} – значения $N(t, r, z, \mu, \varphi)$ на нижнем и верхнем основаниях призмы; N_0 – значение $N(t, r, z, \mu, \varphi)$ в центре;

$$\begin{aligned} \chi'_k &= \mu_m (r_{k+1} - r_k) - \sqrt{1-\mu_m^2} \cos \bar{\varphi}_q (z_{k+1} - z_k); \quad \chi_k = \frac{r_k + r_{k+1}}{2} \chi'_k, \quad r_{\bar{k}+1} \equiv r_1, \quad z_{\bar{k}+1} \equiv z_1; \\ \chi_{q-1} &= \frac{\sqrt{1-\mu_m^2} \sin \varphi_{q-1} dS}{\varphi_{q-1} - \varphi_q}; \quad \chi_q = \frac{\sqrt{1-\mu_m^2} \sin \varphi_q dS}{\varphi_{q-1} - \varphi_q}, \end{aligned}$$

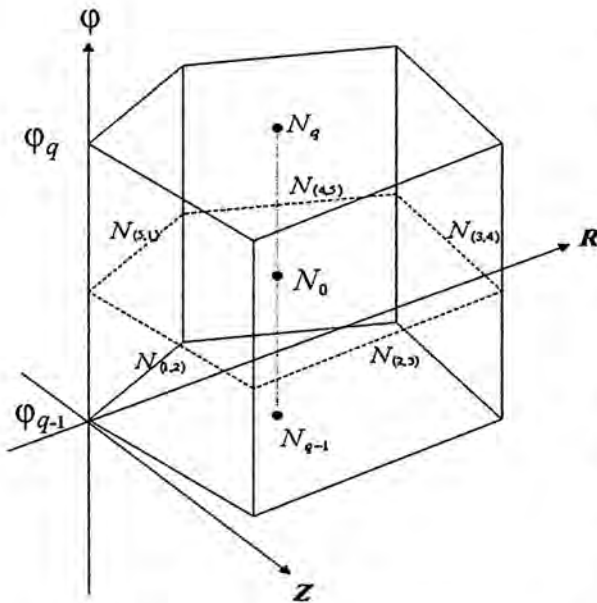


Рис. 1. Отдельные сеточные значения функции $N(t, r, z, \mu, \varphi)$

где $dS = \iint dzdr$ – площадь счетной ячейки в плоскости (R, Z) ; $\Delta V = \iint rdzdr$ – элемент объема ячейки, представляющий собой тор с осью симметрии \vec{Z} , сечение которого в плоскости (R, Z) является многоугольной ячейкой.

Важным этапом конструирования схем на многоугольных сетках является построение дополнительных соотношений по пространственным переменным. Необходимо, чтобы при любых направлениях μ_m и $\varphi_{q,m}$, т. е. при любых вариантах освещенности, они приводили к невырожденной системе сеточных уравнений и при этом на гладких решениях имелась возможность аппроксимации соответствующих алгебраических тождеств со вторым или близким ко второму порядком точности.

Разностная схема строится в два этапа. На первом этапе промежуточные значения неизвестной функции на неосвещенном контуре

многоугольника и в его центре находятся путем приближенного решения уравнения переноса вдоль характеристик. На втором этапе из уравнения баланса нейтронов в ячейке (9) находится корректирующий множитель, и все полученные в ячейке значения функции умножаются на этот множитель.

Поясним это на примере решения уравнения переноса в выпуклой многоугольной ячейке, изображенной на рис. 2.

Для указанного направления $\vec{\Omega}$ известными по пространственным переменным являются значения функции $N_{(i,j)}$ на соответствующих сторонах (i, j) , $i = \overline{1,5}$, $j = \overline{2,6}$.

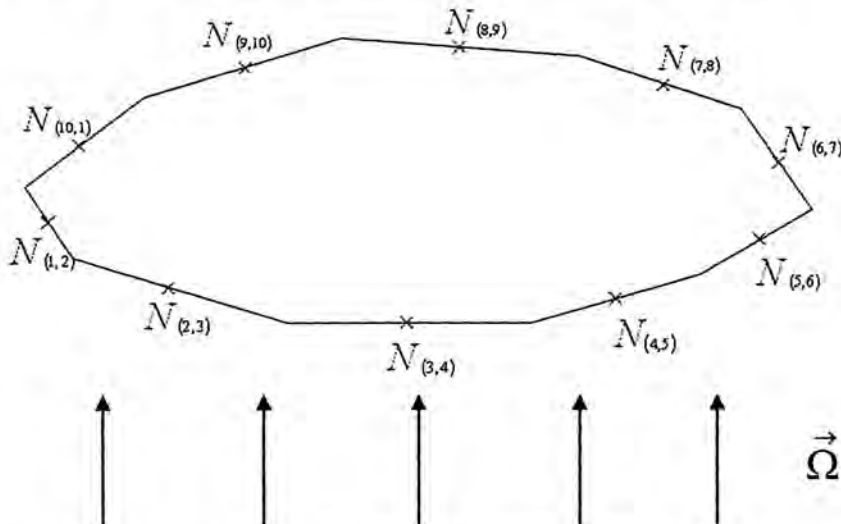


Рис. 2. Выпуклый десятиугольник

Требуется найти: 1) значения функции N_0 в центре ячейки; 2) значения функции $N_{(i,j)}$ на сторонах (i, j) , $i = \overline{6,10}$, $j = \overline{7,10(1)}$.

Для замыкания системы уравнений в данной ячейке для данного направления необходимо использовать шесть дополнительных соотношений по пространству. Решение в центре ячейки будем определять как среднеарифметическое значение функции N на всех боковых сторонах

$$N_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_{(i, i+1)}, \quad (10)$$

где n – число сторон в многоугольнике.

Оставшиеся пять дополнительных соотношений получим с учетом следующих соглашений. Решение вдоль характеристик для искомой функции в центрах «темных» сторон может быть записано в виде

$$N_{(k,k+1)} = \left(1 + d \ell_{(k,k+1)}\right) N^P_{(k,k+1)}, \quad (11)$$

где d – линейный коэффициент размножения (поглощения) нейтронов вдоль характеристики; $\ell_{(k,k+1)}$ – расстояние от центра темной стороны $(k, k + 1)$ до ее проекции на освещенный контур многоугольника; $N^P_{(k,k+1)}$ – проекция функции на освещенный контур многоугольника, которая может быть получена путем линейной интерполяции соответствующих узловых значений стороны, куда «падает» проекция. Для этого на освещенном контуре многоугольника введем в наш шаблон значения функции $N(t, r, z, \mu, \varphi)$ в узлах ячейки (рис. 3).

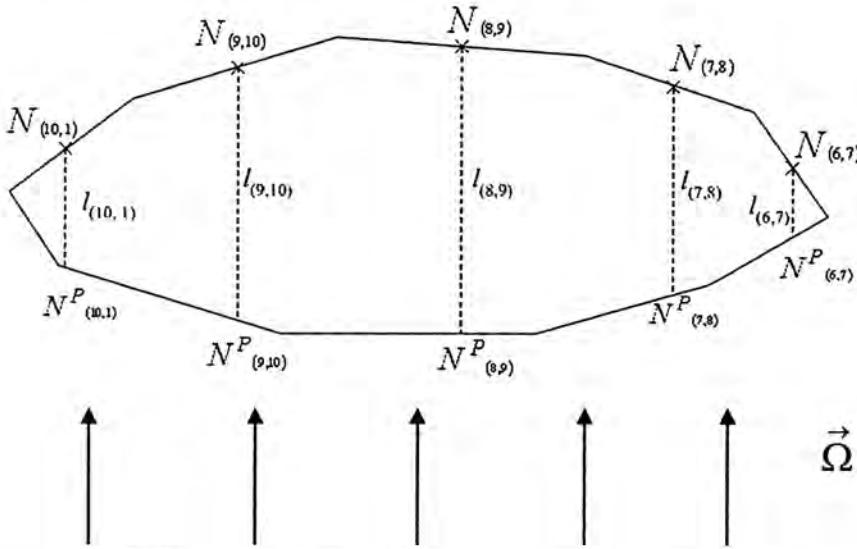


Рис. 3. Построение проекций для середин неосвещенных сторон

Отметим одно важное обстоятельство. Для определения освещенной стороны, куда падает проекция вдоль характеристики из центра неосвещенной стороны (для определенности обозначим ее через $P_{(k,k+1)}$), можно воспользоваться следующим алгоритмом:

1) определяем точку отсчета для набора сумм коэффициентов освещенности (для рассматриваемого примера пусть это будет узел с номером 1);

- 2) считаем сумму $\sum_{\text{тснн}} \chi'(P_{(k,k+1)})$ коэффициентов χ' неосвещенных сторон, начиная от точки отсчета и кончая предыдущим темным узлом, плюс половина χ' для текущей стороны;
- 3) набираем сумму коэффициентов χ' для освещенных сторон, начиная от точки отсчета, в обратном направлении до выполнения условия $\left(\sum_{\text{свст}} \chi' \sum_{\text{тснн}} \chi'(P_{(k,k+1)}) \right) \left(\sum_{\text{свст}}^{m+1} \chi' \sum_{\text{тснн}} \chi'(P_{(k,k+1)}) \right) \leq 0$.

Геометрическая интерпретация описанного выше алгоритма представлена на рис. 4.

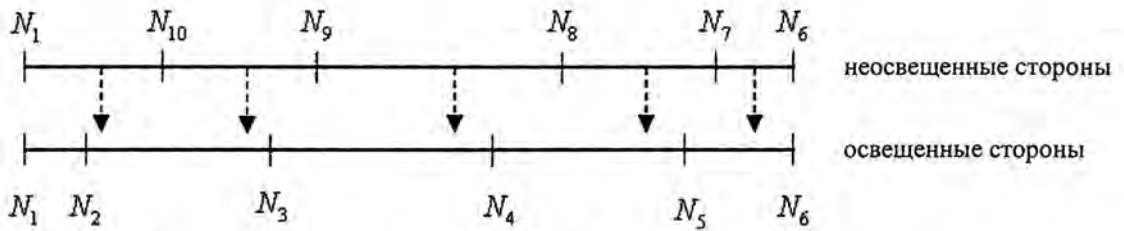


Рис. 4. Геометрическая "интерпретация" алгоритма поиска освещенной стороны, куда попадает проекция

Заметим также, что, учитывая значения сумм коэффициентов освещенности на темных и светлых сторонах, легко посчитать значение функции в точке пересечения характеристики с соответствующей освещенной стороной. На примере рис. 4 видно, что результатом $\sum_{\text{темн}} \chi'(\text{сторона } (9, 10)) - \sum_{\text{свст}} \chi'(2 \text{ узел})$ будет один из коэффициентов линейной комбинации узловых значений стороны (2, 3). Поступая аналогично и для второго коэффициента, получаем

$$N_{(9,10)}^P = N_3 \frac{\sum_{\text{темн}} \chi'(\text{сторона } (9, 10)) - \sum_{\text{свст}} \chi'(2 \text{ узел})}{\chi'_{(2,3)}} + N_2 \frac{\sum_{\text{свст}} \chi'(3 \text{ узел}) - \sum_{\text{темн}} \chi'(\text{сторона } (9, 10))}{\chi'_{(2,3)}}$$

Относительно вычисления параметра $\ell_{(k,k+1)}$ можно сказать следующее. Вместо реальной длины, которая может быть вычислена с использованием корня квадратного, можно использовать прирост по одной из координат осей. Адекватность такой замены вытекает из подобия треугольников.

Таким образом, отметим, что приведенные выше замечания существенным образом уменьшают трудоемкость представляемой схемы.

Подставляя (11), (10) в (9), для рассматриваемой ячейки получаем выражение для параметра d :

$$d \left\{ \sum_{k=6}^{10} \ell_{(k,k+1)} N_{(k,k+1)}^P \chi_k + \left(\frac{\chi_q}{\eta} + \left(\alpha + \frac{1}{\nu \gamma \Delta t} \right) \Delta V \right) \frac{1}{10} \sum_{k=6}^{10} \ell_{(k,k+1)} N_{(k,k+1)}^P \right\} =$$

$$= \Delta V \left(F + \frac{N^n}{\nu \gamma \Delta t} \right) - \sum_{k=1}^5 N_{(k,k+1)} \chi_k - \sum_{k=6}^{10} N_{(k,k+1)}^P \chi_k - \left(\frac{\chi_q}{\eta} + \left(\alpha + \frac{1}{\nu \gamma \Delta t} \right) \Delta V \right) \times,$$

$$\times \left(\frac{1}{10} \sum_{k=1}^5 N_{(k,k+1)} + \frac{1}{10} \sum_{k=6}^{10} N_{(k,k+1)}^P \right) - N_{q-1} \left(\frac{\chi_q (1-\eta)}{\eta} - \chi_{q-1} \right)$$

или в общем случае

$$\begin{aligned}
 & d \left\{ \sum_{\text{ТМН}} \ell_{(k,k+1)} N^P_{(k,k+1)} \chi_k + \frac{1}{n} \left(\sum_{\text{ТМН}} \ell_{(k,k+1)} N^P_{(k,k+1)} \right) \left(\frac{\chi_q}{\eta} + \left(\alpha + \frac{1}{\nu \gamma \Delta t} \right) \Delta V \right) \right\} = \\
 & = \Delta V \left(F + \frac{N^n}{\nu \gamma \Delta t} \right) - \sum_{\text{СВСТ}} N_{(k,k+1)} \chi_k - \sum_{\text{ТМН}} N^P_{(k,k+1)} \chi_k - \left(\frac{\chi_q}{\eta} + \left(\alpha + \frac{1}{\nu \gamma \Delta t} \right) \Delta V \right) \times \\
 & \quad \times \left(\frac{1}{n} \sum_{\text{СВСТ}} N_{(k,k+1)} + \frac{1}{n} \sum_{\text{ТМН}} N^P_{(k,k+1)} \right) - N_{q-1} \left(\frac{\chi_q (1-\eta)}{\eta} - \chi_{q-1} \right). \quad (12)
 \end{aligned}$$

Определив значение параметра d , из (11) найдем все искомые значения функции в центрах темных сторон и далее по формуле (10) – значение функции в центре многоугольной ячейки.

Особое внимание уделено вопросам построения экономичных алгоритмов преобразования матрицы системы алгебраических уравнений, получающихся в результате замены на многоугольниках дифференциального уравнения разностным, в треугольный вид (так называемых алгоритмов упорядочивания многоугольников в области).

В работе [1] возможность упорядочивания доказана для выпуклых многоугольников. В общем случае элементами рассматриваемой авторами пространственной сетки могут являться как выпуклые, так и невыпуклые многоугольники.

Пусть в области содержится несколько невыпуклых многоугольников. Выделим локальные подобласти, которые состоят из невыпуклого многоугольника и соседних с ним многоугольников. Если в таких подобластях, например, воспользовавшись геометрическими перестроениями, избавиться от невыпуклых многоугольников, то можно будет привести рассматриваемую систему к условиям теоремы, доказанной в [1] (рис. 5).

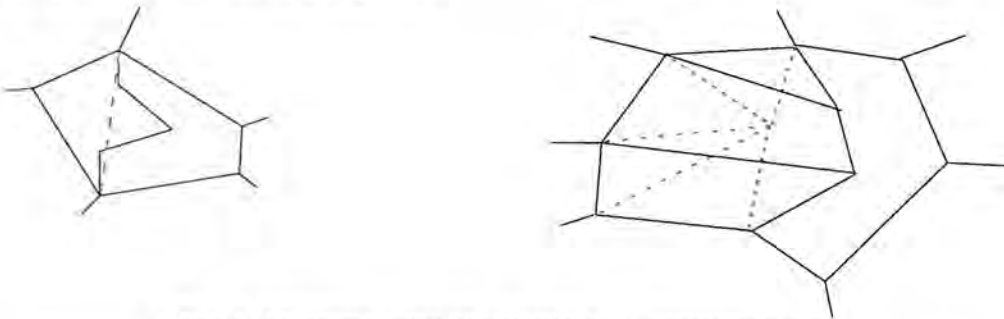


Рис. 5. Алгоритм ухода от невыпуклых многоугольников

Следовательно, если для каждой из определенных таким образом подобластей с невыпуклыми многоугольниками (рис. 6) предложить специальные алгоритмы упорядочивания, то поставленную задачу можно решить в целом.

Теперь обратимся к вопросам экономичности алгоритмов упорядочивания.

Напомним, что для выбранного направления полета частиц уравнение переноса можно численно решать в тех многоугольниках, которые на текущий момент имеют на всех освещенных сторонах известные значения функции $N(t, r, z, \mu, \varphi)$. Нетрудно заметить, что процедура поиска разрешимых многоугольников может приводить к значительным временным затратам.

Для нерегулярных сеток разработан специальный алгоритм упорядочивания многоугольников. Информация о ячейках, у которых освещена хотя бы одна сторона, заносится в стек, а по мере их разрешения эта информация удаляется из стека. Проверка на разрешимость конкретной ячейки сводится к проверке на равенство нулю одного параметра. Предложенный алгоритм упорядочивания является весьма экономичным и практически не сказывается на общих трудозатратах.

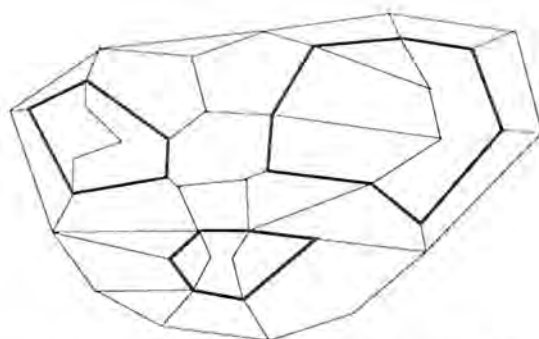


Рис. 6. Выделение локальных подобластей, содержащих невыпуклые ячейки

Примеры расчетов

Задача 1. Рассматривается цилиндр с параметрами $0 \leq r \leq 1$, $0 \leq z \leq 2$, $\alpha = 1,34$, $\beta = 2,25$, $\rho = 1$, $Q = 0$. Требуется определить собственный параметр λ_0 – постоянную изменения нейтронов по времени [2].

Для расчета данной задачи выбирались пространственные сетки двух типов (рис. 7).

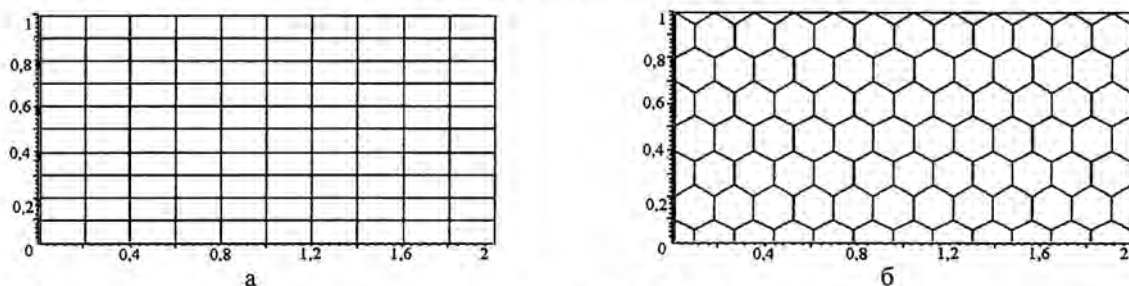


Рис. 7. Пространственные сетки для расчета задачи 1: а – прямоугольная; б – шестиугольная

Расчеты проводились на измельчающихся пространственных сетках. Угловые сетки для расчета данной задачи варьировались. Число интервалов по переменной μ бралось равным 6 (24 направления полета частиц), 12 (84 направления полета частиц), 24 (312 направлений полета частиц), 48 (1200 направлений полета частиц).

В табл. 1 приведены значения параметра λ_0 в зависимости от угловых и пространственных четырехугольных сеток, в табл. 2 – в зависимости от угловых и пространственных шестиугольных сеток.

Таблица 1

Параметр λ_0 на четырехугольных (прямоугольных) пространственных сетках

Число интервалов по μ	Размер ячеек по r (h)			
	0,1	1/2	1/4	1/8
6	0,162753	0,164256	0,164631	0,164724
12	0,150734	0,15222	0,15259	0,152683
24	0,146903	0,148393	0,148762	0,148854
48	0,145817	0,147295	0,147664	0,147756

Таблица 2

Параметр λ_0 на шестиугольных пространственных сетках

Число интервалов по μ	Длина стороны шестиугольника l			
	0,1	0,07	0,035	0,0175
6	0,16219	0,16407	0,16464	0,164835
12	0,150546	0,152302	0,152821	0,15292
24	0,146242	0,147957	0,148874	0,149012
48	0,14480	0,145054	0,146106	0,147558

За точные значение λ_T для заданного числа интервалов по μ примем значения, полученные для расчета на прямоугольной сетке $\lambda_T = \lambda_n + ah^2$, где h – линейный размер счетной ячейки. Имеем $\lambda_T^6 = 0,164755$, $\lambda_T^{12} = 0,152714$, $\lambda_T^{24} = 0,148885$, $\lambda_T^{48} = 0,147787$.

В табл. 3 приведены погрешности $\lambda_T - \lambda$ для всех расчетов.

Таблица 3

Погрешности для всех расчетов

Сетка	Число интервалов по μ	$\lambda_T - \lambda_h$	$\lambda_T - \lambda_{h/2}$	$\lambda_T - \lambda_{h/4}$	$\lambda_T - \lambda_{h/8}$
Прямоугольная	6	0,002007	0,000504	0,000129	$3,6 \cdot 10^{-05}$
	12	0,001976	0,00049	0,00012	$2,7 \cdot 10^{-05}$
	24	0,001987	0,000497	0,000128	$3,6 \cdot 10^{-05}$
	48	0,001973	0,000495	0,000126	$3,4 \cdot 10^{-05}$
		$\lambda_T - \lambda_{l=0,1}$	$\lambda_T - \lambda_{l=0,07}$	$\lambda_T - \lambda_{l=0,035}$	$\lambda_T - \lambda_{l=0,0175}$
Шестиугольная	6	0,00257	0,00069	0,00012	$-7,5 \cdot 10^{-05}$
	12	0,002164	0,000408	-0,00011	-0,00021
	24	0,002648	0,000933	$1,6 \cdot 10^{-05}$	-0,00012
	48	0,00299	0,002736	0,001684	0,000232

Как видно из табл. 3, в расчете на прямоугольных сетках имеет место сходимость по пространственным сеткам с порядком не ниже второго. Расчеты на шестиугольных сетках по точности близки к расчетам на прямоугольных сетках.

Задача 2. Эта задача – расчет параметра $k_{эф}$ в четырехгрупповом приближении [6].

Рассматривается горизонтальный разрез верхней половины трехмерного реактора SNR-300, где 1, 2 – делящиеся материалы; 3 – отражатель; 5, 6 – регулирующие стержни.

Для расчета данной задачи выбирались пять пространственных сеток, четыре из которых приведены на рис. 9, а пятая сетка L_{48} была получена из первой путем разбиения стороны правильного шестиугольника на 4 равные части.

Во всех расчетах взято 6 интервалов по μ (24 направления полета нейтронов). В табл. 4 представлены результаты расчетов.

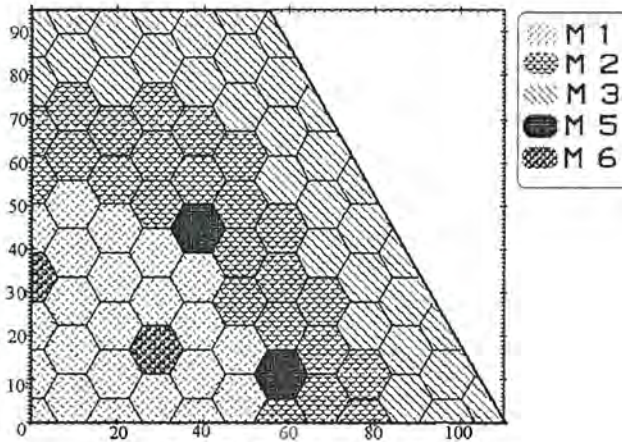


Рис. 8. Геометрия задачи 2

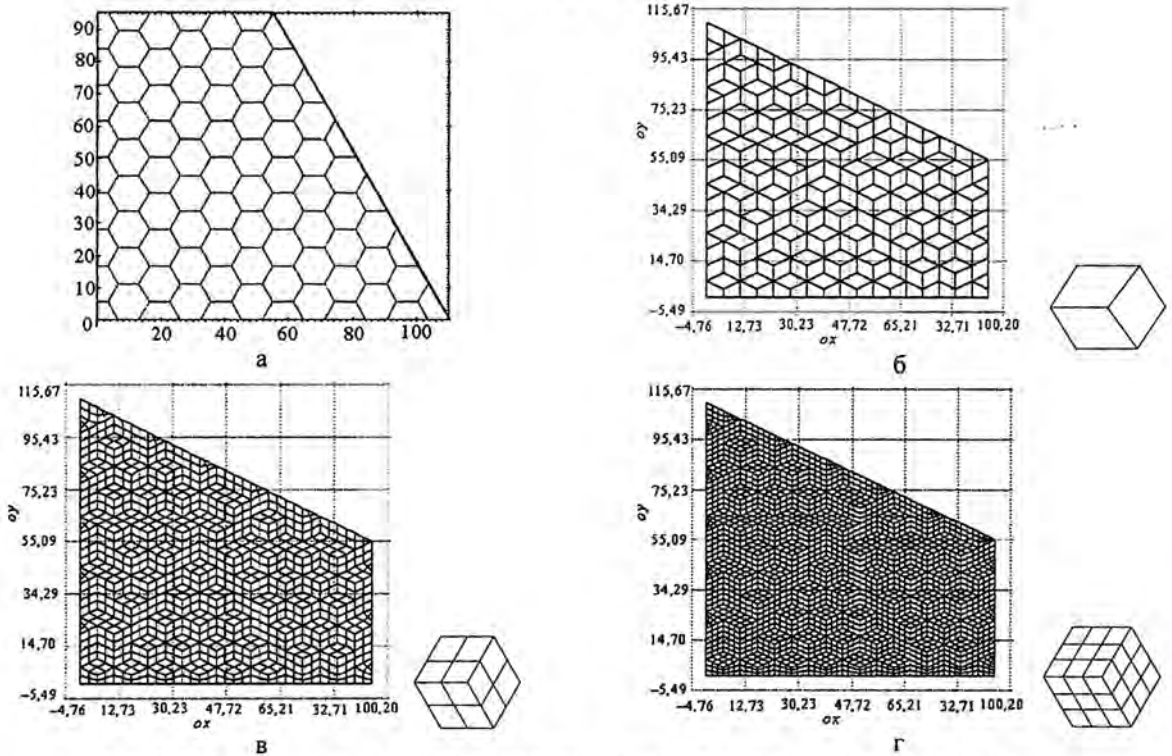


Рис. 9. Пространственные сетки для расчета задачи 2: а – шестиугольная сетка; б – сетка L_3 ; в – сетка L_{12} ; г – сетка L_{27}

Таблица 4

Значения параметра $k_{эф}$

Сетка	$k_{эф}$
Шестиугольная	1,13035
L_3	1,13171
L_{12}	1,13337
L_{27}	1,13362
L_{48}	1,13368

Как видно из табл. 4, в расчетах наблюдается сходимость по пространственным переменным (пространственная сетка в расчетах является нерегулярной). Результаты расчетов по программе хорошо согласуются с результатами, приведенными в работе [6].

Заключение

Первый вариант методики был создан в 1995 г. в рамках проекта МНТЦ № 67.

За время эксплуатации были проведены некоторые усовершенствования схемы и алгоритмов. Практический опыт использования подтвердил эффективность применения методики решения уравнения переноса на многоугольных пространственных сетках. Особенно это проявляется в решении задач со сложной геометрией, имеющих локальные мелкомасштабные подобласти, в которых применение многоугольных ячеек позволяет строить сетку экономичным образом.

Список литературы

1. Трошиев В. Е. О классах сеток, допускающих консервативные аппроксимации двумерного оператора переноса треугольным разностным оператором // Журнал вычисл. мат. и мат. физики. 1976. Т. 16, № 3. С. 793–797.
2. Трошиев В. Е., Шумилин В. А. Разностная схема решения двумерного уравнения переноса на нерегулярных четырехугольных сетках // Там же. 1986. Т. 26, № 2. С. 230–241.
3. Плетенева Н. П., Шагалиев Р. М. Аппроксимация двумерного уравнения переноса на четырехугольных и многоугольных пространственных сетках по разностной схеме с расширенным шаблоном // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1989. Вып. 3. С. 34–41.
4. Елесин В. А., Трошиев В. Е., Федянин В. Н., Юдинцев В. Ф. Численная методика и организация программы для решения многогруппового нестационарного кинетического уравнения // Комплексы программ математической физики. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1972. С. 18–23.
5. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.
6. Buckel G., Kufner K., Stehle B. Benchmark calculation for a sodium-cooled breeder reactor by two- and three-dimensional diffusion methods // Nucl. Sci. and Eng. 1977. N 64. P. 75–89.

The Technique for Solving the 2D Transport Equation Using Irregular Polygonal Grids

A. N. Moskvina, V. A. Shumilin

A conservative finite difference scheme for polygonal spatial grids has been constructed to solve the 2D transport equation. The difference scheme is constructed in two phases. During the first phase temporary values of the unknown function in a computational cell are to be found by approximately solving the transport equation along characteristics. During the second phase the balance equation is used to find the correction factor and all the obtained values of the unknown function are multiplied by this factor. There have been developed cost-efficient algorithms implementing the sweep method using spatial grids which components are polygons of arbitrary shapes. The technique serviceability is demonstrated using the results of numerical simulations.

УДК 519.6

Решение многомерных задач механики сплошных сред на неструктурированных лагранжевых сетках

Рассматриваются вопросы о возможности применения неструктурированных лагранжевых сеток для решения многомерных задач механики сплошных сред с большими сдвиговыми деформациями и вихревыми течениями. Приводится краткое описание трех численных методик, базирующихся на методе конечных разностей, для решения задач механики сплошных сред на многогранных неструктурированных лагранжевых сетках. Приводятся примеры численных расчетов модельных задач.

С. С. Соколов, И. Д. Софронов,
В. В. Рассказова, О. И. Бутнев,
А. И. Панов, В. Н. Мотлохов,
Б. М. Жогов, С. Г. Волков,
А. А. Воропинов, И. Г. Новиков,
В. А. Пронин, И. В. Соболев,
А. В. Ялозо

Введение

Для численного решения нестационарных задач механики сплошных сред широкое распространение получили конечно-разностные методы. Уже в середине 50-х годов были разработаны первые методики, способные численно решать задачи газодинамики в двумерной постановке. По мере развития вычислительной техники начали разрабатываться и методики для численного моделирования трехмерных течений, которые являлись обобщением двумерных методик на трехмерный случай. В основном численные методики для расчета двумерных течений сплошных сред используют регулярные четырехугольные сетки, а для трехмерных течений – регулярные шестигранные сетки. При этом решение задач с небольшими деформациями материалов обычно проводится на лагранжевых сетках, а решение задач с большими сдвиговыми деформациями материалов и струйными течениями – на эйлеровых или лагранжево-эйлеровых сетках. Более широкое использование регулярных сеток для решения задач механики сплошных сред связано с достаточно высокой экономичностью и простотой алгоритмов счета.

Начало работ по созданию методик на неструктурированных лагранжевых сетках было положено в середине 60-х годов И. Д. Софроновым с указанием практической значимости использования такого подхода [1]. Сетки в виде многоугольников и многогранников произвольной конфигурации позволяют снять ряд трудностей при построении начальной сетки, которые присущи регулярным сеткам, намного упрощая способы построения начальных сеток с заданными свойствами в областях сложной формы. Методики на неструктурированных сетках позволяют вводить аппарат локальной перестройки сетки как с изменением общего количества точек, так и с

изменим количества соседства точек. Это позволяет расширять возможности проведения расчетов с большими сдвиговыми деформациями вещества в лагранжевых переменных. Поэтому при решении задач со сложной геометрией, плохо описываемых с применением матричной сетки, в задачах с большими сдвиговыми деформациями и струйными течениями, целесообразней применять методики с неструктурированными сетками. Кроме того, точность расчетов, выполненных в лагранжевых переменных, как правило, превышает точность расчетов с тем же числом точек, выполненных в эйлеровых переменных. На базе неструктурированных многоугольных сеток во ВНИИЭФ были созданы методики ДМК и МЕДУЗА [2] первоначально для расчета двумерных задач газодинамики. В 1985 г. И. Д. Софронов и В. В. Рассказова предложили обобщить двумерную методику ДМК на трехмерный случай – методика ТМК [3, 4]. Обобщением методики МЕДУЗА для решения трехмерных задач газовой динамики на неструктурированных сетках является методика МЕДУЗА-3Д [5].

Постановка задачи

Рассмотрим уравнения движения сплошной изотропной среды [6]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \operatorname{div} \vec{u}; \\ \rho \frac{d\vec{u}}{dt} &= -\operatorname{grad} P + \operatorname{div} S + \frac{1}{4\pi} [\operatorname{rot} \vec{H} \times \vec{H}]; \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{H}}{\rho} \right) &= \left(\frac{\vec{H}}{\rho} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u}; \\ \frac{dE}{dt} &= -P \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + \frac{1}{\rho} S_p(SD) + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} (\kappa \operatorname{grad} T); \\ \frac{d\vec{r}}{dt} &= \vec{u}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где ρ – плотность вещества; E – удельная внутренняя энергия; T – температура; κ – коэффициент теплопроводности; $\vec{u} = (u, v, w)$ – вектор скорости; $\vec{r} = (x, y, z)$ – радиус-вектор; P – давление; S – девиатор тензора напряжений; D – тензор скоростей деформации; $S_p(SD)$ – первый инвариант тензора SD ; \vec{H} – вектор напряженности магнитного поля.

Для замыкания системы дифференциальных уравнений используем уравнение состояния среды $P = P^r(\rho, E)$. Если для описания среды используется газодинамическая модель, то $S = 0$.

Если для описания среды используется упругопластическая модель, то $S = S^{yn}$; $P = P^r$. В этом случае для определения девиаторной составляющей тензора напряжения используем закон Гука в дифференциальной форме $\frac{\delta S^{yn}}{\delta t} = 2G \left(D - \frac{1}{3} S_p D \right)$. Здесь G – модуль сдвига, а $\frac{\delta}{\delta t}$ – производная по времени вдоль направления движения. В области пластических деформаций используем условие текучести Мизеса для корректировки девиатора тензора напряжений $\frac{2}{3} S_{ij}^{yn} S_{ij}^{yn} = Y^2$. Здесь

Y – предел текучести, который может быть как константой (для идеально пластических сред), так и некоторой функцией (для материалов с упрочнением). Если для описания материала используется упруговязкопластическая модель, то $P = P^r + P^b$; $S = S^{yn} + S^b$; $P^b = \frac{1}{3}\mu_1 S_p D$; $S^b = \left(D - \frac{1}{3} S_p D \right)$. Здесь P^r – определяется из уравнения состояния; P^b , S^b – вязкие давление и девиатор тензора напряжений; μ_1, μ_2 – коэффициенты динамической вязкости. В качестве искусственной вязкости используется комбинация квадратичной и линейной вязкостей.

Основные особенности методики ТМК

Первой трехмерной методикой для расчета трехмерных задач газодинамики на неструктурированных многогранных лагранжевых сетках во ВНИИЭФ была методика ТМК, разработанная под руководством И. Д. Софронова и В. В. Рассказовой [3, 4]. В дальнейшем в рамках этой методики была реализована возможность для расчета нестационарных упругопластических течений [7]. Для решения разностных уравнений газовой динамики и упругопластичности используется явная разностная схема с разнесенным шаблоном центрирования: кинематические величины определены в узлах разностной сетки, термодинамические – в центрах ячеек. Для определения скоростей узлов сетки используется интегральная форма записи закона сохранения импульса, проинтегрированного по объему, охватывающему узел со стороны четырех ячеек, прилегающих к узлу. В качестве счетной сетки используются выпуклые многогранники произвольной конфигурации (рис.1,а), но с обязательным выполнением условия – число соседних ячеек в любом узле многогранника не более четырех. Это условие всегда выполнимо, если в качестве выпуклых многогранников использовать в начальный момент времени интегрирования фигуры Дирихле – Вороного (рис.1,б). Сетка описывается с помощью координат и связей узлов сетки с использованием на стадии начального построения сетки Дирихле координат центров ячеек. Соседями каждого узла сетки являются четыре узла и четыре ячейки сетки. Связи каждого узла сетки упорядочены в списках соседства. Для поддержания сетки в «хорошем» состоянии в процессе численного расчета используется методика упругого удара, разработанная В. В. Рассказовой [4], которая позволяет сохранять выпуклыми относительно центра фигуры трехгранные углы в процессе интегрирования, и методика локальных перестроек многогранных ячеек [8]. Методика ТМК предназначена для численного решения трехмерных задач газодинамики и упругопластичности в однообластной постановке на нерегулярных многогранных сетках с фиксированной структурой соседства.

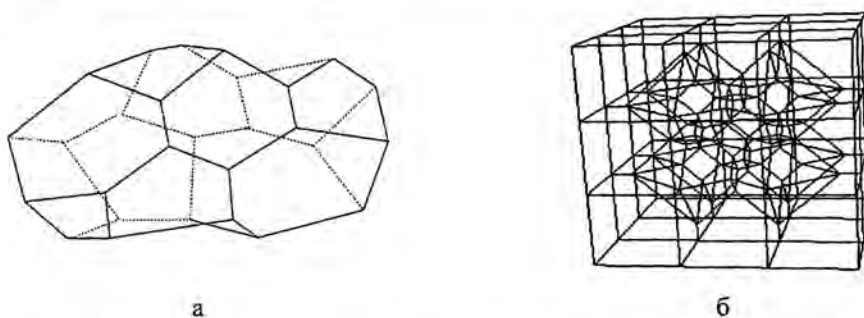


Рис. 1. Ячейка трехмерной сетки (а) и сетка Дирихле, заполняющая куб (б)

Основные особенности методики МЕДУЗА-3Д

Основными особенностями методики МЕДУЗА-3Д являются использование нерегулярной сетки, центрирование всех газодинамических величин в узле, переменный разностный шаблон для численного интегрирования дифференциальных уравнений и возможность изменения топологии сетки в процессе решения. Контактные границы описываются смешанными ячейками, для расчета которых применяется метод концентраций. Методика решения трехмерных задач газовой динамики на неструктурированных сетках является обобщением методики МЕДУЗА [2] для решения двумерных задач.

Решение системы (1) для случая газодинамики ищется внутри области определения задачи с заданными начальными и граничными условиями. Рассматривается множество точек (узлов сетки), которым приписываются значения всех термодинамических и кинематических функций. Начальное распределение точек задается исходя из начальных и граничных условий задачи. Для каждой точки определяется множество ее соседей на основе евклидовой метрики. Определение соседства осуществляется с помощью метода тетраэдризации. Множество точек с установленным соответствием соседства порождает сетку задачи. Используется однообластная модель решения задачи. Это приводит к возникновению на границах сред смешанных ячеек, решение в которых ищется на основании многокомпонентного подхода. Ячейки сетки представляют собой многогранники, внутри которых находятся узлы сетки; в узлах центрированы все кинематические и термодинамические величины.

В основе алгоритма построения ячейки лежит привлечение центров масс тетраэдров, центров масс граней тетраэдров и центров ребер. Для хранения топологии сетки используется подход, при котором точка ссылается на произвольный примыкающий к ней тетраэдр, а каждый тетраэдр ссылается на четыре примыкающих к нему тетраэдра и четыре свои вершины. Использование тетраэдров позволило решить проблему выделения контактной поверхности в смешанной ячейке, если сам узел и его смешанные соседи лежат на лагранжевой поверхности. В этом случае, приписав на начальной стадии свойство вещества каждому тетраэдру, удастся сохранять тетраэдры «чистыми» до тех пор, пока не осуществляется сдвиг точки (раздвижка) или перестройка сетки, приводящие к появлению смешанных тетраэдров. Интегрирование уравнения движения в трехмерном случае сводится к вычислению поверхностного интеграла $\iint_{\Delta} (P + q) \vec{n} dS$, где P , q –

материальное и вязкое давление; \vec{n} – вектор внешней нормали; dS – площадь треугольника; Δ – все треугольники, образующие поверхность ячейки интегрирования. Как видно из рис. 2, каждая грань ячейки интегрирования представляет собой треугольник (для определенности рассмотрим

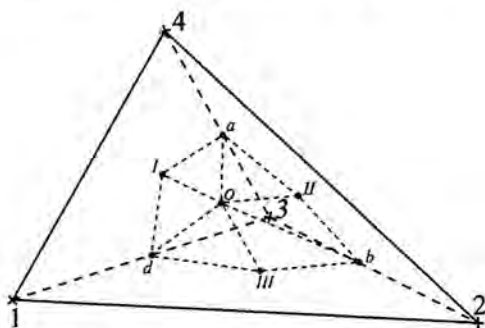


Рис. 2. Шесть треугольников поверхности интегрирования, отнесенных к узлу 3

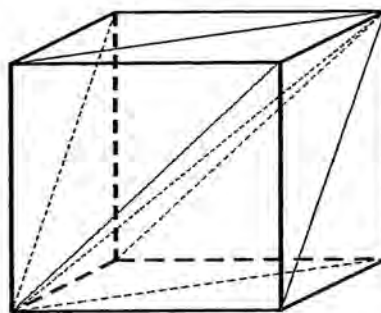


Рис. 3. Разбиение шестигранника на тетраэдры

треугольник OId), вершинами которого являются центр тетраэдра O , центр одной из граней тетраэдра I и середина одного из ребер тетраэдра d . Давление в этих точках определяется с помощью линейных комбинаций значений в вершинах тетраэдра 1, 2, 3, 4. После этого полное давление на грани определяется как среднее арифметическое полных давлений в вершинах треугольника. В том случае, когда соответствующая грань ячейки интегрирования лежит на границе с заданным граничным давлением, давление на грани не рассчитывается вышеописанным способом, а берется непосредственно из граничного условия. Суммарный вектор силы, действующий на ячейку, вычисляется путем суммирования с соответствующим знаком элементарных сил, действующих на элементарные треугольники каждого тетраэдра. Начальная неструктурированная сетка строится из регулярной шестигранной посредством одинакового разбиения каждого шестигранника на шесть тетраэдров. На рис. 3 изображен пример такого разбиения шестигранника. Для подавления высокочастотных возмущений используется оператор сглаживания поля скоростей $O(\tau h^3)$.

Основные особенности методики ТИМ

Методика ТИМ предназначена для расчета трехмерных задач механики сплошных сред на многогранных нерегулярных лагранжевых сетках [9]. Она позволяет проводить расчеты на сетках с произвольным количеством связей в узлах (количество примыкающих ячеек, ребер и граней). Методика работоспособна как на нерегулярных многогранных сетках типа Дирихле – Вороного, так и на шестигранных сетках, нерегулярных многогранных сетках, имеющих произвольное количество соседств в узле. Для всех типов сеток используется единый счетный алгоритм. Для расчета начальных данных и решения уравнений механики сплошных сред используется правая декартова система координат. Методика предназначена для расчета задач газодинамики, нестационарной упругопластичности, магнитной гидродинамики, теплопроводности. При построении конечно-разностной схемы для решения системы дифференциальных уравнений (1) в декартовой системе координат (x, y, z) используется интегроинтерполяционный метод [10] при следующих предположениях: величины $P, \rho, E, q, S_{ij}, \varepsilon_{ij}, \bar{H}, T$ – относятся к центрам многогранников (ячеек) и постоянны внутри них; величины x, y, z – относятся к вершинам многогранников (узлам); величины u, v, w определяются в вершинах многогранников и постоянны внутри объемов, относящихся к узлам; для описания граней используется представление их в триангулированном виде. При деформации ячейки ее грани, представляющие собой многоугольники в пространстве, могут быть неплоскими. Для этого ячейка разбивается на систему тетраэдров, вершинами каждого из которых являются центр счетной ячейки, центр грани и две соседние вершины этой грани. Объем ячейки определяем как сумму объемов этих тетраэдров. Масса узлов определяется как сумма долей (приходящихся на каждую вершину) масс ячеек, сходящихся в данном узле. Массы узлов и массы ячеек в процессе счета не меняются. При разработке методики ТИМ были учтены основные положения как самой методики ДМК, позволяющей проводить расчеты задач механики сплошной среды на нерегулярных многоугольных и регулярных четырехугольных лагранжевых сетках, так и некоторые особенности методики ТМК (способ построения начальной сетки Дирихле – Вороного и применение многогранных лагранжевых сеток для расчета задач газодинамики).

При решении нестационарных задач газодинамики и упругопластичности используется явная полностью консервативная разностная схема. На равномерных сетках она имеет второй поряд-

док точности по пространству и времени. Для определения скоростей узлов сетки используется интегральная форма записи закона сохранения импульса. Интегрирование производится по объему V , охватывающему узел со стороны ячеек, прилегающих к узлу, ограниченному поверхностью C , с применением формулы Гаусса – Остроградского

$$\iiint_V \rho \frac{du}{dt} dV = \iiint_V \left(-\frac{\partial(P+q)}{\partial x} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xz}}{\partial z} \right) dV = \iint_C \left(-(P+q)\vec{i} + S_{xx}\vec{i} + S_{xy}\vec{j} + S_{xz}\vec{k} \right) \vec{n} dC;$$

$$\iiint_V \rho \frac{dv}{dt} dV = \iint_C \left(S_{xy}\vec{i} + (S_{yy} - P - q)\vec{j} + S_{yz}\vec{k} \right) \vec{n} dC;$$

$$\iiint_V \rho \frac{dw}{dt} dV = \iint_C \left(S_{xz}\vec{i} + S_{yz}\vec{j} + (S_{zz} - P - q)\vec{k} \right) \vec{n} dC,$$

где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – координатные орты; \vec{n} – нормаль к поверхности C .

При решении задач магнитной гидродинамики с вмороженным полем вектор напряженности магнитного поля относится к центрам ячеек сетки, векторы плотности тока и электромагнитной силы – к узлам сетки. Используется явная разностная схема. Для решения уравнения магнитной индукции уравнение интегрируется по счетной ячейке Ω . Пусть объем ячейки равен V . Проинтегрировав обе части уравнения по Ω , получим равенство

$$\frac{d(\bar{H}V)}{dt} \approx H_x \int_{\partial\Omega} \bar{u} dy dz + H_y \int_{\partial\Omega} \bar{u} dz dx + H_z \int_{\partial\Omega} \bar{u} dx dy.$$

Интегралы в правой части этого равенства заменяются конечными суммами.

При решении уравнения теплопроводности температура относится к центрам ячеек, а вектор потока тепла – к узлам. Разностная схема строится с помощью операции обобщенного дифференцирования разрывных функций и является полностью неявной и консервативной [11]. Аппроксимация дифференциального оператора в уравнении теплопроводности на равномерных сетках имеет второй порядок точности по пространству. Получающаяся разностная система линейных уравнений имеет симметричную и положительно определенную матрицу. Система уравнений решается итерационным методом сопряженных градиентов с использованием различных видов предобуславливателей, таких как неполное разложение Холецкого, блочный метод Шварца и других.

Типы начальных сеток, используемых в методике ТИМ

Начальная счетная сетка для расчета задач может быть следующих типов [12]: нерегулярная многогранная сетка Дирихле – Вороного (рис. 4,а); нерегулярная многогранная сетка, полученная из двумерной нерегулярной сетки поворотом вокруг оси (рис. 4,б) или путем "перемещения" листа с двумерной сеткой в пространстве (рис. 4,в); шестигранная сетка (рис. 4,г). Для расчета сложных по геометрии задач может использоваться в качестве начальной сетка, состоящая сразу из нескольких типов сеток в одной области (например, из шестигранников и многогранников одновременно), рис. 5.

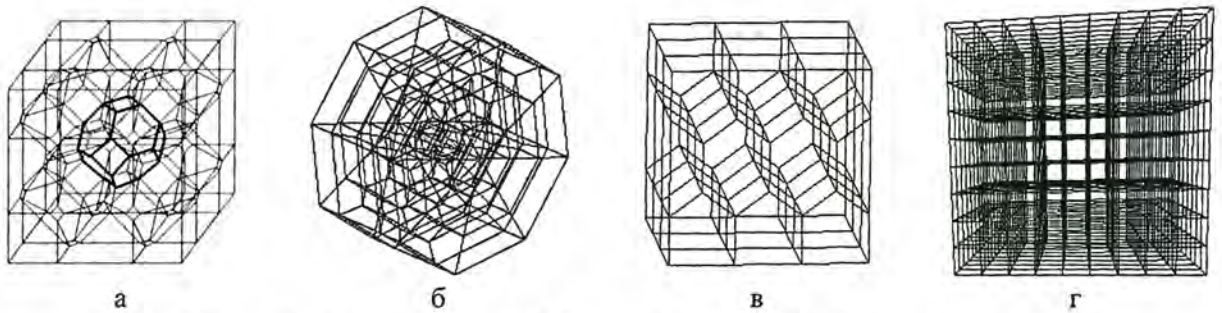


Рис. 4. Нерегулярная сетка Дирихле – Вороного (а); нерегулярные сетки, полученные из двумерной сетки (б, в); шестигранной сетки (г)

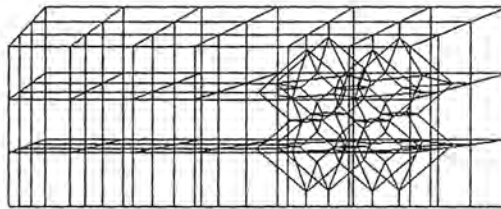


Рис. 5. Счетная сетка, где в одной счетной области присутствуют шестигранные ячейки и ячейки типа Дирихле – Вороного

Поддержание приемлемой счетной сетки в методике ТИМ

Как известно, при проведении численных расчетов по лагранжевым методикам с большими деформациями одной из проблем является поддержание приемлемой счетной сетки. В методике ТИМ для работы со счетной сеткой разработаны специальные методы, которые могут использоваться одновременно при проведении численных расчетов [13]. Поддержание приемлемой счетной сетки осуществляется с применением методики наложения дифференцируемых связей, в которой реализовано несколько алгоритмов поддержания приемлемых счетных сеток (рис. 6): сетки, содержащие «звездные» ячейки (все узлы ячейки находятся в прямой видимости из ее центра); сетки с выпуклыми двугранными углами ячейки (двугранный угол образуется двумя гранями одной ячейки с общим ребром); сетки с выпуклыми многогранными углами ячеек (многогранный

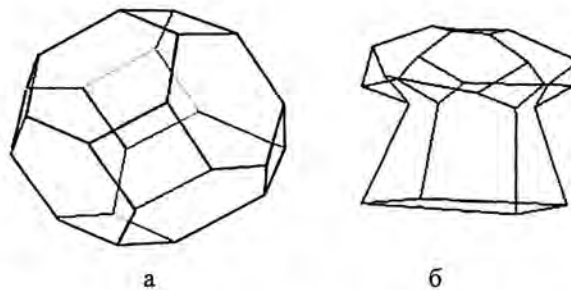


Рис. 6. Выпуклая ячейка (а); не выпуклая "звездная" ячейка (б)

угол образуется ребрами ячейки, выходящими из одного узла). Второй метод – это метод локальных перестроек многогранных сеток, базирующихся на операциях дробления ячейки и объединения ячеек. Он используется при расчете задач с большими сдвиговыми деформациями, вихревыми и струйными течениями. Третий метод основан на сглаживании поля скоростей в узлах счетной сетки для подавления высокочастотных колебаний.

Расчет задач в многообластной постановке по методике ТИМ

При решении сложных трехмерных задач начальную геометрию системы часто приходится разбивать на счетные области. Такое разбиение иногда бывает необходимо для более точного описания взаимодействующих тел с выделенными поверхностями скольжения (контактная поверхность). Грани многогранных ячеек в процессе счета не являются плоскими фигурами. Поэтому для решения задачи контактного взаимодействия [14] на поверхности раздела двух сред сначала производится триангуляция двух взаимодействующих поверхностей (вводится дополнительная сетка, состоящая из треугольников). Триангуляция контактирующей поверхности с помощью дополнительной сетки производится из центров граничных граней к ее узлам. На вспомогательную сетку пересчитываются все необходимые кинематические величины для расчета контактного взаимодействия.

Примеры расчетов

Задача о произвольном распаде разрыва в газодинамической постановке

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ слева и справа от плоскости $x = 0,5$ расположен идеальный газ с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$, состояние которого характеризуется следующими параметрами: слева – $\rho_I = 1$; $P_I = 2,5$; $u_I = 0$, а справа $\rho_{II} = 1$; $P_{II} = 0,5$; $u_{II} = -2,8026$. Все поверхности области представляют собой "жесткие стенки". Аналитическое решение и результаты численного расчета задачи по методике ТИМ для разного количества точек вдоль направления движения ударной волны на момент времени $t = 0,24$ представлены на рис. 7.

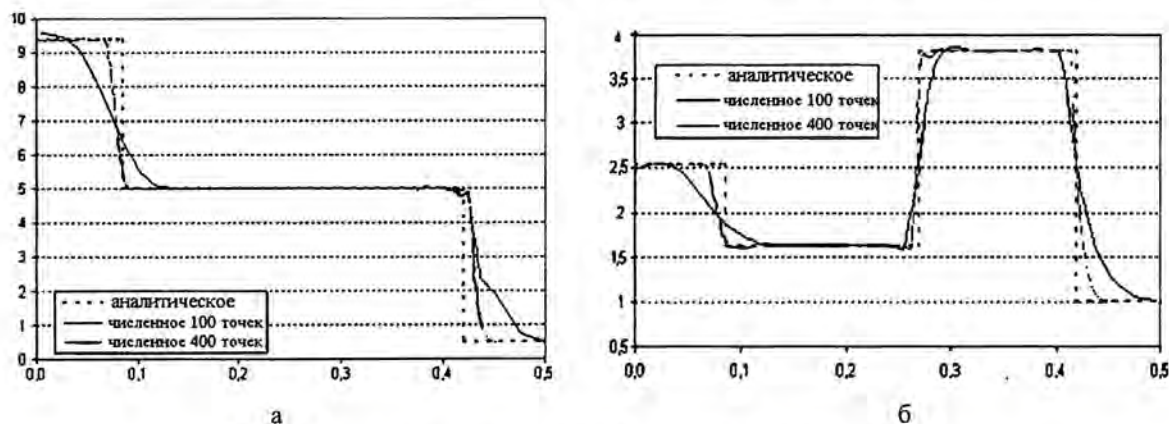


Рис. 7. Распределение давления (а) и плотности (б) на $t = 0,24$

Задача о плоской волне напряжения

Рассмотрим плоскую упругопластическую задачу, имеющую точное решение, о деформации полупространства. Начальная геометрия представляет собой прямоугольный брусок с размерами $|AB|=1,5$ см, $|AA'|=|AD|=0,5$ см. Число точек по задаче было задано 1200. Начальные условия: $\rho_0 = 1$ г/см³, $\vec{u} = 0$, $E_0 = P_0 = S_{x_i x_i} = 0$. Для описания материала использовалось уравнение состояния $P = (\gamma - 1)\rho E$ с показателем адиабаты $\gamma = 3$ и идеальная упругопластическая модель. Упругопластические характеристики материала $G = 15$ ГПа, $Y_0 = 1$ ГПа. На левой границе задается постоянное по времени давление $P_{гр} = 5$ ГПа, все другие границы – жесткие стенки. Расчет проводился по методике ТИМ. На рис. 8,а-в приведены результаты численного расчета и аналитическое решение на момент времени $t = 2,4$ мкс.

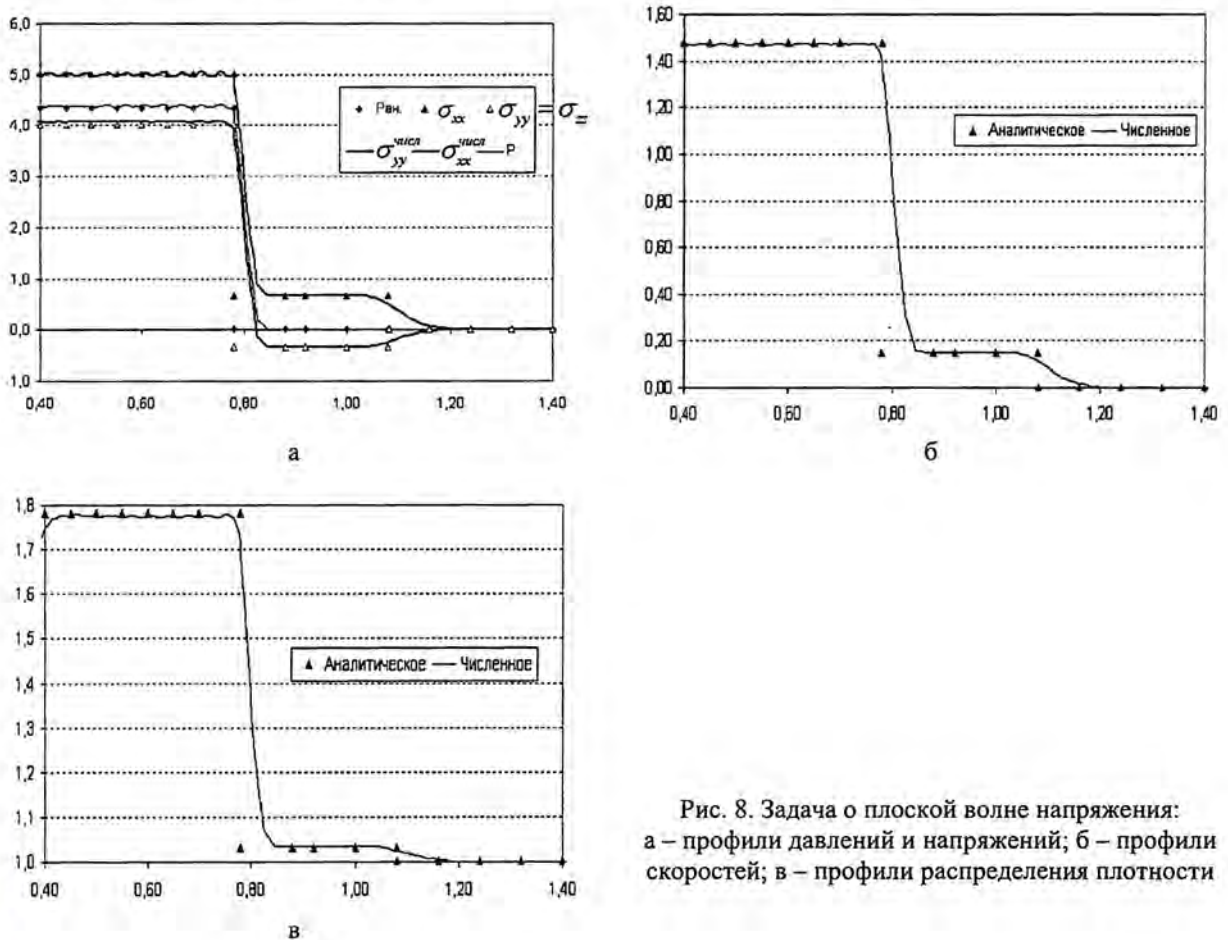


Рис. 8. Задача о плоской волне напряжения: а – профили давлений и напряжений; б – профили скоростей; в – профили распределения плотности

Задача об остывании куба

Для проверки работоспособности методики ТИМ при решении уравнения диффузии были проведены расчеты задачи об остывании куба. Для нее уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \text{ Внутри единичного куба задана начальная температура } T = 1, \text{ на его гра-}$$

нице поддерживается температура $T = 0$. Задача считалась на сетке из тел Вороного (см. рис. 4) с шагом по времени 0,0005. На рис. 9,а представлено распределение температуры на момент времени $t = 0,05$. На рис. 9,б сплошная линия соответствует точному решению, маркерами нанесена температура по всем ячейкам сетки.

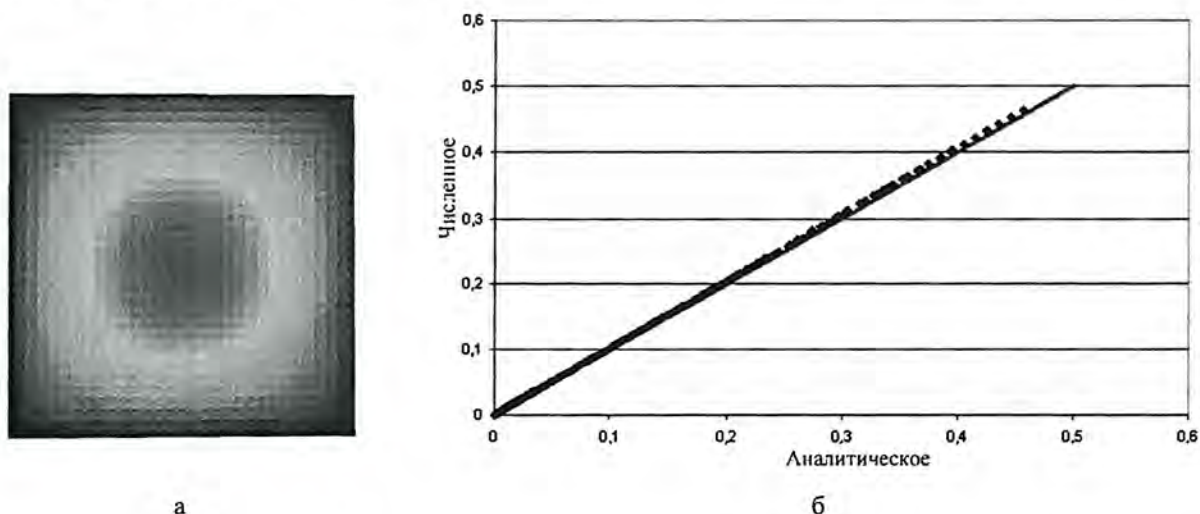


Рис. 9. Распределение температуры в плоскости $Z = 0,5$ в момент времени $t = 0,05$ и отклонение численного решения от точного по всем ячейкам сетки

Задача о развитии неустойчивости Рихтмайера – Мешкова

Размеры счетной области $0 \leq X \leq 12$ см, $0 \leq Y \leq 12$ см, $0 \leq Z \leq 24$ см. Область занята фреоном и воздухом. Размеры области, занятой фреоном, $0 \leq X \leq 6$ см, $0 \leq Y \leq 6$ см, $0 \leq Z \leq 9$ см. На верхней границе задана постоянная скорость $\vec{U} = (0, 0, -21,056456$ см/мс). В воздухе давление $P_1 = 1$ атм, плотность $\rho_1 = 0,001205$ г/см³. Во фреоне $P_2 = 1$ атм, плотность $\rho_2 = 0,00513$ г/см³. Уравнение состояния вещества – идеальный газ с $\gamma_1 = 1,4$ для воздуха и $\gamma_2 = 1,139$ для фреона. Расчет проводился по методике МЕДУЗА-3Д. На рис. 10 приведено решение задачи на момент времени $t = 0,764$ мс.



Рис. 10. Форма фреона и поле давления в момент времени $t = 0,764$ мс

Задача об ударе стержня о преграду

Для проверки работоспособности методик ТМК и ТИМ для расчета задач с большими деформациями проведен расчет задачи об ударе стержня в преграду в газодинамическом и упруго-пластическом приближениях.

Газодинамический расчет. Для описания материала ударника и преграды использовалось уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 1,4$. Ударник в виде параллелепипеда размером $2 \times 2 \times 10$ см, летящий со скоростью 10 км/с, соударяется с телом, имеющим форму куба с ребром 10 см. Начальная плотность $\rho_0 = 1$, давление и энергия задавались равными нулю. На гранях ударника задано граничное условие "свободной границы", у преграды на всех гранях, кроме поверхности соударения, заданы граничные условия типа "жесткой стенки". Расчет проводился по методикам ТМК и ТИМ на лагранжевой сетке Дирихле – Вороного с общим количеством счетных ячеек, равным 31 400. Начальная геометрия задачи и динамика внедрения ударника в преграду с изображением счетной сетки и сечения плоскостью Oxz с заливкой по величине плотности вещества представлены на рис. 11.

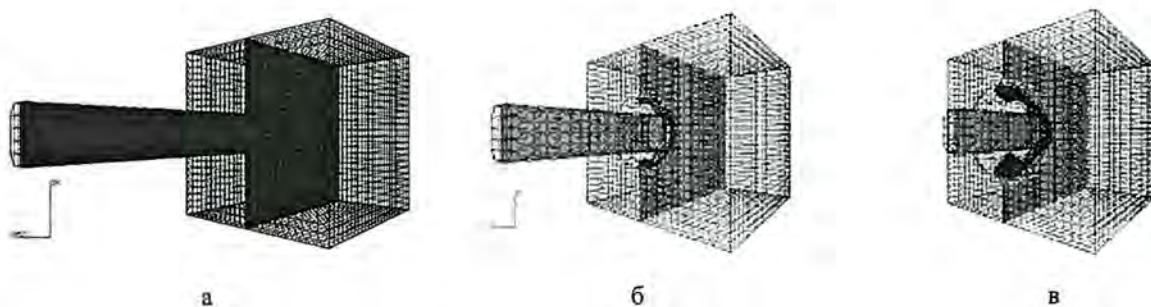


Рис. 11. Внедрение ударника в преграду, газодинамический расчет:
а – начальная геометрия; б – $t = 3,5$ мкс; в – $t = 7$ мкс

Упругопластический расчет. Вещество в ударнике и пробиваемом теле задавалось сталью. Для описания стали использовалось уравнение состояния в форме Ми – Грюнайзена и модель идеальной упругопластичности с параметрами: $\rho_0 = 7,8$ г/см³; $c_0 = 4,9$ км/с; $n = 5$; $\Gamma = 1,66$; $\sigma_s = -2,5$ ГПа; $G = 81$ ГПа; $Y = 1,05$ ГПа. Скорость ударника 1 км/с. Начальная трехмерная сетка, размеры и формы ударника и преграды, граничные условия аналогичны предыдущему расчету. Начальная плотность $\rho_0 = 7,8$ г/см³, давление и энергия равны нулю. Расчет задачи проведен до момента времени 40 мкс по методикам ТМК и ТИМ. На рис. 12 представлена динамика внедрения ударника в преграду с изображением счетной сетки и сечения плоскостью Oxz с заливкой по плотности вещества.

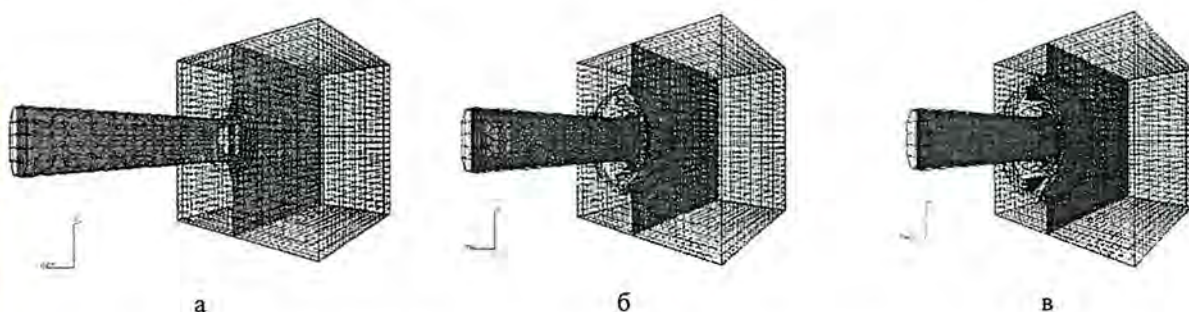


Рис. 12. Динамика внедрения ударника в преграду, упругопластический расчет: а – $t = 10$ мкс;
б – $t = 30$ мкс; в – $t = 40$ мкс

Задача об обжатии эллипсоида

В начальный момент времени рассчитываемая область представляет собой эллипсоид с полуосями $a = 1,5$; $b = 1,5$; $c = 1$, заполненный однородным покоящимся идеальным газом с уравнением состояния $P = (\gamma - 1)\rho E$, плотностью $\rho = 200$, $\gamma = 1,3333$. Эллипсоид обжимается изменяющимся со временем давлением по закону $P(t) = t$ при $0 < t < 5$, $P(t) = 5$ при $t \geq 5$. Для расчета была выбрана нерегулярная многогранная сетка (рис. 13,а). Расчет проводился по методике ТИМ с использованием алгоритмов сглаживания поля скоростей. На рис. 13 изображены счетные сетки и поле давлений в центральном сечении плоскостью. На момент времени $t = 9$ эллипсоид имеет форму диска, на момент времени $t = 15$ – форму эллипсоида. К моменту времени $t = 20$ происходит еще большее удлинение и сплющивание эллипсоида в разных направлениях.

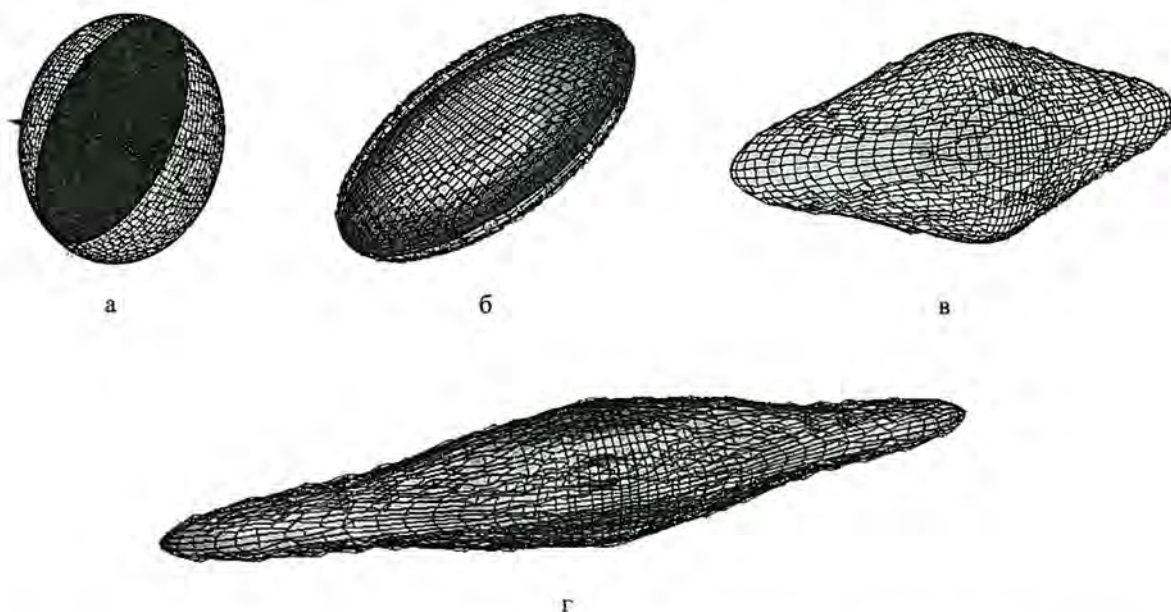


Рис. 13. Динамика обжатия эллипсоида с сеткой в центральном сечении на момент времени $t = 0$ (а); $t = 9$ (б); $t = 15$ (в); $t = 20$ (г)

Задача о сферической тепловой волне

Целью теста является проверка сходимости сферической волны на неравномерной сетке в центр. Счетная область представляет собой шар с радиусом 4. Сетка получена вращением двумерной сетки (рис. 14,а) вокруг оси OX (рис. 14,б). На внешней поверхности шара поддерживается постоянная температура $T = 1$, начальная температура равна 0. Коэффициент теплопроводности зависит от температуры по закону $\kappa(T) = T^3$. На рис. 15 представлено распределение температуры на три различные момента времени.

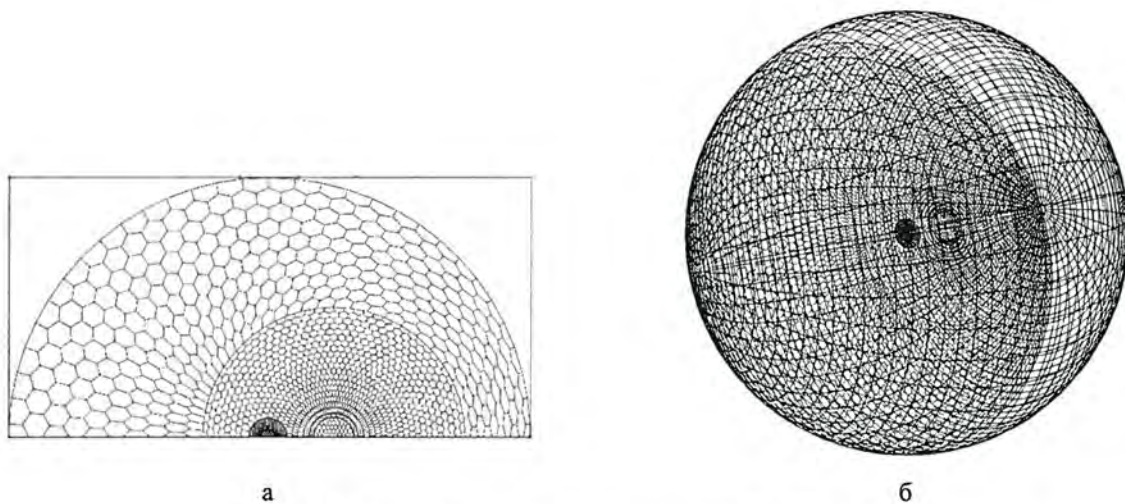


Рис. 14. Счетная сетка задачи о сферической тепловой волне

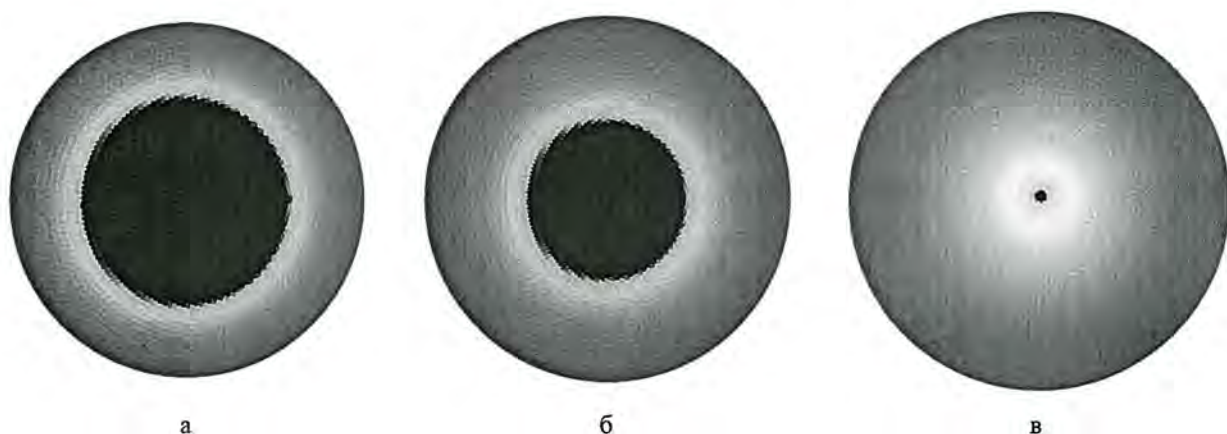


Рис. 15. Распределение температуры в различные моменты времени

Задача о взрыве в магнитном поле диполя

Пусть \vec{H}_0 – поле на бесконечности; R_0 – начальный радиус области с заданной энергией и $\vec{H} = 0$. Пусть ось X направлена вверх, вдоль убывания плотности, и вектор \vec{H}_0 лежит в плоскости OXY . Угол между ним и осью OX обозначим через α . Так как при $r < R_0$ магнитное поле равно нулю, то снаружи оно будет иметь вид диполя, ось которого лежит в плоскости XY и наклонена под углом α к оси X . Компоненты магнитного поля зададим в следующем виде:

$$H_x = H'_x \cos \alpha + H'_y \sin \alpha ; H_y = -H'_x \sin \alpha + H'_y \cos \alpha ; H_z = H'_z ;$$

$$H_x' = H_0 \left(1 + 0,5 \frac{R_0^3}{r^3} - 1,5 R_0^3 \frac{x'^2}{r^5} \right); \quad H_y' = -1,5 H_0 R_0^3 \frac{x'y'}{r^5}; \quad H_z' = -1,5 H_0 R_0^3 \frac{x'z}{r^5},$$

где $x' = x \cos \alpha - y \sin \alpha$, $y' = x \sin \alpha + y \cos \alpha$, $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $H_0 = 5$.

Давление и внутренняя энергия в области $r > R_0$ полагаются равными нулю. На рис. 16 представлено распределение магнитного давления на момент времени $t = 3,5$.

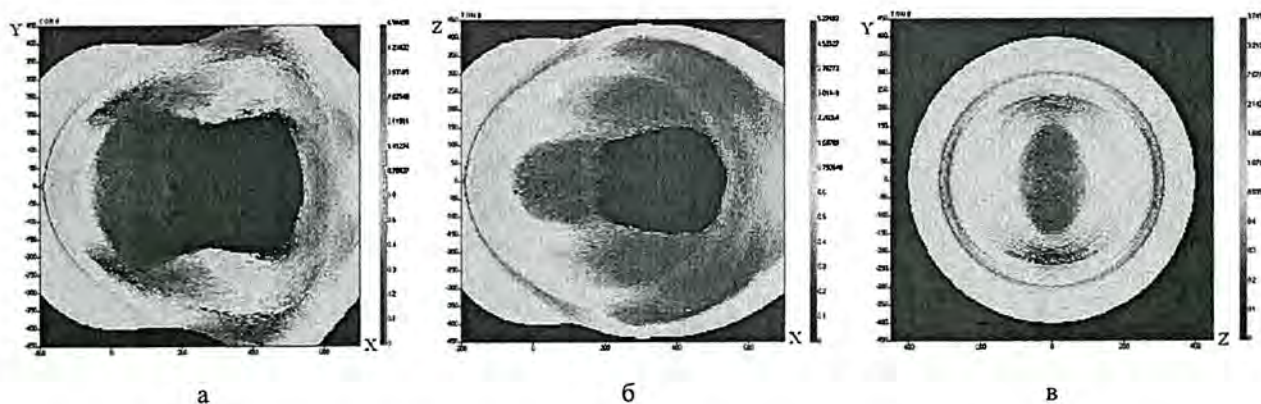


Рис. 16. Распределение магнитного давления в трех координатных плоскостях XY , XZ , ZY на момент времени $t = 3,5$

Заключение

В данной работе представлены основные положения методик, разработанных во ВНИИЭФ для расчета трехмерных задач механики сплошных сред на многогранных неструктурированных лагранжевых сетках. Их разработке послужил большой практический опыт, накопленный во ВНИИЭФ при использовании методик ДМК и МЕДУЗА для расчета двумерных задач механики сплошных сред на неструктурированных многоугольных лагранжевых сетках. Практический интерес к использованию неструктурированных сеток особенно проявляется при решении задач со сложными геометриями, имеющих локальные мелкомасштабные подобласти, в которых применение многоугольных и многогранных ячеек позволяет строить сетку более эффективным образом с заданными свойствами. Представленные результаты расчетов модельных задач на многогранных неструктурированных лагранжевых сетках подтвердили их работоспособность.

Список литературы

1. Софронов И. Д. О численном решении уравнения теплопроводности на неортогональной сетке // Тезисы научных сообщений 1 Международного конгресса математиков. Секция 14, Москва, 1966.
2. Sofronov I. D., Rasskazova V. V., Nesterenko L. V. The use of nonregular nest for solving two-dimension nonstationary problems in gas dynamics // Numerical Methods in Fluid Dynamics. M.: Mir Publishers, 1984. P. 82–121.
3. Рассказова В. В., Софронов И. Д. Некоторые вопросы численного решения трехмерных задач механики сплошной среды // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1987. Вып. 1. С. 44–57.
4. Рассказова В. В., Софронов И. Д., Еременко А. Ю., Мотлохов В. Н. Методика решения задач трехмерной нестационарной газовой динамики на нерегулярных лагранжевых сетках // Там же. 1998. Вып. 4.
5. Барабанов Р. А., Бутнев О. И., Волков С. Г. и др. Методика МЕДУЗА-3Д расчета трехмерных задач газовой динамики на нерегулярных сетках // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2005. Вып. 2. С. 35–43.
6. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М. Наука, 1970. Т. 1–2.
7. Соколов С. С. Методика решения нестационарных упругопластических задач на нерегулярных многогранных лагранжевых сетках // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2002. Вып. 4. С. 23–36.
8. Рассказова В. В., Софронов И. Д., Шапоренко А. Н. Методы перестройки связей для произвольной многогранной счетной сетки // Там же. 1997. Вып. 2. С. 3–16.
9. Соколов С. С., Панов А. И., Воропинов А. А. и др. Методика ТИМ расчета трехмерных задач механики сплошных сред на неструктурированных многогранных лагранжевых сетках // Там же. 2005. Вып. 3. С. 37–52.
10. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.
11. Панов А. И. Методика решения уравнения теплопроводности на нерегулярной сетке // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2004. Вып. 4. С. 27–40.
12. Соколов С. С., Воропинов А. А., Панов А. И. Методика построения многогранной листовой сетки на основе многоугольной нерегулярной сетки // Там же. 2005. Вып. 4. С. 46–53.
13. Панов А. И., Новиков И. Г., Соколов С. С. Способ коррекции нерегулярной лагранжевой сетки методом наложения на узлы сетки дифференцируемых связей // Там же. Вып. 2. С. 27–34.
14. Соколов С. С., Ялозо А. В. Метод расчета контактной границы для нерегулярных многогранных сеток в методике ТИМ // Там же. Вып. 4. С. 38–46.

Solution of Multidimensional Problems of Continuum Mechanics Using Unstructured Lagrangian Meshes

S. S. Sokolov, I. D. Sofronov, V. V. Rasskazova, O. I. Butnev, A. I. Panov,
V. N. Motlokhov, B. M. Zhogov, S. G. Volkov, A. A. Voropinov,
I. G. Novikov, V. A. Pronin, I. V. Sobolev, A. V. Yalozo

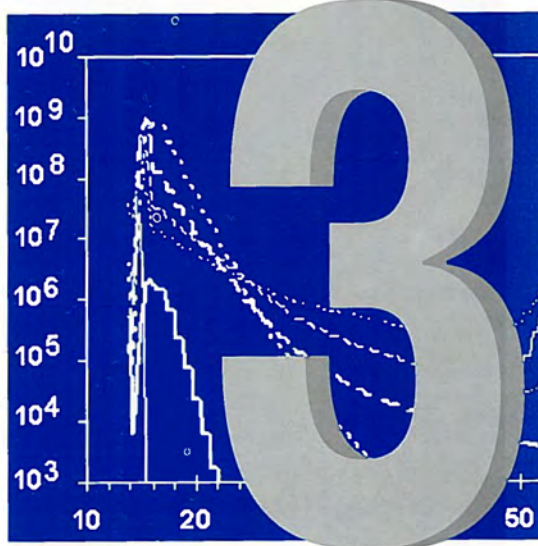
The possibility of applying unstructured Lagrangian meshes to solve multidimensional problems of continuum mechanics characterized by high shear strains and vortex flows is considered in the paper. A concise description of three numerical techniques based on the finite difference method to be used for solving problems of continuum mechanics at the polyhedral unstructured meshes is given. The examples of numerical calculations of model problems are presented.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических явлений и проникающих излучений.</i>	
<i>I. Численная модель.....</i>	<i>88</i>
<i>Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических явлений и проникающих излучений.</i>	
<i>II. Результаты численного моделирования.....</i>	<i>100</i>
<i>Источник убегающих электронов в поле грозового облака, обусловленный космическим излучением.....</i>	<i>114</i>

РАЗДЕЛ

ЭЛЕКТРОФИЗИКА



Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических явлений и проникающих излучений.

I. Численная модель

Разработана двумерная численная модель гигантских восходящих атмосферных разрядов в самосогласованном электрическом поле. Учитывается кинетика вторичных электронов низких энергий и ионов, нарабатываемых в процессе развития лавины релятивистских электронов, фоновых электронов и ионов. Модель отличается многогрупповым описанием кинетики релятивистских электронов и детальным описанием кинетики оптического излучения.

Л. П. Бабич, А. Ю. Кудрявцев,
М. Л. Кудрявцева, И. М. Куцык

Введение

Над крупномасштабными системами грозовых облаков со спутников, самолетов и земной поверхности неоднократно наблюдались высотные оптические явления "голубые струи" (Blue Jets), "красные духи" (Red Sprites) и др., происхождение которых связывают с гигантскими восходящими атмосферными разрядами (ВАР) (см. [1–3] и цитируемую там литературу). В отличие от обычной молнии ВАР развиваются как диффузионное свечение в объемах $\sim 1000 \text{ км}^3$ и более. В корреляции с грозовой активностью в атмосфере регистрировалось усиление проникающей радиации [4–11] (о более ранних публикациях см. [12]). Для интерпретации этих явлений, развивая гипотезу Вильсона об ускорении (убегании) электронов в электрическом поле грозовых облаков [13], Гуревич, Милих и Рюссель-Дюпре предложили механизм, согласно которому ВАР развиваются в относительно слабом грозовом поле благодаря развитию лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), инициируемых космическим излучением [14]. Целью настоящей работы является развитие последовательной численной модели ВАР в рамках механизма Гуревича – Милиха – Рюсселя-Дюпре. Как и в статьях [15–21], за основу взята система уравнений в приближении сплошной среды, но существенно модифицированная, что делает ее более адекватной природным процессам.

- Принят многогрупповой подход для описания УЭ, позволяющий намного повысить точность расчетов их кинетики, "сшить" область УЭ с областью дрейфующих электронов низких энергий и получить распределение УЭ по энергиям.

- В отличие от [15–17], где скорость развития ЛРУЭ сильно завышена, использованы новые точные данные о зависимости характерного времени усиления ЛРУЭ от перенапряжения $\delta = eE/F_{\min}P$ [22]. Здесь eE – электрическая сила; $F_{\min} = 218$ кэВ/(м·атм) – минимальная сила трения $F(\epsilon)$, действующая на УЭ с энергией ϵ вследствие взаимодействия с молекулами; P – давление.

- В отличие от [19–21], где расчет оптического излучения ВАР выполнен в рамках 1,5-мерной модели, а многогрупповой подход реализован в рамках концепции трубок тока УЭ, моделирование кинетики всех заряженных частиц ведется в 2-мерной геометрии в рамках последовательного гидродинамического подхода.

- В отличие от всех предыдущих работ учтено движение положительных и отрицательных ионов.

- Приняты более адекватные модели включения поля над грозовым облаком.

- Блок модели, отвечающий за оптическое излучение, отличается детальным описанием возбуждения молекул и молекулярных ионов азота с учетом колебательной кинетики.

Кинетика заряженных частиц

Система многогрупповых уравнений для описания кинетики УЭ. Популяция УЭ разбивается на N энергетических групп в диапазоне $[\epsilon_{th}, \epsilon_{max}]$, где ϵ_{max} задается условиями задачи, а ϵ_{th} – порог убегания (второй корень уравнения $F(\epsilon) = eE$). Групповые уравнения неразрывности и баланса энергии записываются следующим образом:

$$\frac{\partial n_{run}^{(n)}}{\partial t} + \bar{\nabla} \left(n_{run}^{(n)} \bar{w}_{run}^{(n)} \right) = \delta_{n,1} R \sum_{i=n}^N n_{run}^{(i)} + S_{run} \delta_{n,1} - \left| A_{run}^{(n)} \right| + \left| A_{run}^{(neib)} \right|, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \epsilon_{run}^{(n)}}{\partial t} = -e \left(\bar{E} \bar{w}_{run}^{(n)} \right) - F^{(n)} \frac{\left(w_{run}^{(n)} \right)^2}{v_{run}^{(n)}}, \quad (2)$$

где $n \in [1, N]$ – номер группы; $n_{run}^{(n)}$ – концентрация; $\bar{v}_{run}^{(n)}$ – скорость и $\bar{w}_{run}^{(n)}$ – направленная скорость; R – полная скорость генерации УЭ самими УЭ; S_{run} – внешний источник УЭ; $\delta_{n,1}$ – символ

Кронекера; $A_{run}^{(n)} = \frac{\partial \epsilon_{run}^{(n)}}{\partial t} \frac{n_{run}^{(n)}}{\epsilon_n - \epsilon_{n-1}}$ – оператор, отвечающий за отток электронов из группы n в

группу $n-1$ или $n+1$, $A_{run}^{(neib)} = \begin{cases} A_{run}^{(n+1)}, & A_{run}^{(n+1)} \leq 0, 1 \leq n \leq N-1 \\ A_{run}^{(n-1)}, & A_{run}^{(n-1)} \geq 0, 2 \leq n \leq N \end{cases}$ – оператор, отвечающий за приток

электронов в группу n из соседних групп.

В (1) учтено, что практически все вторичные УЭ, появляющиеся за счет ионизации самими УЭ и внешнего источника, попадают в первую группу. Уравнение движения n -й группы в координатном представлении имеет следующий вид:

$$m \left(\frac{\partial \gamma_n (w_i)_{\text{run}}^{(n)}}{\partial t} + \bar{\nabla} \gamma_n \left((w_i)_{\text{run}}^{(n)} \bar{w}_{\text{run}}^{(n)} \right) \right) = -eE_i - (F)_{\text{run}}^{(n)} \frac{(w_i)_{\text{run}}^{(n)}}{v_{\text{run}}^{(n)}}, \quad (3)$$

где m – масса электрона; $\gamma^{(n)} = 1/\sqrt{1 - (\beta^{(n)})^2}$ – множитель Лоренца. В силу аксиальной симметрии задача решается в цилиндрических координатах, т. е. $i = r, z$, где ось z направлена по вертикали от облака к ионосфере.

Система уравнений, описывающих кинетику вторичных (s) и фоновых (b) электронов низких энергий и положительных (+) и отрицательных (–) ионов.

В системе уравнений

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \bar{\nabla} (n_s \bar{v}_s) = v_i n_s - b_{e+} n_s n_+ - \eta n_s + R_s n_{\text{run}} + A_p^{(l)}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} + \bar{\nabla} (n_b \bar{v}_b) = v_i n_b - b_{e+} n_b n_+ - \eta n_b + S_b; \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \bar{\nabla} (n_+ \bar{v}_+) = v_i (n_s + n_b) + S_{\text{run}} + S_b + S_- - b_{e+} (n_s + n_b) n_+ - b_{-+} n_- n_+ + (R + R_s) n_{\text{run}}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \bar{\nabla} (n_- \bar{v}_-) = \eta (n_s + n_b) - b_{-+} n_- n_+ + S_- \quad (7)$$

n_s, n_b, n_+ и n_- – концентрации; $\bar{v}_s, \bar{v}_b, \bar{v}_+$ и \bar{v}_- – соответствующие скорости дрейфа; v_i – частота ионизации молекул электронами низких энергий [22, 23]; b_{e+} и b_{-+} – коэффициенты рекомбинации электронов с положительными ионами, положительных и отрицательных ионов [24]; $\eta = (K_{\text{diss}} + K_{\text{thr}} N(z)) N_{\text{O}_2}(z)$ – коэффициент прилипания электронов к молекулам кислорода; K_{thr} и K_{diss} – коэффициенты тройного и диссоциативного прилипания [22, 23]; $N(z)$ и $N_{\text{O}_2}(z) = 0,2N(z)$ – локальные концентрации молекул воздуха и кислорода; R_s – скорость наработки электронов низких энергий в соударениях УЭ с молекулами; S_b, S_- и S_{run} – источники фоновых электронов, отрицательных ионов и УЭ. Для \bar{v}_s и \bar{v}_b использованы данные [25], для подвижности ионов $\mu_{+,-}$ – данные [22, 24, 26].

Для скорости наработки УЭ принята аппроксимация

$$R(P, v_{\text{run}}, E) = v_{\text{run}} P(\text{атм}) / ct_{\text{run}}(\delta, P = 1 \text{ атм}),$$

где для времени усиления лавины $t_{\text{run}}(\delta, P = 1 \text{ атм})$ использованы результаты [27]. Для S_{run} выведена формула

$$S_{\text{run}}(\varepsilon) = 1,5 \cdot 10^5 \cdot \Phi(z) P(\text{атм}) \left[\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \right], \quad \Phi(z) = \begin{cases} \exp((z_2 - z)/H_2); & z > z_2; \\ 1, & z_1 < z < z_2; \\ \exp((z - z_1)/H_1); & z < z_1 \end{cases} \quad (8)$$

на основании данных [28]. Здесь $z_1 = 10$ км, $z_2 = 15$ км, $H_1 = 2$ км, $H_2 = 6,3$ км, $P(\text{атм}) = \exp(-z/h_{\text{char}})$, где $h_{\text{char}} = 7,1$ км. Скорость генерации электронов низких энергий в ионизирующих соударениях УЭ выражается через "цену" образования электрон-ионной пары $\Delta \varepsilon_{\text{ion}} \approx 32$ эВ

$$R_s(z) = F_{\min} P(z) c / \Delta \varepsilon_{\text{ion}} = 2,18 \cdot 10^{12} P \text{ (атм)}. \quad (9)$$

Источники фоновых электронов и отрицательных ионов

$$S_b = f(z) \left(b_{e+} \left(\frac{\sigma(z)}{e(\mu_+(z) + \mu_-(z))} + f(z) \right) + \eta \right); \quad (10)$$

$$S_- = b_{-+} \frac{\sigma(z)}{e(\mu_+(z) + \mu_-(z))} \left(\frac{\sigma(z)}{e(\mu_+(z) + \mu_-(z))} + f(z) \right) - \eta f(z), \quad (11)$$

где $\sigma(z) = \varepsilon_0 \cdot 10^{-(28-z(\text{км}))/30}$ [29], а $f(z) = 10^{4+(z(\text{км})-60)/6,7}$ получена на основании формулы для концентрации фоновых электронов работы [30].

Начальные условия: $n_p^{(n)}(t=0) = 0$, $n_s(t=0) = 0$, $n_b(t=0) = 10^{4+(z(\text{км})-60)/6,7}$ для ночной атмосферы и $n_b(t=0) = 10^{6+(z(\text{км})-60)/10}$ – для дневной (аппроксимации данных [30]), $n_+(t=0) = n_-(t=0) + n_b(t=0)$, $n_-(t=0) = \sigma(z) / e(\mu_+(z) + \mu_-(z))$.

Условие для n_- получено следующим образом. На больших высотах $n_b \gg n_-$, так что проводимость определяется фоновыми электронами. Но n_b быстро уменьшается с приближением к поверхности Земли, и ниже 60 км доминирует ионная проводимость: $\sigma(z) = e(n_b \mu_b + n_- \mu_- + n_+ \mu_+)$, $n_b \ll n_{+,-}$. Тогда $n_- = n_+$ и получается формула для $n_-(t=0)$. В связи с отсутствием данных по ионной проводимости на больших высотах пользуемся той же формулой $\sigma(z) = \varepsilon_0 \times 10^{-(28-z(\text{км}))/30}$ для аппроксимации n_- для $z > 60$ км.

Напряженность самосогласованного электрического поля вычислялась в квазиэлектростатическом приближении. Реализован экономичный подход [15–21], в котором напряженность вычислялась интегрированием по времени уравнения непрерывности полного тока

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{E}_{\text{int}}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{E}_{\text{ext}}}{\partial t} = -\frac{\bar{j}}{\varepsilon_0} + \frac{\partial \bar{E}_{\text{ext}}}{\partial t}, \quad (12)$$

где $\varepsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11}$ Ф/м, $\bar{E}_{\text{int}}(z, r, t)$ и $\bar{E}_{\text{ext}}(z, r, t)$ – напряженности поля зарядов и внешнего поля, создаваемого зарядами грозового облака; плотность тока проводимости $\bar{j} = en_+ \bar{v}_+ - en_- \bar{v}_- - en_s \bar{v}_s - en_b \bar{v}_b$.

Модель электрического поля грозового облака. Поле облака вначале экранировано поляризованной плазмой между вершиной облака и ионосферой. По мере того как положительный заряд облака уносится молнией, отрицательные поляризационные заряды вблизи вершины становятся некомпенсированными и над облаком появляется поле, равное в силу принципа суперпозиции полю зарядов облака в отсутствие экранировки.

Принята модель, в которой внешнее поле создается равномерно заряженным тонким диском (дисками) [31], расположенным вне расчетной области и отраженным относительно поверхности земли ($z = 0$ км) и относительно нижнего уровня электросферы ($z = 60$ км). В случае разряда на землю некомпенсированные отрицательные поляризационные заряды над облаком моделируются одним диском с растущим радиусом, ограниченным длительностью разряда молнии. В случае

внутриоблачного разряда кроме отрицательных зарядов над облаком некомпенсированными остаются также положительные заряды под облаком. Они моделируются двумя дисками с постоянной плотностью заряда и растущим радиусом. Радиус дисков вычисляется по формуле

$$R_{\text{disk}}(t) = \begin{cases} \sqrt{q(t)/2\pi\epsilon_0 E_{\text{max}}}, & t \leq t_{\text{disch}}; \\ \sqrt{Q_{\text{max}}/2\pi\epsilon_0 E_{\text{max}}}, & t \geq t_{\text{disch}}, \end{cases} \quad (13)$$

где $q(t) = Q_{\text{max}}(t/t_{\text{disch}})$ – мгновенное значение заряда диска ($t \leq t_{\text{disch}}$); Q_{max} – его максимальная величина; E_{max} отвечает задаваемому перенапряжению на поверхности диска $\delta = eE_{\text{max}}/F_{\text{min}}P(z)$. Зависимость радиуса дисков от времени обеспечивает плавное нарастание поля в процессе разряда молнии.

Оптическое излучение

Флуоресценция обусловлена излучением в следующие полосы: система $1P$ в красном и инфракрасном диапазонах, обусловленная переходами $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ молекулы N_2 ($\lambda = 570\text{--}1040$ нм) и система Мейнеля M , обусловленная переходами $A^2\Pi \rightarrow X^2\Sigma$ иона N_2^+ ($\lambda = 500\text{--}2000$ нм); системы $2P$ и $1N$ в ультрафиолетовой и синей частях спектра ($\lambda = 290\text{--}530$ нм), обусловленные переходами $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ молекулы N_2 и $B^2\Sigma_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ иона N_2^+ . Люминофор, использованный в работах [32–34], чувствителен к излучению с длинами волн 400–500 нм и 600–700 нм. В работе [35] чувствительность прибора составляла 77 % в интервале 390–870 нм. На основе результатов численного решения задачи газоразрядной кинетики, сформулированной выше, рассчитываются наблюдаемые пространственно-временное распределение яркости и цвета излучения ВАР в оптическом диапазоне. Это выполняется по следующей методике.

Флуоресценция, возбуждаемая непосредственно УЭ и релаксирующими вторичными электронами, обусловлена энергетическими потерями ЛРУЭ. Удельная мощность, идущая на прямое заселение электронным ударом подуровня с колебательным числом v_i и энергией возбуждения $\epsilon_{\text{ex}}(v_i)$, оценивается как доля полных потерь: $n_e v_{\text{ex}}^i f(v_i) \epsilon_{\text{ex}}(v_i) \approx R_s \Delta \epsilon \kappa_i f(v_i)$, где v_{ex}^i – частота и $\epsilon_{\text{ex}}(v_i)$ – энергия возбуждения состояния с колебательным числом v_i , $f(v_i)$ – функция распределения по колебательным числам. Относительно малый вклад в заселение состояния $B^3\Pi_g(N_2)$ за счет переходов $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ включен в коэффициент κ_i . Тогда удельная скорость генерации фотонов со средней энергией $\langle hv_{i \rightarrow j} \rangle$ вычисляется как

$$w_{\text{av}}(z) = \sum_{i \rightarrow j} w_{\text{av}}^{(i \rightarrow j)}(z) \approx R_s n_{\text{run}}(r, z) \Delta \epsilon_{\text{ion}} \times \sum_{i \rightarrow j} \frac{\alpha_{i \rightarrow j}}{\langle hv_{i \rightarrow j} \rangle}, [1/(\text{м}^3 \cdot \text{с})], \quad (14)$$

где i и j – электронные состояния молекулы N_2 , суммирование ведется по переходам $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Pi_u^+$, $B^2\Sigma_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$, $\alpha_{i \rightarrow j} = \sum_{v_i, v_j} \chi_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j} / (1 + \beta_{i \rightarrow j} P)$ – эффективность флуоресценции, т. е. доля энергетических потерь пучка, обусловленных излучением фотонов с энерги-

ей $\langle hv_{i \rightarrow j} \rangle$; $\chi_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}$ – доля от общего энергетического вклада УЭ, приходящаяся на данный переход; β_i (1/торр) – коэффициент тушения. В отличие от работ [19–21] $\chi_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}$ вычислены для всех колебательных состояний указанных выше переходов. Зависимости $\chi_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}$ и β_i от энергии фотона получены на основании данных работ [36, 37].

Флуоресценция, возбуждаемая электронами низких энергий. Для каждой системы линий построена матрица, элементы которой в отсутствие тушения суть отношение числа фотонов, излученных в данном электронно-колебательном переходе к числу молекул (ионов) азота, оказавшихся в результате возбуждения на верхнем электронном уровне: $R1P^{dir}(m, n)$, $R1P^{cas}(m, n)$ и $R2P(m, n)$ для 1-й и 2-й положительных систем N_2 , $R1N(m, n)$ для 1-й отрицательной системы N_2 и $RM(m, n)$ для системы Мейнеля N_2^+ . Индексы m и n соответствуют верхнему (столбцы матрицы) и нижнему (строки) уровню. В системе $1P$ верхний уровень может возбуждаться как в результате прямых переходов с основного молекулярного состояния ($1P^{dir}(m, n)$), так и в результате каскадного процесса ($1P^{cas}(m, n)$) в излучательном переходе $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$. Элементы матриц через коэффициенты Франка – Кондона A выражаются следующим образом:

$$R1P^{dir}(m, n) = A^{X^1\Sigma - B^3\Pi}(m) A^{B^3\Pi - A^3\Sigma}(m, n); \quad (15)$$

$$R1P^{cas}(m, n) = \left(\sum_k A^{X^1\Sigma - C^3\Pi}(k) A^{C^3\Pi - B^3\Pi}(k, m) \right) A^{B^3\Pi - A^3\Sigma}(m, n); \quad (16)$$

$$R2P(m, n) = A^{X^1\Sigma - C^3\Pi}(m) A^{C^3\Pi - B^3\Pi}(m, n); \quad (17)$$

$$R1N(m, n) = A^{X^1\Sigma - B^2\Sigma}(m) A^{B^2\Sigma - X^2\Sigma}(m, n); \quad (18)$$

$$RM(m, n) = A^{X^1\Sigma - A^2\Pi}(m) A^{A^2\Pi - X^2\Sigma}(m, n). \quad (19)$$

Удельная скорость излучения фотонов в точке (r, z) под действием фоновых и вторичных электронов низких энергий вычисляется по следующей формуле:

$$w_{b,s}(r, z) = [N_2(z)] n_{s,b}(r, z) \times \\ \times \sum_{m,n=0}^9 \left(\frac{k_{B^3\Pi}(r, z) R1P(m, n)}{1 + 760P(z)\beta_{1P}} + \frac{k_{C^3\Pi}(r, z) R1P^{cas}(m, n)}{(1 + 760P(z)\beta_{1P})(1 + 760P(z)\beta_{2P})} + \right. \\ \left. + \frac{k_{C^3\Pi}(r, z) R2P(m, n)}{1 + 760P(z)\beta_{2P}} + \frac{k_{B^2\Sigma}(r, z) R1N(m, n)}{1 + 760P(z)\beta_{1N}} + \frac{k_{A^2\Pi}(r, z) RM(m, n)}{1 + 760P(z)\beta_M} \right) \left[\frac{1}{m^3 \cdot c} \right], \quad (20)$$

где в отличие от работ [19–21] суммирование ведется по отдельным колебательным состояниям, ответственным за системы линий $1P$, $2P$, $1N$, M . Формула (20) получена из решения стационарной системы заселения электронных и колебательных состояний молекулы N_2 и молекулярного иона N_2^+ . Полагаем, что в основном состоянии молекул $X^1\Sigma$ колебательное число $v = 0$. Для долей молекул N_2 , перешедших из основного состояния на m -й колебательный уровень состояний $B^3\Pi$ и

$C^3\Pi$ молекулы N_2 и $B^2\Sigma$ и $A^2\Pi$ молекулярного иона N_2^+ , принята нормировка $\sum_m P_{X^1\Sigma \rightarrow B^3\Pi, C^3\Pi, B^3\Sigma, A^3\Pi}(0, m) = 1$. Нормировка для каскадных переходов из основного состояния N_2 : $\sum_m P_{X^1\Sigma \rightarrow C^3\Pi \rightarrow B^3\Pi}(0, m) = \sum_k P_{X^1\Sigma \rightarrow C^3\Pi}(0, k) P_{C^3\Pi \rightarrow B^3\Pi}(k, m) = 1$. Нормировки для переходов с колебательного уровня m на нижний уровень n : $\sum_n P_{C^3\Pi \rightarrow B^3\Pi}(m, n) = 1$ и $\sum_n P_{B^3\Pi \rightarrow A^3\Sigma}(m, n) = 1$ соответственно для систем $2P$ и $1P$ молекулы N_2 ; $\sum_n P_{B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma}(m, n) = 1$ и $\sum_n P_{A^2\Pi \rightarrow X^2\Sigma}(m, n) = 1$ соответственно для систем $1N$ и M молекулярного иона N_2^+ . Номера колебательных уровней менялись от 0 до 9. Для вычислений матричных элементов использованы данные работ [38–40].

Использованы данные [22] для зависимостей скоростей возбуждения молекулярных состояний от E/N и данные [41] для скорости возбуждения электронных уровней ионов.

Мгновенная яркость изображения на больших расстояниях от эмитирующей точки (r_0, z_0) без учета поглощения равна

$$J(r_0, z_0) = 10^{-10} \int_{Y_{\min}}^{Y_{\max}} w\left(r = \sqrt{r_0^2 + y^2}, z_0\right) dy \quad [\text{рэлей}], \quad (21)$$

где $w = w_{av} + w_b + w_s$; размерность w [$1/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$]; размерность r_0 и y [м]; $Y_{\max} - Y_{\min}$ есть поперечный размер излучающей области. Для сравнения с данными наблюдений выполнялось усреднение по длительности кадра телекамеры $T = 17$ мс [32, 33]:

$$J_{\text{авср}}(r_0, z_0) = \frac{1}{T} \int_0^T J(r_0, z_0, t) dt. \quad (22)$$

Численный алгоритм

Разностная схема для решения системы уравнений (1)–(8) получена методом контрольного объема и для i -й ячейки и может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} \left(n_{\text{run}}^{(k)}\right)_i^{j+1} &= \left(n_{\text{run}}^{(k)}\right)_i^j + \Delta t_j \left(\delta_{q,1} R_{\text{run}} \sum_{q=k}^N n_{\text{run}}^{(q)} + S_{\text{run}}^{(q)} - A_{\text{run}}^{(k)} + A_{\text{run}}^{(\text{neib})} \right)_i^{j+1} - \\ &- \Delta t_j \frac{1}{V_i} \sum_{m=1}^{N_{\text{neib}}} \left(\alpha_m n_{\text{run}_i}^{(k)} + (1 - \alpha_m) n_{\text{run}_m}^{(k)} \right)^{j+1} \frac{\left(\bar{w}_{\text{run}_m}^{(k)} + \bar{w}_{\text{run}_i}^{(k)}\right)^{j+1}}{2} \bar{S}_m; \end{aligned} \quad (23)$$

$$\left(w_{\text{xrun}}^{(k)}\right)_i^{j+1} = \left(w_{\text{xrun}}^{(k)}\right)_i^j + \frac{\Delta t_j}{m\gamma} \left(-eE_{xi}^{j+1} - F^{(k)} \frac{\left(w_{\text{xrun}}^{(k)}\right)_i^{j+1}}{v_{\text{run}}^{(k)}} \right), \quad (24)$$

где $x = r, z$;

$$\left(\varepsilon_{\text{run}}^{(n)}\right)_i^{j+1} = \left(\varepsilon_{\text{run}}^{(n)}\right)_i^j - \Delta t_j \left(e\bar{E}\bar{w}_{\text{run}}^{(n)} + F^{(n)}v_{\text{run}}^{(n)} \right)_i^{j+1}; \quad (25)$$

$$\left(A_{\text{run}}^{(n)}\right)_i^{j+1} = \left(\frac{\partial \varepsilon_{\text{run}}^{(n)}}{\partial t} \left| \frac{n_{\text{run}}^{(n)}}{\Delta \varepsilon_n} \right. \right)_i^{j+1}; \quad A_{\text{run}}^{(\text{neib})} = \begin{cases} A_{\text{run}}^{(n+1)}, \frac{\partial \varepsilon_{\text{run}}^{(n+1)}}{\partial t} \leq 0, & 1 \leq n \leq N-1; \\ A_{\text{run}}^{(n-1)}, \frac{\partial \varepsilon_{\text{run}}^{(n-1)}}{\partial t} \geq 0, & 2 \leq n \leq N; \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} (n_s)_i^{j+1} &= (n_s)_i^j + \Delta t_j \left((v_i - b_{e+}n_+ - \eta)n_s + R_s n_{\text{run}} + A_{\text{run}}^{(1)} \right)_i^{j+1} - \\ &- \frac{1}{V_i} \sum_{m=1}^{N_{\text{neib}}} \left((\alpha_m n_{si}^{j+1} + (1-\alpha_m)n_{sm}^{j+1}) \frac{(\bar{v}_{sm} + \bar{v}_{si})^{j+1}}{2} \right) \bar{S}_m; \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} (n_b)_i^{j+1} &= (n_b)_i^j + \Delta t_j (v_i n_b - b_{e+}n_b n_+ - \eta n_b + S_b)_i^{j+1} - \\ &- \frac{1}{V_i} \sum_{m=1}^{N_{\text{neib}}} \left((\alpha_m n_b^{j+1} + (1-\alpha_m)n_b^{j+1} m) \frac{(\bar{v}_{sm} + \bar{v}_{si})^{j+1}}{2} \right) \bar{S}_m; \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} (n_+)_i^{j+1} &= (n_+)_i^j + \\ &+ \Delta t_j (v_i(n_s + n_b) + S_{\text{run}} + S_b - b_{e+}(n_s + n_b)n_+ - b_{-+}n_-n_+ + (R_s + R_{\text{run}})n_{\text{run}})_i^{j+1}; \end{aligned} \quad (29)$$

$$(n_-)_i^{j+1} = (n_-)_i^j + \Delta t_j (\eta(n_s + n_b) - b_{-+}n_-n_+)_i^{j+1}, \quad (30)$$

где α – коэффициент, принимающий значение 0 или 1 в зависимости от направления скорости, чтобы схема была противопоточной. Известно, что противопоточные схемы являются позитивными, т. е. значения концентрации электронов всегда остаются положительными, что и требуется при решении данной задачи. Недостатком таких схем является первый порядок точности по пространству. Устойчивость обеспечивается неявностью схемы [42], т. е. все слагаемые, отвечающие за перенос, наработку, рекомбинацию заряженных частиц и т. д. берутся с "верхнего" слоя по времени. Шаг по времени выбирается исходя из условия $dt < 0,25\sqrt{S_{\text{min}}}/c$, где S_{min} – минимальная площадь ячейки в расчетной области, c – скорость света. Использовалась скорость света в связи с тем, что скорость УЭ близка к этой величине.

Для цилиндрически-симметричной двумерной задачи имеют смысл следующие величины: $\bar{S}_m = -\bar{n}_m S_m$; нормаль \bar{n}_m направлена внутрь ячейки; $S_m = \varphi l(R_1 + R_2)/2$, где l – длина ребра; R_1 и R_2 – координаты концов ребра вдоль оси x ; $V_i = \varphi R S_{\text{cell}}$, где R – геометрический центр ячейки. В случае $\varphi = 2\pi$ формула вырождается в формулу объема тора с площадью сечения S . В расчетах во всех формулах полагается $\varphi = 1$.

Разностная система является полностью консервативной: в результате сложения формул получается аппроксимация уравнения для полного тока, являющаяся суммой исходных уравнений. Система решается методом простой итерации для обеспечения согласованности правых частей уравнений, т. е. все величины в правых частях берутся с одного слоя по времени и с одной итерации.

Заключение

В приближении сплошной среды для описания кинетики заряженных частиц разработана последовательная математическая модель ВАР, развивающихся в поле грозových облаков, с учетом эволюции вторичных низкоэнергетических электронов и ионов, нарабатываемых в процессе развития ЛРУЭ, отличающаяся детальным учетом физических процессов и описанием кинетики релятивистских УЭ на основании точной зависимости длины усиления ЛРУЭ от напряженности поля и давления воздуха. Лавина моделируется в рамках многогруппового подхода к кинетике релятивистских электронов в квазистатическом самосогласованном электрическом поле, являющемся суперпозицией "внешнего" поля облака, поля поляризационных фоновых зарядов и поля зарядов плазмы, создаваемой самой лавиной. Принято двумерное описание кинетики заряженных частиц в локальном переменном электрическом поле. Собственное магнитное поле разряда и геомагнитное поле не учитываются. Электрическое поле над облаком включается разрядом молнии, уносящим или частично компенсирующим заряд облака. Разработанная модель является более последовательной в смысле описания кинетики частиц и эволюции электрического поля, чем модели, описанные в работах [15–21], позволяет лучше понять особенности электромагнитных явлений, связанных с развитием ВАР: флуоресценции над облаками, мощных ЭМИ, импульсов жесткого γ -излучения и др. Модель включает детальное описание кинетики оптического излучения и пригодна для получения результатов, адекватных натурным наблюдениям высотных оптических явлений. Недостатком модели является пренебрежение эффектами собственного магнитного поля ВАР и геомагнитного поля, вклад которых можно оценить только после выполнения расчетов.

Список литературы

1. Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М. Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда и кинетики оптического излучения. Препринт № 98. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
2. Кудрявцев А. Ю. Развитие механизма восходящих атмосферных разрядов на основе генераций лавин релятивистских электронов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
3. Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges / M. Fullekrug et al. (eds.). Springer. Netherlands, 2006.
4. Parks G. E., Mauk B. H., Spiger R., Chin J. X-ray enhancements detected during thunderstorm and lightning activities // Geophys. Res. Lett. 1981. Vol. 8. P. 1176–1179.

5. McCarthy M. P., Parks G. K. Further Observations of X-ray inside Thunderstorms // *Geophys. Res. Lett.* 1985. Vol. 12. P. 393–396.
6. Shah G. N., Razdan H., Bhat G. L., Ali G. M. Neutron generation in lightning bolts // *Nature.* 1985. Vol. 313. P. 773–775.
7. Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R. et al. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin // *Science.* 1994. Vol. 264. P. 1313–1316.
8. Eack K. B., Beasley W. B., Rust W. D. et al. X-ray pulses observed above a mesoscale convective system // *Geophys. Res. Lett.* 1996. Vol. 23. P. 2915–2918.
9. Nemiroff R. J., Bonnell J. T., Norris J. P. Temporal and spectral characteristics of terrestrial gamma flashes // *Ibid.* 1997. Vol. 102. P. 9659–9665.
10. Eack K. B., Beasley W. B., Suszcynsky D. M. et al. Gamma-ray emissions observed in a thunderstorm anvil // *Ibid.* 2000. Vol. 27. P. 185–188.
11. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // *Science.* 2005. Vol. 307. P. 1085–1088.
12. Babich L. P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Arlington, Virginia, USA: Futurepast Inc., 2003.
13. Wilson C. T. R. The acceleration of β -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 1924. Vol. 22. P. 534–538.
14. 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. Vol. 165. P. 463–468.
15. Roussel-Dupre R. A., Symbalysty E., Taranenko Y., Yukhimuk V. Simulations of high-altitude discharges initiated by runaway breakdown // *J. Atmospheric and Terrestrial Phys.* 1994. Vol. 60. P. 917–940.
16. Yukhimuk V., Roussel-Dupre R. A., Symbalysty E. M. D., Taranenko Y. J. Optical characteristics of Red Sprites produced by runaway air breakdown // *J. Geophys. Res.* 1998. Vol. 103. P. 11,473–11,482.
17. Yukhimuk V., Roussel-Dupre R. A., Symbalysty E. M. D., Taranenko Y. J. Optical characteristics of Blue Jets produced by runaway air breakdown, simulation results // *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25. P. 3289–3292.
18. Kutsyk I. M., Babich L. P. Spatial structure of optical emissions in the model of gigantic upward atmospheric discharges with participation of runaway electrons // *Phys. Lett. A.* 1999. Vol. 253. P. 75–82.
19. Бабич Л. П., Бахов К. И., Куцык И. М. Самосогласованный расчет атмосферного разряда, развивающегося в режиме лавины релятивистских убегающих электронов // *Саров: Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ.* 2001. Вып. 1. С. 440–455.
20. Бабич Л. П., Бахов К. И., Ильяев Р. И. и др. Расчет высотных оптических явлений над облаками на основе механизма с участием лавины релятивистских электронов // *Докл. РАН.* 2003. Т. 388. С. 383–386.
21. Бабич Л. П., Бахов К. И., Ильяев Р. И. и др. Самосогласованный расчет восходящего атмосферного разряда, развивающегося в режиме лавин релятивистских убегающих электронов // *Геомагнетизм и аэрномия.* 2004. Т. 44. С. 254–265.
22. Александров Н. Л., Высикайло Ф. И., Исламов Р. Ш. и др. Функция распределения электронов в смеси $N_2 : O_2 = 4 : 1$ // *Теплофизика высоких температур.* 1981. Т. 19. С. 22–27.

23. Александров Н. Л., Высикайло Ф. И., Исламов Р. Ш. и др. Расчетная модель разряда в смеси $N_2 : O_2 = 4 : 1$ // Там же. 1981. Т. 19. С. 485–490.
24. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1991.
25. Голубев А. И., Ивановский А. В., Соловьев А. А. и др. Одномерная модель для описания быстрых волн пробоя в длинных разрядных трубках // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1985. Вып. 2. С. 17–27.
26. McDaniel E. W. Collision phenomena in ionized gases. New York, London, Sidney: John Wiley and Sons, 1964.
27. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Илькаев Р. И. и др. Фундаментальные характеристики лавины релятивистских убегающих электронов в воздухе // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 666–674.
28. Daniel R. R., Stephens S. A. Cosmic-ray-produced electrons and gamma rays in the atmosphere // Rev. Geophysics and Space Physics. 1974. Vol. 12. P. 233–258.
29. Roussel-Dupre R. A., Gurevich A. V. On runaway breakdown and upward propagating discharges // J. Geophys. Res. 1996. Vol. 101. N A2. P. 2297.
30. Taranenko Yu. N., Inan U. S., Bell T. F. The interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: excitation of optical emissions // Geophys. Res. Lett. 1993. Vol. 20. P. 2675–2678.
31. Мучник В. М. Физика грозы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1974.
32. Sentmen D. D., Wescott E. M., Osborn D. L. et al. Preliminary results from the Sprite 94 Aircraft Campaign. 1. Red Sprites // Geophys. Res. Lett. 1995. Vol. 22. P. 1205–1208.
33. Wescott E. M., Sentmen D. D., Osborn D. L. et al. Preliminary results from the Sprite 94 Aircraft Campaign. 2. Blue Jets // Ibid. P. 1209–1212.
34. Sentman D. D., Wescott E. M. Red sprites and blue jets: Thunderstorm-excited optical emissions in the stratosphere, mesosphere, and ionosphere // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. P. 2514–2522.
35. Pasko V. P., Stenley M., Mathews J. D. et al. Electrical discharge from a thundercloud top to the lower ionosphere // Nature. 2002. Vol. 416. P. 152–154.
36. Davidson G., Neil R. Optical radiation from nitrogen and air at high pressure excited by energetic electrons // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 41. P. 3946–3955.
37. Hartman P. L. New measurement of the fluorescence efficiency of air under electron bombardment // Planet. Space Sci. 1968. Vol. 16. P. 1315–1340.
38. Benesch W., Vanderslice G. T., Tilford S. G., Wilkinson P. G. Franck-Condon factors for observed transitions in N_2 above 6 eV // Astrophys. Journ. 1966. Vol. 143. P. 236–252.
39. Nicholls R. W. Franck-Condon factors to high vibrational quantum numbers I: N_2 and N_2^+ // J. Research National Bureau of Standards – A. Physics and Chemistry. 1966. Vol. 65A. P. 451–460.
40. Piper L. G., Holtzclaw K. W., Green B. D., Blumberg W. A. M. Experimental determination of the Einstein coefficients for the N_2 (B–A) transition // J. Chem. Phys. 1989. Vol. 90. P. 5337–5345.
41. Pasko V. P., Inan U. S., Bell T. F., Taranenko Y. N. Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere // J. Geophys. Res. 1997. Vol. 102. P. 4529–4561.
42. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир., 1980.

**Calculation of Giant Ascending Atmospheric Discharge,
Accompanying Optical Phenomena and Penetrating
Radiations. I. Numerical Model**

L. P. Babich, A. Yu. Kudryavtsev, M. L. Kudryavtseva, I. M. Kutsyk

A 2D numerical model describing giant ascending atmospheric discharges in self-consistent electric field has been developed. The kinetics of secondary low-energy electrons and ions produced in the evolving avalanche of relativistic electrons, background electrons and ions is taken into account. The model provides the multigroup description of relativistic electron kinetics and the detailed description of optical radiation kinetics.

Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических явлений и проникающих излучений.

II. Результаты численного моделирования

Л. П. Бабич, А. Ю. Кудрявцев,
М. Л. Кудрявцева, И. М. Куцык

Моделируемые конфигурации

В рамках модели, изложенной в работе [1], выполнено численное моделирование восходящих атмосферных разрядов (ВАР) и расчеты его излучений для нескольких конфигураций, генерирующих электрическое поле поляризационных зарядов над грозovým облаком, т. е. создающих заряженный диск (разряд молнии на землю) или два диска (внутриоблачный разряд молнии), моделирующие эти заряды. Конфигурации отличаются максимальным зарядом Q_{\max} , до которого заряжается диск, его высотой H над поверхностью Земли и длительностью разряда молнии t_{disch} . В настоящей работе $t_{\text{disch}} = 1$ мс, моделирование велось до $t = 3,5$ мс. Исследовались два варианта включения поля.

1. Радиус диска R_{disk} изменялся согласно формуле (13) работы [1], так что плотность заряда оставалась постоянной $\sigma = q(t)/\pi R_{\text{disk}}^2(t) = 2\varepsilon_0 E_{\max}$.

Выполнено численное моделирование гигантских восходящих атмосферных разрядов. Рассчитаны яркость, цвет и эволюция флуоресценции над грозovým облаком согласуются с данными натурных наблюдений высотных оптических явлений Blue Jets и Red Sprites. Рассчитаны характеристики импульсов жесткого гамма-излучения и нейтронов, генерируемых восходящими разрядами.

2. R_{disk} полагался постоянным и равным $R_{\text{disk}} = \sqrt{Q_{\text{max}}/2\pi\epsilon_0 E_{\text{max}}}$ согласно формуле (13) работы [1], а плотность заряда менялась во времени согласно $\sigma = q(t)/\pi R_{\text{disk}}^2$.

Максимальная плотность зарядов отвечает перенапряжению на поверхности диска $\delta = eE_{\text{max}}/F_{\text{min}} P(H) = 7$, где $F_{\text{min}} = 218$ кВ/(м·атм). Некоторые величины, характеризующие эволюцию ВАР в пространстве и времени, не сильно зависят от варианта включения, другие, наоборот, обнаруживают существенные различия. Особенно сильно проявляются различия в эволюции напряженности поля.

Высотные оптические явления

Приведем результаты, полученные для конфигурации $Q_{\text{max}} = 130$ Кл и $H = 14$ км, выбранной из числа конфигураций, исследовавшихся в рамках 1,5-мерной модели [2–4], которые позволили получить характеристики флуоресценции, близкие к результатам натуральных наблюдений [5, 6]. Такие конфигурации, следовательно, наиболее адекватны распределениям заряда в грозовых облаках. Вычисленные зависимости от высоты яркости флуоресценции, усредненной по длительности кадра телекамеры (см. формулу (22) [1]), слабо зависят от варианта включения поля. В согласии с данными наблюдений получены две четко выраженные светящиеся области: вблизи облака на высоте 15–20 км и 60–80 км. В варианте с постоянным R_{disk} амплитуда яркости свечения нижней области приблизительно в два раза больше, чем в случае переменного R_{disk} , а амплитуда яркости верхней области практически не зависит от способа включения поля. Абсолютные значения яркости примерно на порядок больше, чем в работах [2–4], но характер распределений яркости по высоте практически тот же. В [2–4] полагалось, что разряд развивается вблизи оси симметрии, причем внешний радиус разрядной области вблизи диска полагался равным $0,2R_{\text{disk}}$. Согласно излагаемым результатам 2-мерного моделирования радиус светящейся области на малых высотах превышает R_{disk} , чем и объясняется большая яркость флуоресценции. Так, для переменного R_{disk} в момент максимума яркости радиус свечения в нижней части ~ 8 км, а в верхней – более 35 км.

На больших высотах способ включения поля практически не влияет на распределение яркости и ее величину. Вблизи облака излучающая область и яркость существенно больше в случае постоянного R_{disk} (рис. 1).

Компонента $\langle J_{av} \rangle$ возбуждается убегающими электронами (УЭ) и релаксирующими вторичными электронами, а $\langle J_s + J_b \rangle$ – фоновыми и вторичными электронами, пришедшими в равновесие с локальным электрическим полем (рис. 2). Нижний максимум свечения обусловлен в основном компонентой $\langle J_{av} \rangle$ и частично – $\langle J_s + J_b \rangle$, а верхний – компонентой $\langle J_s + J_b \rangle$ (рис. 3).

Эволюция распределения яркости вдоль оси симметрии разряда по высоте иллюстрируется рис. 4 для переменного R_{disk} . В случае постоянного R_{disk} процесс развивается аналогично. Свечение в верхней части разряда (на высоте 60–80 км) начинается у границы ионосферы и распространяется вниз в соответствии с данными наблюдений. Мгновенная амплитуда яркости, смещаясь вниз, почти не меняется во время разряда молнии ($t \leq t_{\text{disch}}$). После разряда ($t \geq t_{\text{disch}}$) свечение быстро затухает. Положение максимума яркости в нижней части свечения практически не меняется, а его величина нарастает во время разряда молнии и резко падает после его прекращения.

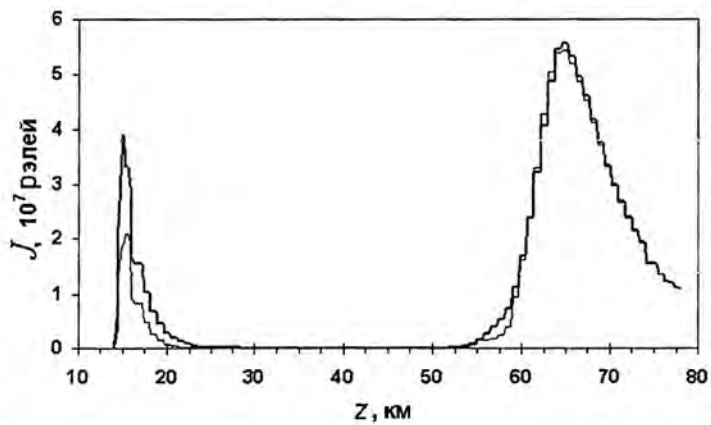


Рис. 1. Распределение по высоте усредненной яркости на оси разряда для двух вариантов включения поля над облаком: переменный (---) и постоянный (—) R_{disk} . $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км

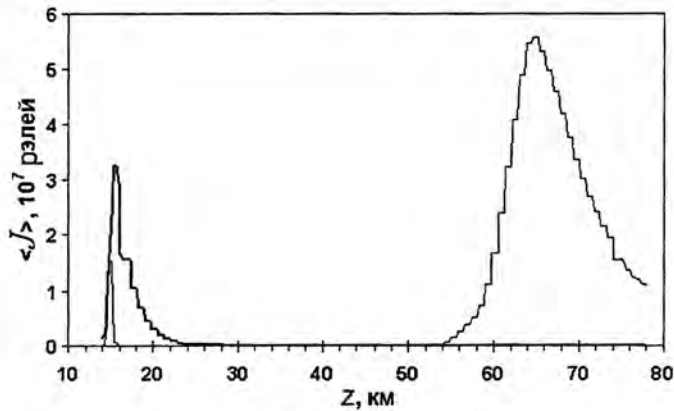


Рис. 2. Вклад компонент $\langle J_{av} \rangle$ и $\langle J_{se+be} \rangle$ в суммарную яркость флуоресценции. $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

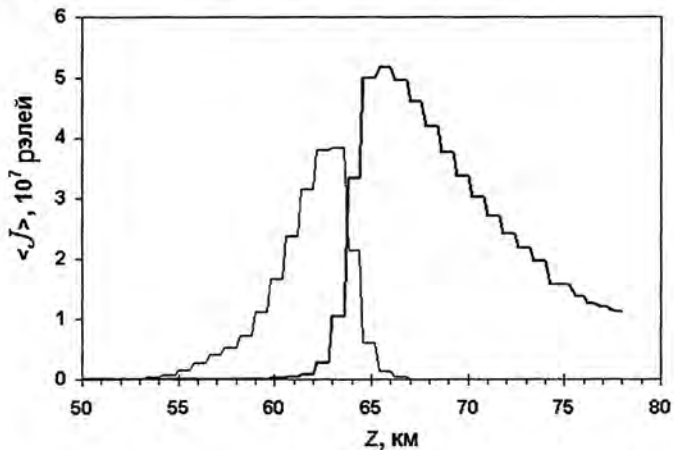


Рис. 3. Вклад фоновых (—) и вторичных (---) электронов в верхний максимум свечения. $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

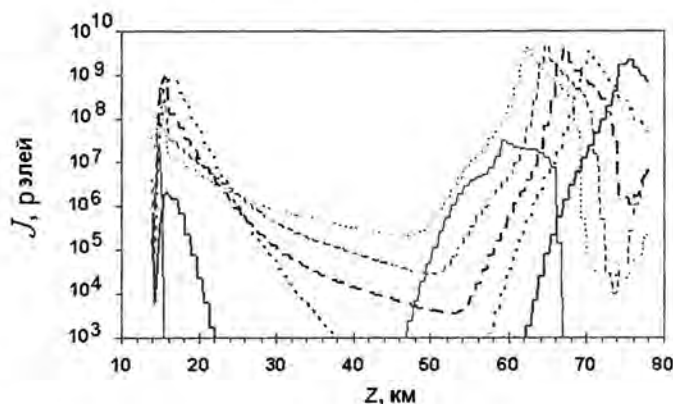


Рис. 4. Распределение яркости флуоресценции по высоте:
 — 0,2 мс; - - - 0,4 мс; - · - 0,6 мс; · · · 0,8 мс; · · · · 1 мс;
 — 2 мс. $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

Длительность флуоресценции на полувысоте равна 0,3 мс для нижнего максимума и 0,2 мс – для верхнего. Общая длительность на всех высотах, ~ 1 мс, близка к длительности разряда молнии (рис. 5).

На рис. 6 для одного момента времени иллюстрируются распределения по высоте вдоль оси разряда концентрации фоновых и вторичных электронов и положительных ионов для обеих моделей включения поля над облаком.

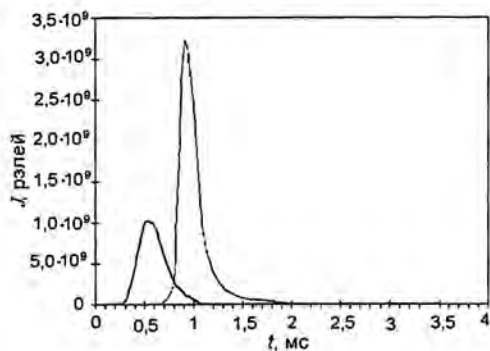


Рис. 5. Зависимость от времени яркости свечения на высотах, где находятся максимумы яркости: — — 15,5 км; — — 63 км.
 $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

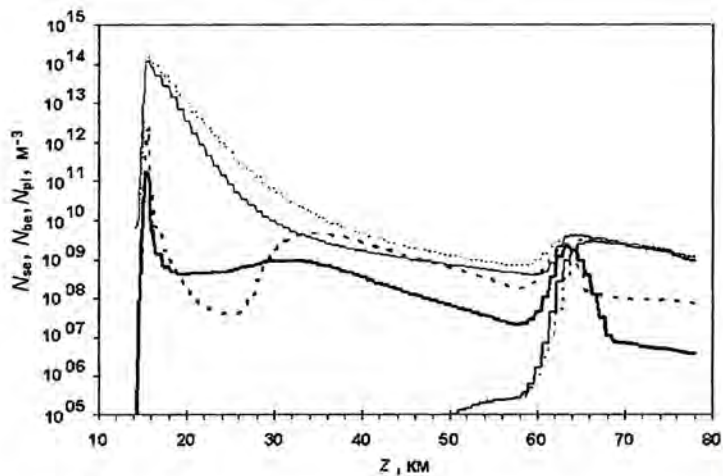


Рис. 6. Распределение по высоте концентрации положительных ионов, фоновых и вторичных электронов в момент $t = 1$ мс: - - - N_{se} , постоянный радиус; — — N_{se} , переменный радиус; - · - N_{be} , постоянный радиус; · · · N_{be} , переменный радиус; · · · · N_{pi} , постоянный радиус; — — N_{pi} , переменный радиус. $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

На рис. 7 приведены распределения по высоте на оси разряда суммарной концентрации УЭ и концентрации групп УЭ со средними энергиями 8,8 и 25,5 МэВ в момент $t = 1$ мс для меняющегося R_{disk} . Вклад УЭ с высокой энергией заметен на высоте нижнего максимума флуоресценции и выше 70 км.

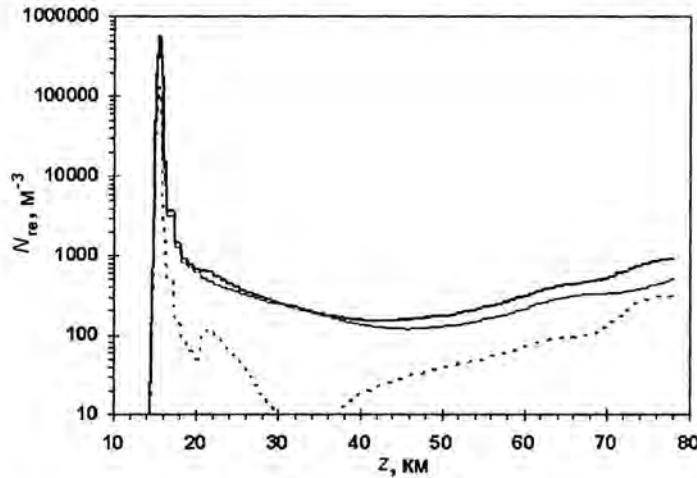


Рис. 7. Концентрации УЭ (суммарная и для двух групп) на оси симметрии разряда в момент $t = 1$ мс: — — все УЭ; — — 8,8 МэВ; - - - 25,5 МэВ. $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

Естественно полагать, что флуоресценция нижней области отвечает Blue Jets, а верхней — Red Sprites. Флуоресценция нижней области обусловлена системой $2P$ молекул азота, а верхней — системами $1P$ и $1N$. Это определяет цвет свечения: голубой — в нижней части и красный — в верхней. Синий цвет нижней области объясняется тем, что константа тушения β_i состояния $C^3\Pi_u$, ответственного за синее свечение, намного меньше, чем состояния $B^3\Pi_g$, ответственного за красное. Красный цвет верхней области обусловлен тем, что на больших высотах $\beta_i P(z) \ll 1$, а эффективность флуоресценции $\chi_{i \rightarrow j}$ вследствие возбуждения $B^3\Pi_g$ намного больше, чем за счет возбуждения других состояний, и, кроме того, высвечивание синего фотона в результате переходов $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ сопровождается высвечиванием красного [2–4].

Для демонстрации влияния числа групп УЭ N на результаты моделирования выполнены расчеты с $N = 4$ и $N = 10$. Основным явилось различие концентрации УЭ на высотах 15–20 км, т. е. в районе максимума развития лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) и выше. В этой области высот $\delta \leq 1$, здесь прекращается рост ЛРУЭ и происходит торможение электронов. 10-групповое приближение точнее описывает процессы в этой области. В приближении 10 групп концентрация УЭ в районе максимума в 1,5–2 раза меньше, чем в приближении четырех групп. Так же отличаются концентрации вторичных электронов низких энергий n_s . Концентрации фоновых электронов n_b и положительных ионов n_+ практически не зависят от числа групп УЭ. Изменения концентраций носителей заряда привели к изменениям яркости флуоресценции: усредненные по кадру телекамеры яркости $\langle J_{av} \rangle$ и $\langle J_s + J_b \rangle$ в районе нижнего максимума флуоресценции на высоте 15–20 км оказались в 1,5 раза меньше, чем в 10-групповом приближении (табл. 1).

Таблица 1

Максимальные значения концентраций УЭ, вторичных электронов и положительных ионов. $Q = 130$ Кл, $H = 14$ км

Вариант включения поля	Концентрация, м^{-3}	t , мс	r , м	z , км
Постоянный R_{disk}	$n_s = 5 \cdot 10^{11}$	0,4	~500	~16
Переменный R_{disk}	$n_s = 2,7 \cdot 10^{12}$	1	~1000	~16
Постоянный R_{disk}	$n_{\text{run}} = 1,5 \cdot 10^6$	0,4	~500	~16
Переменный R_{disk}	$n_{\text{run}} = 9 \cdot 10^6$	1	~1000	~16
Постоянный R_{disk}	$n_+ = 1,3 \cdot 10^{14}$	1,4	~500	~16
Переменный R_{disk}	$n_+ = 2,7 \cdot 10^{12}$	1,2	~1000	~16

Положение максимумов n_s , n_{run} и n_+ практически не зависит от варианта включения поля. Максимальные значения достигаются вдали от оси симметрии, т. е. там, где внешнее поле экранируется плазмой медленнее. Максимумы концентраций n_s и n_{run} достигаются одновременно, а максимум n_+ достигается позже, так как положительные ионы накапливаются.

Длительность Blue Jets

Как и в предыдущих публикациях, вычисленная длительность флуоресценции нижней области много меньше зарегистрированной длительности Blue Jets ~ 100 мс [5–7]. Причиной является экранировка внешнего электрического поля плазмой.

Для объяснения большой длительности Blue Jets естественно привлечь механизм возбуждения молекул азота, доминирующий в распадающейся плазме, на который указано в работе [8]: рекомбинационное излучение. На основании вычисленных пространственно-временных распределений положительных и отрицательных ионов выполнены расчеты излучения возбужденных молекул азота, образующихся в результате процесса $\text{O}_2^- + \text{N}_2^+ \rightarrow \text{O}_2 + \text{N}_2^*$ [9–11]. На рис. 8 приведено распределение по высоте усредненной по времени яркости рекомбинационного излучения.

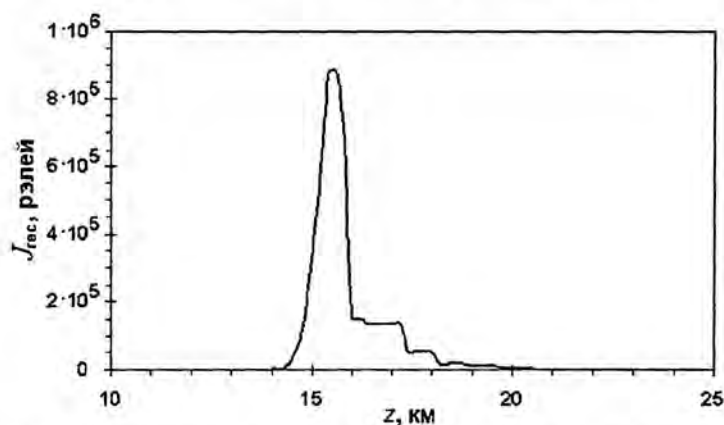


Рис. 8. Усредненная яркость рекомбинационного излучения.
 $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Постоянный R_{disk}

Длительность свечения гораздо больше длительности кадра телекамеры 17 мс и определяется временем рекомбинации ионов $t_{\text{rec}} = (b_{-+} n_{+})^{-1}$. Для высоты 20 км, где $P \approx 0,06$ атм, коэффициент рекомбинации $b_{-+} \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ и $n_{+} \approx 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $t_{\text{rec}} \approx 100$ мс, что согласуется с длительностью Blue Jets. Амплитуда яркости флуоресценции также близка к наблюдавшейся для Blue Jets.

Генерация жесткого гамма-излучения и нейтронов

Для интерпретации наблюдавшихся в корреляции с грозовой активностью вспышек жесткого γ -излучения атмосферного происхождения TGF (terrestrial γ -ray flashes) [12–14] и усиления потока нейтронов [15–17] в атмосфере вычислим число фотонов тормозного излучения и фотоядерных нейтронов, генерируемых ВАР, исходя из полного числа УЭ, генерируемых за время разряда:

$$\int_0^{t_{\text{disch}}} n_{\text{run}}(\vec{r}, t) dV dt.$$

Оценка числа гамма-квантов, зарегистрированных орбитальной станцией. Для интерпретации TGF [12, 13] вычисляется число фотонов тормозного излучения ВАР, излученных в телесный угол $\Delta\Omega = S_{\text{det}} (\xi/R_{\text{orbit}})^2$ в направлении орбитальной станции [12] и способных достигнуть высоты ее орбиты R_{orbit}

$$N_{\gamma}^{(i)} = \frac{dN_{\gamma}}{dt} f_2(\bar{\epsilon}_i, \bar{\mu}) \Delta\Omega \iint n_{\text{run}}(\vec{r}, t) P(z) \Delta_i \exp\left(-\frac{l_{\text{opt}}(z)}{\lambda_i}\right) dV dt. \quad (1)$$

Интегрирование ведется по объему флуоресценции Blue Jet, где сосредоточены практически все УЭ. Здесь скорость генерации тормозного излучения при $P = 1$ атм, отнесенная к одному УЭ, $dN_{\gamma}/dt \approx 1,045 \cdot 10^7 \text{ 1}/(\text{с} \cdot \text{атм})$ и практически не зависит от δ [18]; $f_2(\bar{\epsilon}_i, \bar{\mu})$ – функция распределения фотонов по углам и энергиям [18]; $\bar{\mu}$ – средний косинус угла между направлением локальной электрической силы $-eE$ и направлением движения фотона; S_{det} – эффективная площадь детектора; i – номер энергетического канала детектора излучения со средней энергией $\bar{\epsilon}_i$ [12, 13];

Δ_i – доля фотонов, излученных в диапазоне i -го канала; $l_{\text{opt}}(z) = \frac{h_{\text{char}}}{\xi} \exp(-z/h_{\text{char}})$ – оптическая толщина слоя воздуха между высотами z , где развивается Blue Jet, и высотой орбиты $R_{\text{orbit}} \gg z$; ξ – косинус угла между вертикалью и направлением на станцию; $\lambda_i = \lambda(\bar{\epsilon}_i)$ – длина свободного пробега фотона со средней энергией $\bar{\epsilon}_i$ при $P = 1$ атм [19].

В табл. 2 иллюстрируются результаты, полученные по рассчитанным характеристикам УЭ для конфигурации $Q_{\text{max}} = 130$ Кл и $H = 14$ км. Вследствие неопределенности положения станции относительно источника TGF расчеты выполнены для нескольких значений $\bar{\mu}$ и ξ . Результаты, полученные для $\bar{\mu} = \xi = 0,7$ и $\bar{\mu} = \xi = 0,5$, согласуются с приведенными в [13] обработанными данными [12]. Измеренные и рассчитанные распределения фотонов по каналам довольно близки, а полное число фотонов N_{γ} согласуется с зарегистрированным [12, 13]. Особенно хорошо согласуется распределение, рассчитанное для $\bar{\mu} = \xi = 0,7$, с импульсами, изображенными на рис. 1j

[13]. В наименее вероятном случае $\bar{\mu} = \xi = 1$ число N_γ почти на два порядка превышает результаты измерений. В целом же характеристики TGF, полученные на основе численного моделирования ВАР, не противоречат результатам, полученным в рамках аналитической модели с учетом геомагнитного поля [10, 11, 20, 21].

Таблица 2

Рассчитанная γ -эмиссия по четырем энергетическим каналам с границами ϵ_1 и ϵ_2 [12, 13].
Разряд молнии на землю, $R_{orbit} = 500$ км, $S_{det} = 0,2$ м²

Номер канала i	1	2	3	4	Итого $\sum_{i=1}^4 N_\gamma^{(i)}$	Эксперимент	
ϵ_1 , кэВ	20	50	100	300	–	50–800	
ϵ_2 , кэВ	50	100	300	1000	–		
$\bar{\mu} = \xi = 1$	$N_\gamma^{(i)}/10^3$	4,1	4,1	10,5	41,6		$6 \cdot 10^4$
$\bar{\mu} = \xi = 0,7$	$N_\gamma^{(i)}$	118	103	206	323		750
$\bar{\mu} = \xi = 0,5$	$N_\gamma^{(i)}$	16,3	13,0	23,2	24		76,5

Вычисленные $n_{run}(\bar{r}, t)$ использованы для анализа новых измерений TGF с орбитальной станции RHESSI [14]. Так как в [14] не приведены данные, необходимые для оценки $\Delta\Omega$, то сравнивались не абсолютные рассчитанное и измеренное значения N_γ , а рассчитанные и измеренные распределения по энергиям $dN_\gamma/d\epsilon_\gamma$ и средняя энергия фотонов ϵ_γ . Наилучшее согласие $dN_\gamma/d\epsilon_\gamma$ с экспериментом [14] достигнуто для $\bar{\mu} = \xi = 0,5$ (рис. 9). Это может означать, что малыми значениями $\bar{\mu}$ и ξ точнее учитываются каскадные процессы с участием фотонов, понижающие их энергию. Для $\bar{\mu} = \xi = 1; 0,7$ и $0,5$ получены соответственно $\epsilon_\gamma = 9,5; 4$ и 3 МэВ. Значения 4 и 3 МэВ согласуются с данными [14].

Авторы [13], исходя из типичного значения минимального зарегистрированного времени изменения TGF $T_{min} \approx 50$ мкс, близкого к длительности Red Sprites и много меньшего длительности Blue Jets, связывают TGF с Red Sprites. Но длительность импульса УЭ, способных генерировать жесткое тормозное излучение и сосредоточенных в основном в области Blue Jet, ~ 1 мс, а продолжительная флуоресценция Blue Jets есть излучение распадающейся плазмы. Более того, высоты Red Sprites достигают так мало УЭ, что флуоресценция Red Sprites обусловлена полностью возбуждением воздуха электронами низких энергий. По мнению авторов [13], важным аргументом в пользу связи TGF с Red Sprites является отсутствие поглощения фотонов на больших высотах. Но в разреженной атмосфере возникает проблема генерации тормозного излучения в связи с малой частотой столкновений УЭ с атомными ядрами.

Генерация нейтронов гамма-излучением ВАР. В отличие от [10, 11, 22] генерация нейтронов вычисляется согласованно с эмиссией тормозного излучения, ответственной за TGF, по результатам моделирования ВАР.

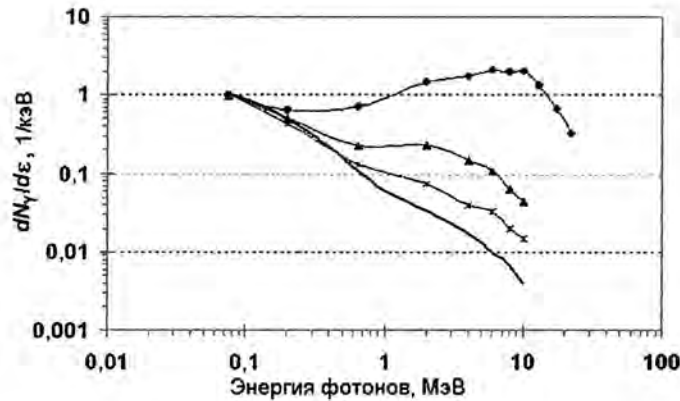


Рис. 9. Сравнение спектра TGF, зарегистрированного с борта орбитальной станции RHESSI [14], со спектрами γ -излучения, рассчитанными для трех значений $\bar{\mu}$ и ξ : — RHessi; ● — $\mu = \xi = 1$; ▲ — $\mu = \xi = 0,7$; * — $\mu = \xi = 0,5$. $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км, разряд молнии на землю

Вычислим интегральный выход фотоядерных нейтронов ВАР двумя способами: в приближении хаотического движения фотонов

$$N_n = 2cN_L \iint n_\gamma(\bar{r}, t) P(z) \int_{\epsilon_{th}(\gamma, \ln)}^{\epsilon_{\gamma, \max}} f_\gamma(\delta, \epsilon_\gamma) \sigma(\gamma, Sn) d\epsilon_\gamma dV dt \quad (2)$$

с учетом $n_\gamma(\bar{r}, t) \approx n_{run}(\bar{r}, t)$ [18] и, полагая, что нейтроны генерируются на длине свободного пробега фотонов $\lambda_\gamma(z) = \lambda_\gamma(0)/P(z)$

$$N_n = 2N_L \lambda_\gamma(0) \frac{dN_\gamma}{dt} \iint n_{run}(\bar{r}, t) P(z) \int_{\epsilon_{th}(\gamma, \ln)}^{\epsilon_{\gamma, \max}} f_\gamma(\delta, \epsilon_\gamma) \sigma(\gamma, Sn) d\epsilon_\gamma dV dt, \quad (3)$$

где N_L — число Лошмидта; $f_\gamma(\delta, \epsilon_\gamma)$ — нормированное на единицу распределение фотонов по энергиям ϵ_γ [18]; $\sigma(\gamma, Sn)$ — полное сечение γ, n — реакций [24]; $\epsilon_{th}(\gamma, \ln)$ — порог γ, \ln -реакции; $\epsilon_{\gamma, \max}$ — максимальная энергия, до которой имеются данные по сечениям. В пределах точности наших оценок достаточно считать атмосферу состоящей из ядер ^{14}N , для которых $\epsilon_{th}(\gamma, \ln) = 10,55$ МэВ, $\epsilon_{\gamma, \max} = 29,5$ МэВ [23]. Тогда $\lambda_\gamma(0) \approx 500$ м [19].

Результаты расчетов для трех конфигураций зарядов облака приведены в табл. 3. Полученные значения $N_n \sim 10^{14} - 10^{15}$ согласуются с оценкой $N_n \sim 10^{15}$ [10, 11, 22], полученной в рамках аналитической модели ВАР [10, 11, 20, 21].

Как показано в [10, 11, 22], рассчитанное число нейтронов слишком мало, чтобы объяснить наблюдавшееся небольшое усиление потока нейтронов на поверхности Земли в грозовой атмосфере [15–17], поскольку поглощение в плотных слоях атмосферы столь велико, что из области Blue Jet нейтроны не доходят до поверхности Земли. Возможно, малая, ~1 %, частота зарегистрированных в [15] многонейтронных событий указывает на особенно большую энергетику редких ВАР, отвечавших за эти события.

Таблица 3

Выход нейтронов из одного ВАР

Q_{\max} , Кл		100	130	200
H , км		10	14	14
$N_n/10^{14}$	Формула (2)	1,6	2,5	3,6
	Формула (3)	2,5	3,8	5,3

Влияние магнитного поля

Моделирование ВАР выполнено без учета магнитного поля. Покажем, что влиянием собственного магнитного поля разряда на релятивистские электроны можно пренебречь. С учетом того, что в ток ВАР основной вклад дают электроны низких энергий, условие малости магнитной силы, действующей на релятивистские электроны, по сравнению с суммой электрической силы и силы трения сводится к следующему ограничению концентрации электронов:

$$\frac{(n_s + n_b)(\text{м}^{-3})r(\text{м})}{P(\text{торр})} \ll \frac{2}{e\mu_0 c\mu_e} \approx 10^{15}, \quad (4)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; $\mu_e = 33 \text{ м}^2 \cdot \text{торр}/(\text{с} \cdot \text{В})$ – подвижность электронов в воздухе. Согласно табл. 1 на высоте ~ 11 км ($P \approx 150$ торр) на расстоянии 200 м от оси симметрии разряда достигается максимум концентрации вторичных электронов $n_s = 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, а $n_b = 0$. На высоте 65 км ($P \approx 0,07$ торр) согласно рис. 6 реализуется еще один максимум $n_s + n_b \approx 10^9 - 10^{10} \text{ м}^{-3}$. Левая часть неравенства (4) для этих максимумов гораздо меньше правой: соответственно $10^{13} (\text{м}^2 \cdot \text{торр})^{-1}$ и $10^{13} - 10^{14} (\text{м}^2 \cdot \text{торр})^{-1}$. Вдали от максимумов $n_s + n_b$ резко уменьшается, так что (4) тем более выполняется. Следовательно, влияние собственного магнитного поля ВАР на его развитие можно не учитывать.

Оценим влияние геомагнитного поля на развитие ВАР. На восходящие релятивистские электроны имеет смысл оценивать только действие горизонтальной составляющей поля. В низких широтах, где $B_{\text{geo}} \approx 40$ мкТл, в диапазоне высот от 15 км ($P \approx 90$ торр) до 65 км ($P \approx 0,07$ торр) получим следующую оценку:

$$\frac{e \left[\vec{c} \times \vec{B}_{\text{geo}} \right]}{eE} \approx \frac{ecB_{\text{geo}}}{\delta F_{\min} P} \approx \frac{0,46 - 591}{\delta}, \quad (5)$$

т. е. при малых δ в низких широтах исключить влияние геомагнитного поля нельзя даже в плотной атмосфере на высоте 15 км. Поэтому оно учтено в анализе TGF [10, 11, 20, 21], поскольку орбита станции лежала почти в экваториальной плоскости [12]. Выполненное выше численное моделирование ВАР адекватно только для высоких широт, где горизонтальная составляющая геомагнитного поля достаточно мала.

Заключение

На основании согласованной 2-мерной модели в рамках механизма пробоя воздуха на релятивистских УЭ выполнено численное моделирование ВАР. В результате получены пространственно-временные распределения перенапряжения, концентраций заряженных частиц и оптического излучения над грозowymi облаками.

Яркость и цвет флуоресценции воздуха, ее эволюция в пространстве и времени, рассчитанные из реалистичных значений тока молнии и переносимого ею заряда Q_{\max} , согласуются с данными натурных наблюдений.

Конфигурацией зарядов, моделирующих заряды грозового облака, определяется распределением флуоресценции по высоте.

Для заряда $Q_{\max} = 100$ Кл и высоты его расположения $H = 10$ км (результаты моделирования этой конфигурации см. в работах [9–11]) реализуется только одна флуоресцирующая область, возбуждаемая непосредственно УЭ и релаксирующими вторичными электронами. Она непосредственно примыкает к вершине облака, что характерно для Blue Jet. На высотах 50–70 км появляется еще одна флуоресцирующая область. Она обусловлена возбуждением флуоресценции только фоновыми электронами, поскольку УЭ на большие высоты не проникают, хотя перенапряжение там велико.

В конфигурации $Q_{\max} = 130$ Кл и $H = 14$ км наряду с флуоресценцией Blue Jet появилась светящаяся область вдали от облака на больших высотах, типичных для Red Sprites, но, хотя флуоресценция этой области также возбуждается в основном фоновыми электронами, в нижней части ее доминирует флуоресценция, возбуждаемая вторичными электронами, пришедшими в равновесие с локальным полем. Следовательно, в природе возможны конфигурации, когда Sprites возбуждаются только фоновыми электронами без участия УЭ.

Таким образом, оптические явления на разных высотах обусловлены возбуждением флуоресценции непосредственно УЭ и релаксирующими вторичными электронами (высота 10–20 км, Blue Jets), фоновыми и вторичными дрейфующими электронами (60–70 км, Red Sprites). Цвета Blue Jets и Red Sprites обусловлены кинетикой возбуждения и тушения состояний молекул азота на разных высотах. За флуоресценцию Blue Jets отвечает система $2P$, за Red Sprites – системы $1P$ и $1N$, с чем и связаны их цвета.

Вариациями знака и величины заряда, его распределения в пространстве, длительности тока, проводимости воздуха могут объясняться многие из наблюдаемых свойств высотных оптических явлений и их многообразие.

Подтверждается указание авторов [8], согласно которому большая длительность Blue Jets, ~ 100 мс, обусловлена флуоресценцией вследствие рекомбинации положительных и отрицательных ионов в распадающейся плазме после прохождения ЛРУЭ.

По результатам расчета пространственно-временного и энергетического распределений УЭ вычислены характеристики тормозного излучения, которые согласуются с числом фотонов и спектром импульсов жесткого γ -излучения атмосферного происхождения (TGF), зарегистрированных с борта орбитальных станций CGRO [12, 13] и RHESSI [14]. Источником TGF является область флуоресценции Blue Jet. В работе [24] данные [14] сравнивались с результатами численного моделирования γ -излучения УЭ в однородном внешнем поле, т. е., по существу, заявленное в названии статьи моделирование пробоя на УЭ не велось. В настоящей статье, в отличие от [24],

γ -излучение УЭ вычислялось по результатам моделирования ВАР в самосогласованном электрическом поле.

Выполнены расчеты числа нейтронов, генерируемых фотоядерными реакциями γ -излучения ВАР. Для моделируемых конфигураций это число недостаточно для объяснения усиления потока нейтронов в атмосфере, зарегистрированного в корреляции с грозовыми разрядами. Необходимы дальнейшие исследования в этом направлении, в частности, развитие эффективной методики совместного транспорта фотонов и нейтронов в плотной атмосфере на большие расстояния, моделирование конфигураций с большими зарядами облака, варьирование высоты расположения заряда и направления развития разряда. В связи с обнаружением γ -излучения искусственно инициированной молнии не исключена генерация фотоядерных нейтронов в канале молнии, например, на фронте ступенчатого лидера, хотя зарегистрированная энергия фотонов $\varepsilon_\gamma = 1\text{--}10$ МэВ все же ниже порога $\varepsilon_{th}(\gamma, 1n)$.

Более детальная информация о результатах моделирования кинетики ВАР и высотных оптических явлений содержится в работах [10, 11].

Авторы считают своей приятной обязанностью выразить благодарность директору ВНИИЭФ академику Р. И. Илькаеву и д-ру С. Гитомеру (S. Gitomer) за поддержку исследований по физике атмосферных разрядов, академику А. В. Гуревичу, д-ру К. П. Зыбину, д-ру Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupré) и д-ру Е. М. Д. Цымбалисту (E. M. D. Symbalisty) за многолетнее сотрудничество в этой области.

Список литературы

1. Бабич Л. П., Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М. Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических явлений и проникающих излучений. I. Численная модель // См. настоящий сборник. С. 70–81.
2. Бабич Л. П., Бахов К. И., Куцык И. М. Самосогласованный расчет атмосферного разряда, развивающегося в режиме лавины релятивистских убегающих электронов // Саров: Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2001. Вып. 1. С. 440–455.
3. Бабич Л. П., Бахов К. И., Илькаев Р. И. и др. Расчет высотных оптических явлений над облаками на основе механизма с участием лавины релятивистских электронов // Докл. РАН. 2003. Т. 388. С. 383–386.
4. Бабич Л. П., Бахов К. И., Илькаев Р. И. и др. Самосогласованный расчет восходящего атмосферного разряда, развивающегося в режиме лавин релятивистских убегающих электронов // Геомагнетизм и аэронавигация. 2004. Т. 44. С. 254–265.
5. Sentman D. D., Wescott E. M. Red sprites and blue jets: Thunderstorm-excited optical emissions in the stratosphere, mesosphere, and ionosphere // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. P. 2514–2522.
6. Wescott E. M., Sentmen D. D., Osborn D. L. et al. Preliminary results from the Sprite 94 Aircraft Campaign; 2. Blue Jets // Geophys. Res. Lett. 1995. Vol. 22. P. 1209–1212.
7. Pasko V. P., Stenley M., Mathews J. D. et al. Electrical discharge from a thundercloud top to the lower ionosphere // Nature. 2002. Vol. 416. P. 152–154.

8. Taranenکو Y. J., Roussel-Dupré R. A. High altitude discharges and gamma-ray flashes: a manifestation of runaway air breakdown // *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 23. P. 571–574.
9. Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М. Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда и кинетики оптического излучения: Препринт № 98. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
10. Кудрявцев А. Ю. Развитие механизма восходящих атмосферных разрядов на основе генераций лавин релятивистских электронов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
11. Кудрявцев А. Ю. Развитие механизма восходящих атмосферных разрядов на основе генераций лавин релятивистских электронов: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ им. М. В. Ломоносова, 2006.
12. Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R. et al. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin // *Science*. 1994. Vol. 264. P. 1313–1316.
13. Nemiroff R. J., Bonnell J. T., Norris J. P. Temporal and spectral characteristics of terrestrial gamma flashes // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102. P. 9659–9665.
14. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // *Science*. 2005. Vol. 307. P. 1085–1088.
15. Shah G. N., Razdan H., Bhat G. L., Ali G. M. Neutron generation in lightning bolts // *Nature*. 1985. Vol. 313. P. 773–775.
16. Shyam A. N., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.
17. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молнии // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2004. № 5. С. 14–16.
18. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Куцык И. М., Рюссель-Дюпре Р. А. Тормозное излучение лавины убегающих электронов в атмосфере // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2004. Т. 44. С. 697–703.
19. Гречухин Д. П. Гамма-излучение // *Физическая энциклопедия* / Под ред. А. М. Прохорова. Т. 1. М.: Советская энциклопедия, 1988.
20. Бабич Л. П., Ильяев Р. И., Кудрявцев А. Ю. и др. Анализ гамма-импульсов атмосферного происхождения, зарегистрированных орбитальной станцией // *Докл. РАН*. 2001. Т. 381. С. 247–250.
21. Бабич Л. П., Ильяев Р. И., Куцык И. М. и др. Анализ гамма-импульсов атмосферного происхождения на основе механизма генерации лавин релятивистских электронов // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2004. Т. 44. С. 266–275.
22. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 84. № 6. С. 697–703.
23. Dietrich S. S., Berman B. L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1998. Vol. 38. P. 199–338.
24. Dwyer J. R., Smith D. M. A comparison between Monte Carlo simulations of runaway breakdown and terrestrial gamma-ray flash observations // *Geophys. Res. Lett.* 2005. Vol. 32. P. L22804–L22808.
25. Dwyer J. R., Rassoul H. K., Al-Dayeh M. et al. A ground level gamma-ray burst observed in association with rocket-triggered lightning // *Ibid.* 2004. Vol. 31. P. L05119–L05123.

Calculation of Giant Ascending Atmospheric Discharge, Accompanying Optical Phenomena and Penetrating Radiations. II. Results of Numerical Simulation

L. P. Babich, A. Yu. Kudryavtsev, M. L. Kudryavtseva, I. M. Kutsyk

A numerical simulation of giant ascending atmospheric discharges has been carried out. The calculated data on brightness, color and fluorescence evolution above the thundercloud are in good agreement with the data obtained from the field observations of high-altitude optical phenomena Blue Jets and Red Sprites. The characteristics of hard X-ray and neutron pulses generated by ascending discharges have been calculated.

Источник убегающих электронов в поле грозового облака, обусловленный космическим излучением

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков,
И. М. Куцык

Вычислена объемная скорость генерации вторичных электронов, порождаемых космическим излучением в атмосфере Земли и способных ускоряться в электрическом поле грозового облака, как функция высоты над уровнем моря. Полученную функцию рекомендуется использовать в качестве источника при численном моделировании пробоя атмосферы в грозовых полях с участием лавин релятивистских убегающих электронов. Показано, что ионизация атмосферы космической частицей с энергией 10^{16} эВ недостаточна для инициирования молнии.

Введение

Инициирование разряда молнии остается одной из нерешенных проблем физики атмосферного электричества. Неоднократно анализировалась возможность инициирования грозовых разрядов космическим излучением. Вильсоном была предложена и обоснована гипотеза об ускорении (убегании) электронов в относительно слабых грозовых полях [1], получившая экспериментальное подтверждение [2–5]. Обзор экспериментов, выполненных до 1990-х годов сделан в книге [6]. В 1990-х годах был предложен [7] и развит (см. [8, 9] и цитированную литературу) механизм электрического пробоя атмосферы в поле грозового облака, объединяющий эффект космического излучения и развитие лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ). Для численного моделирования пробоя в рамках этого механизма необходимо знать источник УЭ, обусловленный потоком космического излучения в атмосфере Земли. Расчет источника является целью данной работы. Кроме того, вычисляется ионизация воздуха в редких событиях прохождения через атмосферу протона очень большой энергии (10^{16} эВ), чтобы выяснить, не является ли эта ионизация достаточной для инициирования молнии.

1. Модель прохождения космического излучения через атмосферу

Прохождение космического излучения через атмосферу моделируется методом Монте-Карло на основе представлений о ядерно-каскадном процессе [10] в рамках следующих упрощений.

Так как продольный размер широкого атмосферного ливня (ШАЛ) космических частиц вдоль вертикали составляет 10–20 км, а поперечный – не превышает 100 м [10], то решается одномерная задача и считается, что все вторичные частицы движутся в направлении движения первичной космической частицы.

Поскольку четкой границы у атмосферы нет, считаем, что ее плотность меняется с высотой h по закону $\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/7100)$, где $\rho_0 = 1,3 \text{ мг/см}^3$ – плотность воздуха на уровне моря, а h выражена в м. Эта идеализация несущественна, так как интеграл $\rho(h)$ от $h = 0$ до границы атмосферы, 930 г/см^2 , близок к реальной оптической толщине атмосферы 1030 г/см^2 . Заметная трансформация первичного космического излучения, например, фрагментация тяжелых ядер, начинается на глубинах 3 г/см^2 . Соответствующую высоту $h = 40 \text{ км}$ можно считать границей атмосферы.

Полагаем, что первичное излучение состоит из протонов, поскольку они доминируют в составе космических лучей [10]. Поток излучения аппроксимируется следующим образом:

$$J = \begin{cases} 1000\varepsilon^{-1,7}, & 1 \text{ ГэВ} < \varepsilon < 10 \text{ ГэВ}; \\ 12100\varepsilon^{-2,68}, & \varepsilon > 10 \text{ ГэВ}, \end{cases} \quad (1)$$

где поток J выражен в $(1/\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ})$.

Используется упрощенная модель ядерного каскада. Полагается, что протон теряет всю энергию в первом взаимодействии, порождая 15 пионов с одинаковой энергией [11]:

$$p + N = N + 5\pi^0 + 5\pi^+ + 5\pi^-. \quad (2)$$

Массовый пробег протона до ядерного взаимодействия равен 70 г/см^2 [11].

Пионы с пробегом 100 г/см^2 во взаимодействиях с ядрами воздуха порождают также 15 пионов следующего поколения. В этой реакции они расходуют всю свою энергию либо распадаются:

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu, \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \\ &\hookrightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu. \end{aligned} \quad (3)$$

Возникающие фотоны порождают электронно-фотонный каскад посредством реакций фоторождения электрон-позитронных пар и тормозного излучения электронов

$$\gamma + N \rightarrow N + e^+ + e^-, \quad e^\pm + N \rightarrow N + e^\pm + \gamma. \quad (4)$$

Массовый пробег между взаимодействиями в этих реакциях равен 37 г/см^2 .

Учтены энергетические потери электронов и позитронов на ионизацию в приближении дифференциальных потерь [12]. При энергиях, меньших критической величины $\varepsilon_{rad} \approx 80 \text{ МэВ}$, потери на ионизацию в воздухе превышают радиационные потери, поэтому процесс тормозного излучения при энергии электрона, меньшей ε_{rad} , не учитывается.

В области меньших энергий фотонов процесс образования пар сменяется эффектом Комптона

$$\gamma + N \rightarrow N + \gamma + e^-, \quad (5)$$

сечение которого зависит от энергии фотона [12, 13]. Для упрощения вычислений ограничиваем энергию фотонов снизу величиной 1 МэВ, полагая, что фотоны меньших энергий поглощаются. Энергия вторичных частиц, рождающихся в реакциях (4) и (5), вычислялась на основании элементарных сечений для полностью экранированного ядра [13].

2. Вычисление источника убегающих электронов, создаваемого потоком космического излучения

Результатом расчетов, которые выполнялись без учета электрического поля грозового облака, явился источник затравочных УЭ S_{RE} как функция пороговой энергии убегания ϵ_c . Для его получения вычислялось количество вторичных электронов с энергией выше ϵ_c , т. е. число затравочных УЭ, создаваемых на единице длины при движении через вещество заряженной частицей (электроном, позитроном или мюоном) с энергией ϵ . Значения ϵ_c приведены в статье [14] в зависимости от величины перенапряжения $\delta = eE/F_{\min}$, где e – элементарный заряд, E – напряженность внешнего электрического поля, F_{\min} – минимальное значение силы трения $F(\epsilon)$, испытываемой электроном с энергией ϵ при его движении в веществе, для которой принята формула Бете для удельных энергетических потерь [12]. Участие пионов в процессах ионизации не учитывается, так как они быстро поглощаются в атмосфере.

Для вычисления источника УЭ от потока космических частиц первичное излучение разбивается на угловые группы так, чтобы в каждой группе находилось одинаковое число частиц, причем учитывается изотропность первичного космического излучения. Вклад частиц данного сорта из j -й угловой группы в линейную концентрацию УЭ на высоте h вычисляется как сумма по всем частицам данного сорта с энергией ϵ_i ,

$$S_j = \sum_i \frac{1}{\lambda(h, \epsilon_c, \epsilon_i) \cos \alpha_j} = \sum_i \frac{n(h)Q(h, \epsilon_c, \epsilon_i)}{\cos \alpha_j}, \quad (6)$$

$j = 1 - 20,$

где S_j выражается в $1/m$; λ – длина пробега частицы до ионизации на высоте h ; $n(h)$ – локальная концентрация молекул воздуха; $Q(\epsilon_c, \epsilon)$ – сечение рождения вторичного электрона с энергией, большей ϵ_c ; $\cos \alpha_j = 1 - \frac{(j-1)}{20}$ – косинус угла между направлением движения частиц j -й угловой группы и вертикалью; 20 – принятое в данной работе число угловых групп. Значения сечений берутся из книги [12].

Формула (6) позволяет вычислить линейную концентрацию УЭ, создаваемую угловой группой частиц j . Для нахождения источника УЭ результат необходимо умножить на плотность потока первичного космического излучения в данной угловой группе Φ_j ($1/(m^2 \cdot c)$) и просуммировать по всем группам

$$S_{RE}(\epsilon_c, h) = \sum_{j=1}^{20} \Phi_j \sum_i \frac{n(h)Q(h, \epsilon_c, \epsilon_i)}{\cos \alpha_j}, \quad (7)$$

где источник S_{RE} выражен в ($1/(m^3 \cdot c)$). Удобно представлять результаты расчетов в виде $S_{RE}(\delta) = S_{RE}(\epsilon_c(\delta))$. Физический смысл $S_{RE}(\delta)$ – удельная скорость генерации космическим излучением вторичных электронов с энергиями, достаточно большими для того, чтобы электроны могли непрерывно ускоряться, т. е. стать убегающими, в присутствии электрического поля с перенапряжением δ . Пробой на УЭ возможен, если в достаточно большом объеме атмосферы реализуется перенапряжение $\delta > 1$ [7, 8].

3. Вычисление ионизации, производимой высокоэнергетичной частицей

Мощность ионизационных потерь частицы описывается уравнением:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -F(\varepsilon)v(\varepsilon), \quad (8)$$

где v – скорость частицы.

Число электрон-ионных пар, образующихся на единицу длины на высоте h в результате ионизации атмосферы частицей с энергией ε , оценивается формулой

$$W = \frac{F(\varepsilon, h)}{\Delta\varepsilon}, \quad (9)$$

где W выражается в $1/\text{м}$; $\Delta\varepsilon = 34$ эВ – средняя энергетическая "цена" рождения одной пары в воздухе.

Суммируя (9) по всем частицам данного сорта и далее по всем типам частиц, находим их вклад в линейную концентрацию электрон-ионных пар. Концентрация пар получается делением на площадь поперечного сечения ШАЛ $S = \pi R^2$. Радиус ШАЛ R принимается равным 100 м [10]. Концентрация пар полагается не зависящей от расстояния до оси симметрии ШАЛ.

4. Результаты расчетов и их анализ

На рис. 1 представлена зависимость источника УЭ от высоты для трех значений δ , полученная в результате численного моделирования.

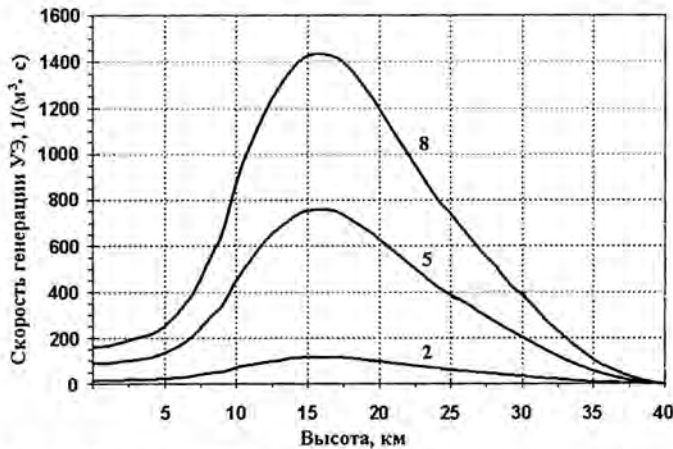


Рис. 1. Зависимость от высоты над уровнем моря источника убегающих электронов для трех значений переполюсовки δ

Из-за отсутствия экспериментальных данных непосредственно по источнику невозможно прямо оценить точность полученных результатов. Однако в процессе моделирования находятся распределения компонентов вторичного излучения по высоте и спектры частиц на различных высотах, на основании чего и вычисляется источник УЭ. Поэтому надежность модели косвенно можно проверить, сравнивая результаты расчетов вторичного излучения с измеренными зависимостями интенсивности вторичных космических лучей от высоты и их энергетическими спектрами, по которым опубликована обширная литература, например [15, 16]. На рис. 2 зависимость потока электронов и позитронов с энергией, большей 100 МэВ, от глубины атмосферы, вычисленная нами,

сравнивается с зависимостью, построенной на основании данных, приведенных в книге [15]. Согласно результатам численного моделирования и измерений очевидно: формы кривых и абсолютные значения потоков близки друг к другу.

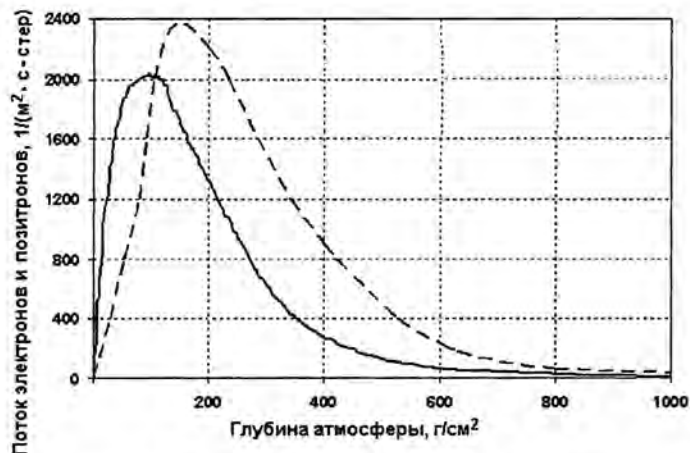


Рис. 2. Зависимость потока электронного компонента космического излучения от глубины атмосферы: - - - эксперимент; — — численное моделирование

На рис. 3 энергетический спектр электронов, полученный нами численным моделированием, сравнивается со спектром, построенным на основании экспериментальных данных [16], который имеет степенной вид с показателем степени $-2,5$. Спектры нормированы на единицу. Видно, что при 100 МэВ различие не превышает 47 %, а в области более высоких энергий спектры очень близки.

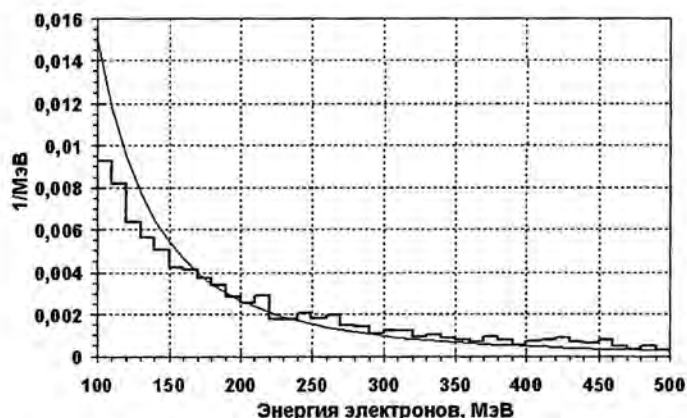


Рис. 3. Энергетический спектр электронов на глубине атмосферы 240 г/см²: — — эксперимент; - - - численное моделирование

Согласие энергетических и пространственных распределений, полученных численным моделированием, с экспериментальными данными позволяет полагать, что источник УЭ вычислен довольно точно.

На рис. 4 представлена зависимость от высоты концентрации электрон-ионных пар, созданных в результате ионизации частицей с энергией 10^{16} эВ. Одна из гипотез инициирования разряда молнии основана на усилении электрического поля до пробойного значения за счет объемных зарядов, возникающих в результате протекания тока по узкому проводящему каналу, созданному

ШАЛ [8]. Очевидно, что для реализации этого механизма проводимость канала должна быть значительно выше, чем проводимость окружающей среды. Видно, что на интересующих высотах, 2–6 км, где развиваются разряды молнии, концентрация равна 10^5 – 10^6 пар/м³, что значительно меньше измеренной на тех же высотах полной концентрации ионов 10^9 ион/м³, генерируемой космическим излучением. Эти расчеты, выполненные в предположении однородного распределения ионов по радиусу, показали, что частица с энергией $\sim 10^{16}$ эВ не может создать канал с проводимостью, достаточной для развития молнии. При учете неоднородного распределения ионов по радиусу на оси симметрии получена концентрация $\sim 10^8$ ион/м³, также недостаточная для реализации необходимой проводимости. Из экспериментов известно, что на 1 км² за сутки падает всего несколько частиц с энергией 10^{16} эВ [10]. Частота появления частиц с большей энергией еще меньше. И хотя частицы с энергией более 10^{18} эВ способны произвести ионизацию более 10^9 ион/м³, их поток слишком мал для инициирования разрядов молнии с наблюдаемой частотой. Оценки выполнены без учета влияния ЛРУЭ на проводимость канала.

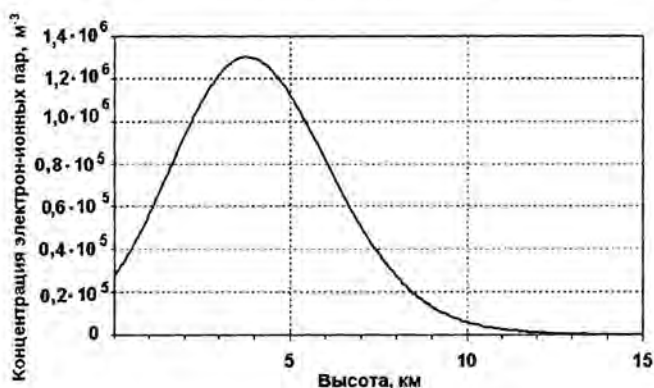


Рис. 4. Зависимость от высоты над уровнем моря концентрации электрон-ионных пар, созданных частицей с энергией 10^{16} эВ

Правомерной является постановка вопроса о непосредственном влиянии электрического поля грозового облака на источник S_{RE} . Проведение полномасштабных расчетов с учетом поля связано с большими техническими трудностями. Поэтому мы ограничились иллюстративным расчетом, выполненным для одной угловой группы, движущейся вертикально, так как в этом случае учет поля не требует существенного усложнения программы. Полагалось, что на высотах $h \geq h_0$ поле отсутствует. После пересечения границы h_0 частицы ШАЛ попадают в область однородного поля, ускоряющего электроны. Начинается лавинное размножение УЭ, и источник, рассчитанный по формуле (7), экспоненциально растет. Электрическое поле, с одной стороны, влияет на скорость размножения УЭ, а с другой — на увеличение полного числа создаваемых затравочных электронов за счет роста полного пробега. Для разделения этих процессов введем поколения УЭ: первое поколение порождается электронами с энергией $\varepsilon \geq \varepsilon_{rad}$ и другими частицами (позитронами, мюонами); второе — порождается электронами первого поколения; третье — электронами второго поколения и т. д. Расчеты, выполненные без учета поля, показали, что подавляющий вклад в S_{RE} ($\sim 100\%$) дает компонент $S_{RE}^{(1)}$, обусловленный первым поколением. Следовательно, по зависимости $S_{RE}^{(1)}(h_0 - h)$, вычисленной с учетом поля, можно сделать вывод о влиянии поля на генерацию "затравочных" электронов. Для целей моделирования ЛРУЭ достаточно знать источник инициирующих электронов вблизи высоты h_0 , где лавина стартует, поскольку на расстояниях

от h_0 , больших 1–2 длин усиления лавины в e раз l_e , вклад объемного источника в концентрацию УЭ становится малым по сравнению с вкладом вследствие экспоненциального размножения УЭ в электрическом поле. Результаты расчетов, выполненных с учетом электрического поля для единичного источника УЭ, расположенного на границе $h_0 = 5$ км, и трех значений перенапряжения δ , приведены на рис. 5. Для $h_0 = 3$ и 10 км результаты близки к приведенным на рис. 5. Видно, что рост $S_{RE}^{(1)}$ на длине усиления лавины не превышает 40 %. Для электронов других угловых групп влияние поля еще меньше, поскольку направление электрической силы, действующей на эти электроны, не совпадает с направлением их движения. Таким образом, величина 40% является завышенной оценкой вклада в источник УЭ процессов с участием поля. Следовательно, источник УЭ, вычисленный без учета электрического поля (см. рис. 1), можно использовать при численном моделировании ЛРУЭ и пробоя атмосферы с участием УЭ.

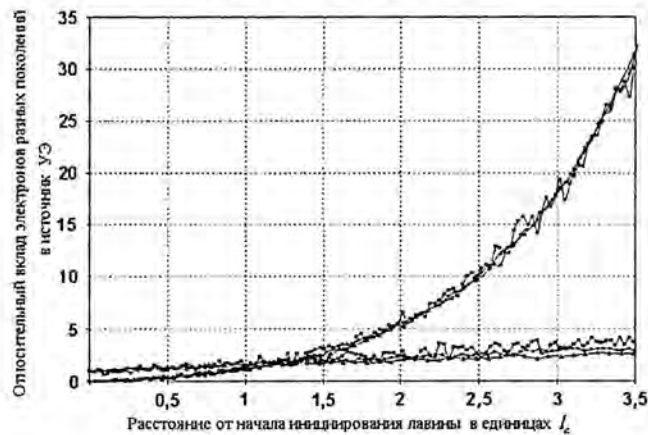


Рис. 5. Влияние электрического поля на источник убегающих электронов для $h_0 = 5$ км:

□ – 1-е поколение $\delta = 2$; ■ – другие поколения $\delta = 2$; ○ – 1-е поколение $\delta = 5$; ● – другие поколения $\delta = 5$; △ – 1-е поколение $\delta = 8$; ▲ – другие поколения $\delta = 8$

Заключение

Вычислена объемная скорость генерации вторичных электронов высоких энергий S_{RE} , рожденных космическим излучением в атмосфере Земли и способных ускоряться в электрическом поле грозового облака, как функция высоты над уровнем моря. Полученная функция может использоваться в качестве источника лавин релятивистских УЭ в численном моделировании электрического пробоя атмосферы на УЭ в условиях грозовой активности.

Показано, что вкладом в S_{RE} процессов с участием электрического поля облака можно пренебречь.

Вычислена концентрация электрон-ионных пар, образующихся в результате прохождения через атмосферу космической частицы с энергией 10^{16} эВ. Показано, что ионизация атмосферы такой частицей недостаточна для инициирования разрядов молнии.

Авторы выражают глубокую благодарность акад. А. В. Гуревичу и д-ру Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupre) за сотрудничество по физике грозových разрядов, директору ВНИИЭФ акад. Р. И. Илькаеву и д-ру С. Д. Гитомеру (S. J. Gitomer) за поддержку исследований в этом направлении.

Список литературы

1. Wilson C. T. R. The acceleration of β -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // Proc. Cambridge Phil. Soc. 1924. Vol. 22. P. 534–538.
2. Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R., Horack J. M., Koshut T., Kouveliotou C., Pendleton G. N., Meegan C. A., Wilson R. B., Paciesas W. S., Goodman S. J., Christian H. J. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin // Science. 1994. Vol. 264. P. 1313.
3. Eack K. B., Beasley W. B., Suszcynsky D. M., Roussel-Dupre R., Symbalysty E. Gamma-ray emissions in a thunderstorm anvil // Geophys. Res. Lett. 2000. Vol. 27. P. 185–188.
4. Chubenko A. P., Antonova V. P., Kryukov S. P., Piskal V. V., Ptitsyn M. O., Shepetov A. L., Vildanova L. I., Zybin K. P., Gurevich A. V. Intensive X-ray emission bursts during thunderstorms // Phys. Lett. A. 2000. Vol. 275. P. 90–100.
5. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // Science. 2005. Vol. 307. P. 1085–1088.
6. Babich L. P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Virginia USA: Futurepast Inc. Arlington, 2003.
7. 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. Vol. 165. P. 463–468.
8. Гуревич А. В., Зыбин К. П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // УФН. 2001. Т. 171, № 11. С. 1177–1198.
9. Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М. Расчет гигантского восходящего разряда и кинетики оптического излучения. Препринт. № 98. Саров: ВНИИЭФ, 2005.
10. Мурзин В. С. Введение в физику космических лучей. М.: Атомиздат, 1988.
11. Крымский Г. Ф. Лекции по физике космических лучей. <http://www.usn.ru/krymsky/FKR/index.html>.
12. Бете Г. А., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество // Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э. Сегре. М.: Изд-во иностранной литературы, 1955.
13. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М.: Огиз – Гостехиздат, 1948.
14. Babich L. P., Donskoy E. N., Kutsyk I. M., Kudryavtsev A. Yu. New data on space and time scales of relativistic runaway electron avalanche for thunderstorm environment: Monte Carlo calculations // Phys. Lett. A. 1998. Vol. 245. P. 460–470.
15. Дорман И. В. Космические лучи. М.: Наука, 1981.
16. Daniel R. R., Stephens S. A. Cosmic-ray-produced electrons and gamma-rays in the atmosphere // Reviews of Geophysics and Space Physics. 1974. Vol. 12, N 2. P. 233–257.

The Source of Runaway Electrons Produced by Cosmic Rays in Thundercloud Field

L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk

The volumetric rate of secondary electrons generation produced by cosmic rays in the Earth's atmosphere and capable to be accelerated in thundercloud electrical field is calculated as a function of altitude above the sea level. The obtained function is recommended for using as a source in numerical simulations of the atmosphere breakdown with participation of relativistic runaway electron avalanches. The ionization of the atmosphere by a cosmic particle with the energy of 10^{16} is shown to be insufficient for the lightning initiation.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Оптимизация параметров электронного пучка в ускорителе ЛИУ-10М.....</i>	<i>124</i>
<i>Исследование режимов работы ускорителя СТРАУС-Р.....</i>	<i>132</i>

РАЗДЕЛ

УСКОРИТЕЛИ



Оптимизация параметров электронного пучка в ускорителе ЛИУ-10М

**В. С. Гордеев, И. В. Викторов,
Е. С. Михайлов, Г. А. Мысков,
И. В. Паршина**

Проведены численные расчеты ускорителя ЛИУ-10М. Показано, что при существующей конфигурации диодного узла и максимальных для ЛИУ-10М параметрах инжекции (3 МэВ, 50 кА) возможны значительные (до 40 %) потери пучка в ускорительном тракте. В результате расчетов оптимизирована геометрия катода инжектора, что позволило избежать утечки электронов пучка на стенки ускорительного тракта и существенно улучшить выходные параметры ускорителя.

Введение

С момента ввода в эксплуатацию и по настоящее время на линейном индукционном ускорителе ЛИУ-10М [1, 2] произведено более 3000 рабочих импульсов. В процессе экспериментальной отработки ускорителя обнаружилось, что инжектируемый пучок окружен "ореолом" из электронов, эмитируемых с конической части катода. Его диаметр достаточно велик, примерно 160 мм, что сравнимо с апертурой ускоряющего тракта (\varnothing 200 мм). В процессе ускорения наблюдалось увеличение поперечных размеров пучка и сопровождающего ореола. Это приводило к попаданию электронов на ускорительные трубки нескольких последних индукторов, что инициировало электрические пробой по поверхности их изоляторов.

Для подавления паразитной эмиссии необходимо оптимизировать распределение магнитного поля в инжекторе и геометрию катода. При оптимизации, наряду с исследованием динамики пучка электронов в инжекторе, необходимо исследовать процессы его ускорения и транспортировки в ускорителе из-за возможных потерь заряда пучка на стенках вакуумного тракта.

В данной работе представлены результаты оптимизации катода инжектора с учетом динамики пучка в ускорительном тракте. Расчеты проведены на полномасштабной модели ускорителя с использованием электромагнитного кода BEAM25, разработанного во ВНИИЭФ [3].

Расчетная модель

Ускоритель ЛИУ-10М состоит из инжектора, 16 однотипных индукторов, тракта транспортировки (ТТ), состоящего из трех секций длиной 1 м и выводного устройства (ВУ) (рис. 1). При построении расчетной модели учитываются не только область формирования и ускорения пучка,

но и системы формирования высоковольтных импульсов инжекторов и индукторов. Расчеты проводятся на прямоугольной неравномерной сетке, размеры которой по оси $z - kz = 1250$, по оси $r - kr = 100$. Средний шаг сетки по оси $z - hz \approx 12$ мм, по оси $r - hr \approx 6$ мм.

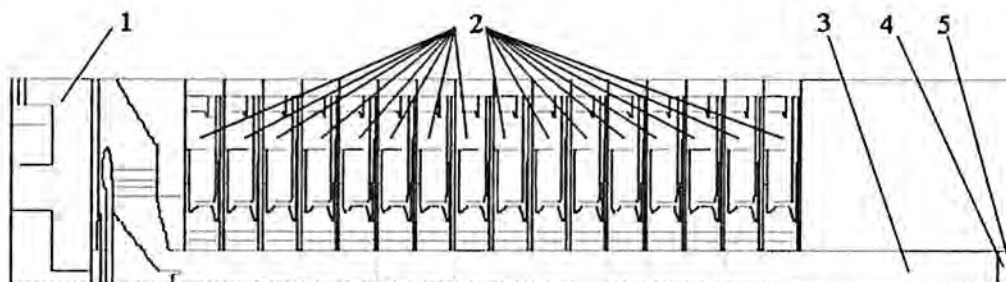


Рис. 1. Расчетная схема ускорителя ЛИУ-10М

Сильноточный пучок электронов, сформированный в инжекторе 1, ускоряется в ускорительном тракте из 16 индукторов 2. После ускорения пучок заряженных частиц попадает в ТТ 3 и далее в ВУ 4, где он сжимается в радиальном направлении в нарастающем магнитном поле, после чего попадает на мишень 5.

Исследования процессов ускорения и транспортировки проводились при длительности импульса тока пучка на полувысоте (~ 20 нс), меньшей, чем длительность импульса ускоряющего напряжения (~ 22 нс) в индукторах. В этом случае, при удачном подборе временной программы включения индукторов, удастся избежать потерь заряда пучка на отрицательной (тормозящей) полярности ускоряющего напряжения и возможно ускорение без изменения формы импульса тока пучка. Поэтому облегчается учет частиц, теряемых на стенках вакуумного тракта ускорителя.

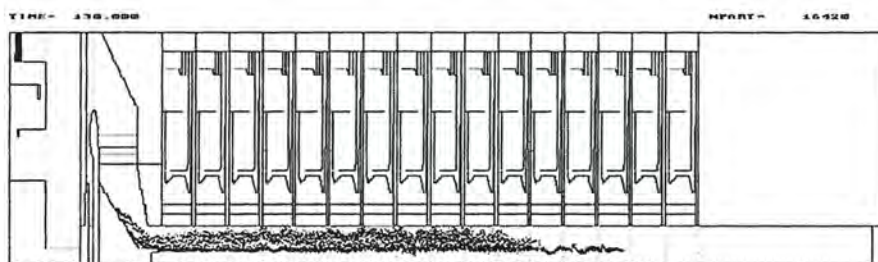
Сильноточный пучок релятивистских электронов в ускорителе ЛИУ-10М ускоряется в импульсном ведущем магнитном поле. Распределение магнитного поля вдоль оси неоднородно, средняя величина магнитного поля в ускорительном тракте и ТТ $\sim 0,5$ Тл. В ВУ поле нарастает до ~ 1 Тл. В расчетной схеме ускорителя распределение магнитного поля задается на оси установки. В точках вне оси магнитное поле вычисляется по формулам параксиального разложения с точностью $O(r^4)$ [4].

Расчеты ЛИУ-10М с неоптимизированным катодом

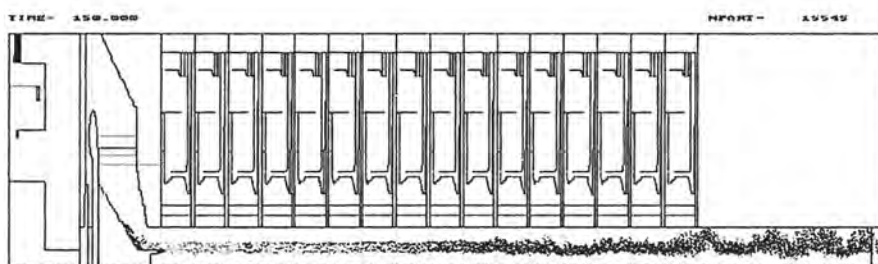
Расчеты с неоптимизированным катодом проводились для диаметра его цилиндрической части $d_c = 80$ мм. Для амплитуды ускоряющего напряжения $U_D \approx 3$ МВ (расчет 1) в инжекторе формируется пучок диаметром 170 мм, который в процессе ускорения увеличивается до 200 мм (рис. 2).

По мере продвижения вдоль ускорителя пучок теряет часть своего заряда. Амплитуда тока в сечении инжекции ($z = 2,63$ м) равна 51 кА, в сечении стыка 16-го индуктора с ТТ ($z = 11,83$ м) – 41 кА и на мишени ($z = 15,11$ м) – 35 кА (рис. 3). Длительности импульсов тока во всех сечениях остаются практически неизменными: длительность импульса тока в сечении инжекции равна 20 нс, на мишени – 19 нс.

С целью уменьшения потерь заряда в ускорительном тракте инжектор работает с пониженным ускоряющим напряжением в диоде ($U_D \approx 2$ МВ). В этом случае в инжекторе формируется пучок диаметром 120 мм (расчет 2), который в процессе ускорения увеличивается до 200 мм в тракте транспортировки (рис. 4).



а



б

Рис. 2. Распределение частиц в плоскости r - z (расчет 1): а - $t = 130$ нс; б - $t = 150$ нс

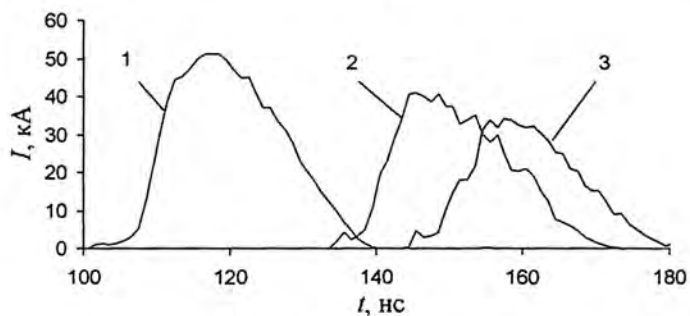


Рис. 3. Импульсы тока пучка в разных сечениях (расчет 1):
1 - $z = 2,63$ м; 2 - $z = 11,89$ м; 3 - $z = 15,11$ м

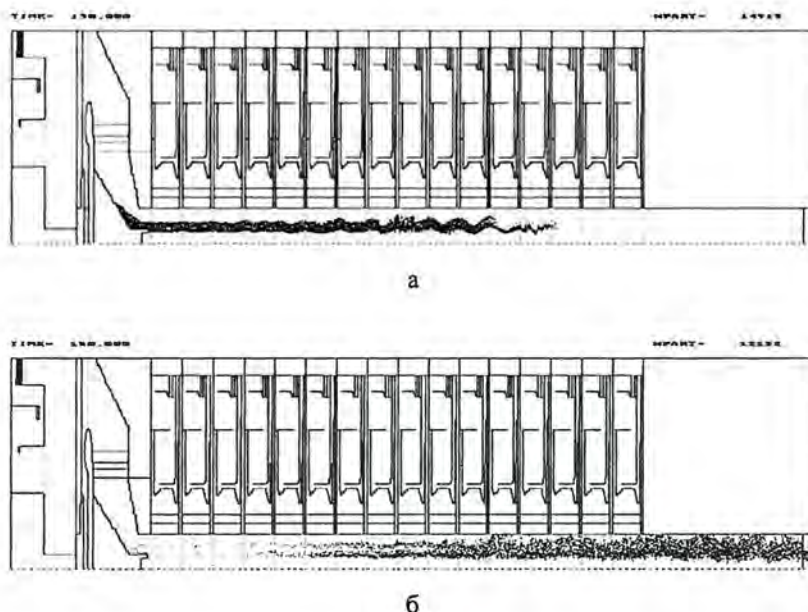


Рис. 4. Распределение частиц в плоскости r - z (расчет 2): а – $t = 130$ нс; б – $t = 150$ нс

По мере продвижения вдоль ускорителя амплитуда и длительность импульса тока снижаются незначительно: с 20 до 19 кА и с 20 до 17 нс соответственно (рис. 5).

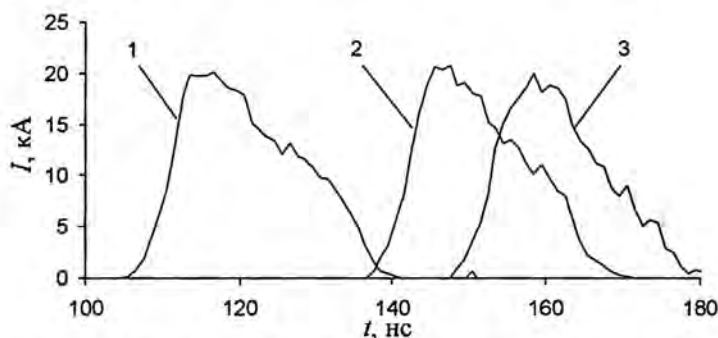


Рис. 5. Импульсы тока пучка в разных сечениях (расчет 2):
1 – $z = 2,63$ м; 2 – $z = 11,89$ м; 3 – $z = 15,11$ м

Работа с пониженным напряжением в инжекторе приводит к значительному, почти в 2 раза, уменьшению выходных параметров ускорителя: полный заряд на мишени уменьшается с $6 \cdot 10^{-4}$ Кл для режима $U_D \approx 3$ МВ до $3,1 \cdot 10^{-4}$ Кл для $U_D \approx 2$ МВ, а полная энергия на мишени с 12,3 до 6,3 кДж соответственно.

С целью устранения паразитной эмиссии и повышения выходных параметров ускорителя необходимо оптимизировать геометрию катода инжектора и распределение магнитного поля в нем. Изменение распределения магнитного поля в инжекторе требует переделки его соленоидов, что приводит к значительным материальным расходам и затратам по проведению расчетных и конструкторских работ. Наиболее простым решением является оптимизация геометрии катода при заданном распределении магнитного поля в инжекторе.

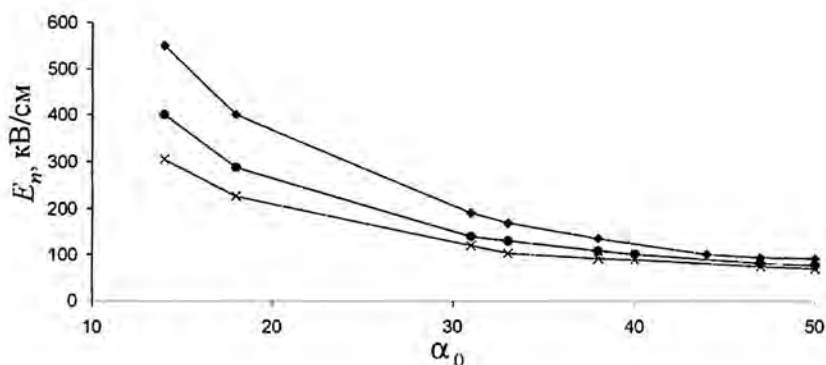


Рис. 6. Зависимость максимальной напряженности поля на конической поверхности катода от α_0 при различных d_c : \blacklozenge – 40 мм; \bullet – 80 мм; \times – 120 мм

Для подавления паразитной эмиссии необходимо изменить геометрию катода таким образом, чтобы напряженность электрического поля на ее конической поверхности не превышала некоторого порогового значения $E_n = 100$ кВ/см. При оптимизации геометрии катода увеличивали угол между образующей его конической части и осью симметрии – α_0 . С увеличением α_0 максимальная напряженность уменьшается и для некоторого значения $\alpha_{0\text{опт}}$ становится меньше E_n для всех диаметров d_c (рис. 6).

Расчеты ЛИУ-10М с оптимизированным катодом

Для случая $d_c = 80$ мм, $U_D \approx 3$ МВ (расчет 3) в инжекторе формируется пучок диаметром ~ 80 мм, который в процессе ускорения увеличивается до 140 мм в ТТ (рис. 7).

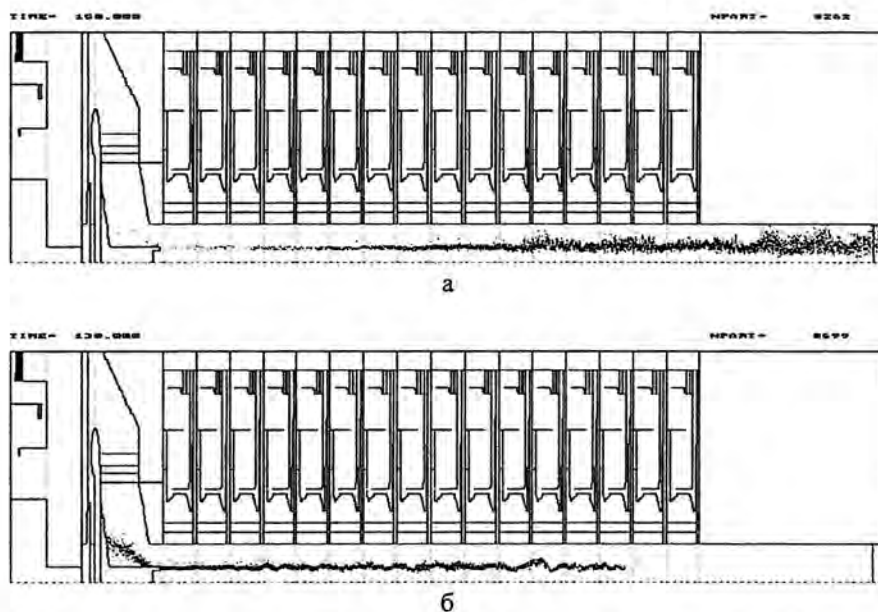


Рис. 7. Распределение частиц на плоскости r - z (расчет 3): а – $t = 130$ нс; б – $t = 150$ нс

Амплитуда импульса тока пучка во всех сечениях ~ 36 кА, длительность ~ 20 нс (рис. 8). Заряд пучка на мишени $6,4 \cdot 10^{-4}$ Кл, полная энергия частиц 13,7 кДж, что превышает соответствующие параметры для ускорителя с неоптимизированным катодом.

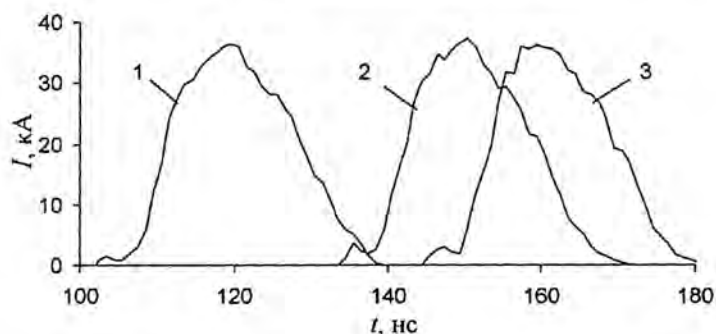


Рис. 8. Импульсы тока пучка в разных сечениях (расчет 3):
1 — $z = 2,63$ м; 2 — $z = 11,89$ м; 3 — $z = 5,11$ м

На рис. 9 представлены потери заряда Q_L в секциях ускорителя для оптимизированного и неоптимизированного катодов с $d_c = 80$ мм. Потери нормированы по отношению к инжектированному заряду Q_{inj} . Секции 1–16 соответствуют индукторам, секции 17–19 — секциям ТТ, секция 20 — ВУ. При работе с неоптимизированным катодом с $U_D \approx 3$ МВ (1) потери заряда начинаются с 3-го индуктора, суммарные потери заряда на ускорительных трубках составляют 20 % от инжектированного, полные потери — 36 %. Для $U_D \approx 2$ МВ потерь заряда в индукторах практически нет, основные потери приходятся на ТТ и ВУ (2), полные потери заряда 10 %. При работе с оптимизированным катодом с $U_D \approx 3$ МВ потери заряда в индукторах отсутствуют, основные потери в последней секции ТТ (3), полные потери заряда $\sim 1,5$ % от инжектированного.

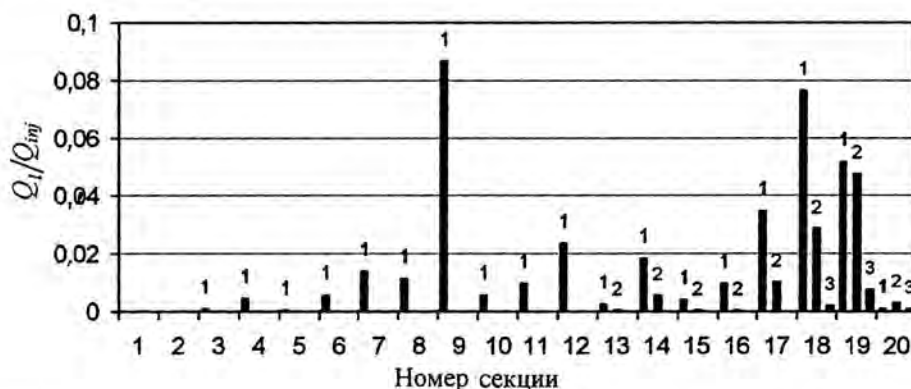


Рис. 9. Потери заряда в секциях ускорителя: 1 — расчет 1; 2 — расчет 2; 3 — расчет 3

Проведены расчеты ускорителя с оптимизированным катодом с d_c от 40 до 120 мм с шагом 20 мм (рис. 10). Для катодов с диаметром до 100 мм основные потери заряда приходятся на стенки ТТ и ВУ. Для катода с диаметром 120 мм потери на секционированных изоляторах индукторов составляют 5 % от инжектированного заряда, и они приходятся на последние индукторы ускорите-

ля. Полные потери составляют ~ 42 % от инжектированного заряда. Для ускорения пучка с диаметром 120 мм необходимо оптимизировать распределение магнитного поля в ускорителе. Для сравнения на этих рисунках приведены потери заряда в ускорителе с неоптимизированным катодом.

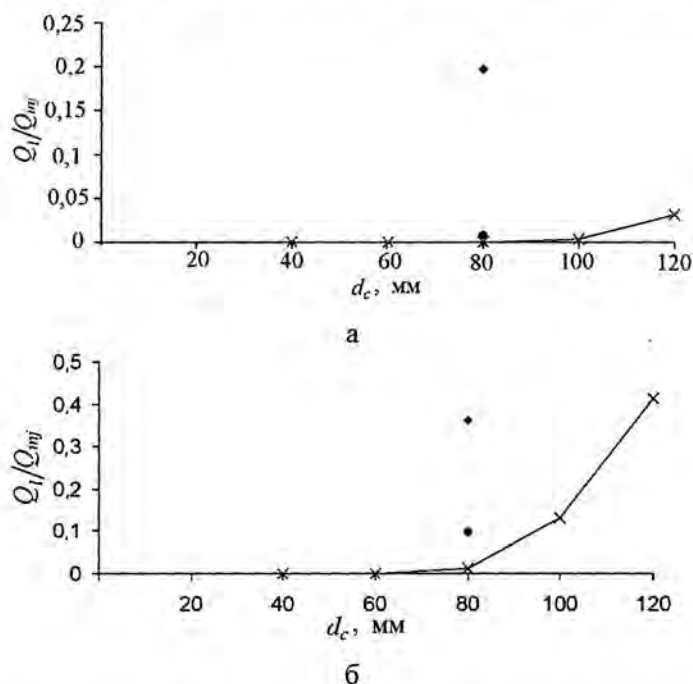


Рис. 10. Потери заряда на ускорительных трубках (а), полные потери (б): расчет 1 (♦); расчет 2 (•); оптимизированный катод (×)

Основной вклад в потери заряда пучка при работе с оптимизированным катодом вносят тракт транспортировки и выводное устройство. Поэтому необходима модернизация этих узлов ускорителя, с целью оптимизации распределения магнитного поля в них.

Список литературы

1. Bossamykin V. S., Gordeev V. S., Pavlovskii A. I. et al. Linear induction accelerator LIA-10M // Proc. 9th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque, NM. 1993. Vol. 2. P. 905–907.
2. Гордеев В. С., Мысков Г. А., Филиппов В. О. и др. Результаты исследований ускорителя ЛИУ-10М // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2003. Т. 5. С. 176–181.
3. Gordeev V. S., Mikhailov E. S. BEAM25 program for numerical simulation of the processes of high-current electron beams shaping, acceleration and transportation // Problems of atomic science and technology. Series "Nuclear Physics Investigations". 2001. N 5 (39). P. 30–32.
4. Молоковский Д. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М: Энергоатомиздат, 1991.

Optimization of Parameters of Electron Beam in LIA-10M

V. S. Gordeev, I. V. Viktorov, E. S. Mikhailov, G. A. Myskov, I. V. Parshina

Numerical calculations of the accelerator LIA-10M were carried out. It is shown that at the existing configuration of the diode unit and maximal for LIA-10M injection parameters (3 MeV, 50 kA) significant (up to 40 %) beam losses in the accelerating channel are possible. As a result of calculations there is optimized the injector cathode geometry what was permit to avoid beam electron leakage onto accelerating channel walls as well as to significantly improve out parameters of LIA-10M.

Исследование режимов работы ускорителя СТРАУС-Р

В. С. Гордеев, Г. А. Мысков,
В. С. Никольский, Н. Н. Сулин,
Г. Н. Акатов, Н. Н. Утюмов,
М. В. Волков, П. В. Гусаков,
А. Н. Драчев, Ю. Г. Кудрявцев,
А. Ю. Копкин, В. И. Потапин

Приведены описание и результаты исследований импульсного электронного ускорителя СТРАУС-Р (3,5 МэВ, 60 кА, 60 нс) в двух режимах работы. В режиме фокусировки электронного пучка ускоритель обеспечивает получение на мишени фокусного пятна диаметром от 3 до 4 мм при максимальной дозе тормозного излучения 27 Р на расстоянии 1 м от выходного фланца. В облучательном режиме максимальная доза тормозного излучения на расстоянии 1 м от мишени по оси ускорителя достигает 36 Р с неоднородностью не более 30 % на площади 0,36 м² (пятно диаметром 0,6 м).

СТРАУС-Р [1, 2] (сильноточный трансформирующий ускоритель рентгенографический) продолжает ряд созданных ранее и успешно функционирующих установок, таких как СТРАУС, СТРАУС-2 и ЛИУ-10М [3–5], использующих технологию формирования высоковольтных импульсов на базе многокаскадных линий с распределенными параметрами. Ускоритель генерирует мощные одиночные импульсы тормозного излучения длительностью до 50 нс в режиме фокусировки электронного пучка на мишени в пятно малого диаметра и предназначен для использования в рентгенографии быстротекающих процессов. Он может применяться для исследований в области радиационной физики и при небольшой модификации в качестве инжектора линейного индукционного ускорителя.

Основным функциональным модулем СТРАУС-Р является ускоряющая система $4,7 \times 2,2 \times 2,4$ м (рис. 1). Она включает в себя генератор импульсного напряжения ГИН-700, систему формирования высоковольтных импульсов, а также диодный узел с выходной вакуумной камерой и фокусирующим устройством. Помимо этого в состав ускорителя входят высоковольтная система синхронизации, автоматизированная система управления и контроля, высоковольтные зарядные устройства, системы вакуумной откачки, газонаполнения, водо- и маслоочистки (рис. 2).

Система формирования высоковольтных импульсов СТРАУС-Р выполнена на базе водонепроницаемой пятикаскадной двойной ступенчатой формирующей линии (ДСФЛ) с электрической длиной каждого каскада 30 нс и суммарной электрической емкостью 93 нФ. Как и в ускорителе СТРАУС-2 [3, 4], импедансы отрезков линий ДСФЛ выбраны равными $Z_1 = 0,9$ Ом, $Z_2 = 0,8$ Ом, $Z_3 = 1,9$ Ом, $Z_4 = 3,2$ Ом и $Z_5 = 18$ Ом. Зарядка ДСФЛ до рабочего напряжения 650 кВ за время 0,8 мкс производится от восьмикаскадного генератора Маркса с максимальным энергозапасом 30 кДж и электрической емкостью в ударе 95 нФ. За счет волновых процессов, возникающих при коммутации линии двадцатью включенными параллельно газонаполненными тригatronами, достигается семикратное (до 4,5 МВ в режиме холостого хода) повышение напряжения на выходе ДСФЛ по сравнению с зарядным. Фокусировка электронного пучка происходит в диоде, выполненном в виде сходящейся конической передающей линии с магнитной самоизоляцией, внутренний

электрод которой завершается катодной насадкой из сплава ВНЖ. Мишенью служит установленный на анодном фланце танталовый диск в комбинации с алюминиевым фильтром-поглотителем электронов. Более детальное описание ускорителя СТРАУС-Р приведено в работе [1].

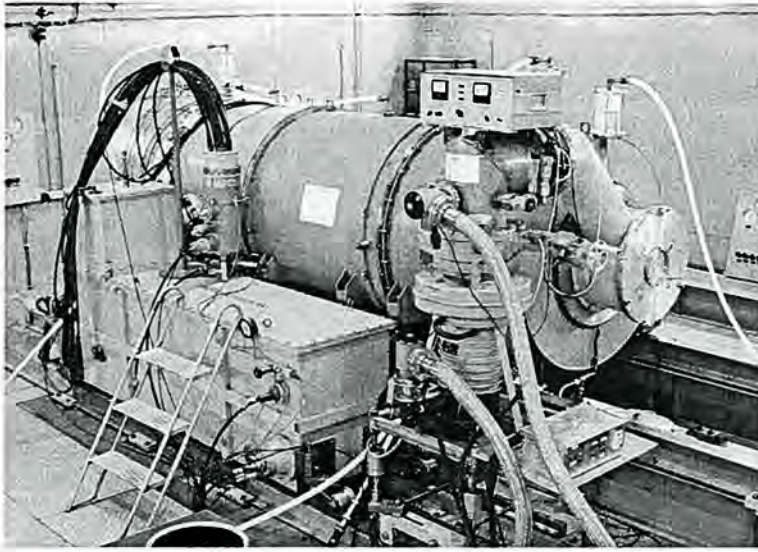


Рис. 1. Ускоряющая система СТРАУС-Р

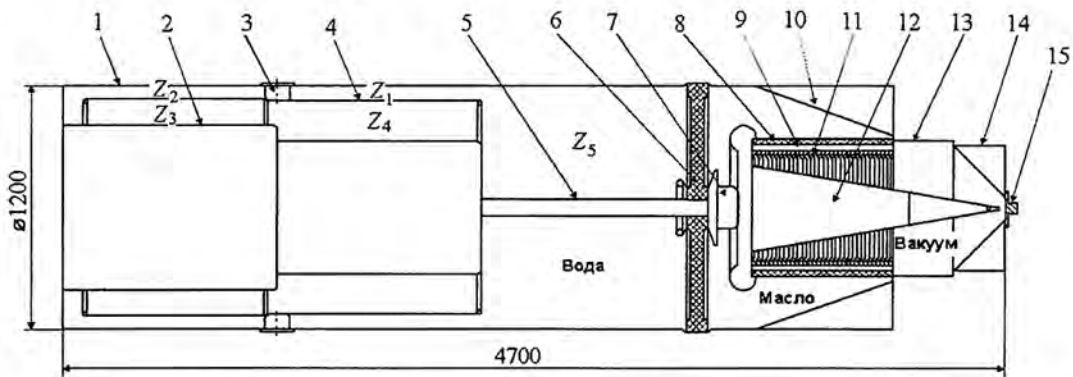


Рис. 2. Схематичное изображение формирующей системы и диодного узла ускорителя СТРАУС-Р: 1 – корпус; 2 – внутренний (заземленный) электрод ДСФЛ; 3 – многоканальный коммутатор; 4 – высоковольтный электрод ДСФЛ; 5 – внутренний электрод выходной линии ДСФЛ; 6 – разделительная диафрагма; 7 – предимпульсный разрядник; 8 – диэлектрическая труба; 9 – объем резистивной нагрузки; 10 – конусный электрод; 11 – секционированный изолятор; 12 – катододержатель с катодом; 13 – выходная вакуумная камера; 14 – фокусирующее устройство; 15 – анодный фланец с мишенным узлом

В ходе экспериментов на ускорителе СТРАУС-Р было произведено свыше 300 рабочих импульсов, в процессе которых исследовались режимы его функционирования как с фокусировкой, так и без фокусировки электронного пучка на мишени. В первом случае использовался штатный диодный узел с установленным на его выходе фокусирующим устройством (см. рис. 2). Зазор анод-катод в диоде варьировался в пределах 10–25 мм с помощью набора сменных катодных насадок из сплава ВНЖ, выполненных в форме усеченного конуса с кольцевой или сплошной торце-

вой кромкой диаметром от 5 до 15 мм. Менялась также толщина танталовой мишени от 0,3 до 1 мм. Во втором случае конфигурация диода ускорителя была аналогична применяемой на установке СТРАУС-2 [4, 6]. Катодом служил сплошной графитовый цилиндр диаметром 35 мм с двумя коаксиальными кольцевыми кромками на торце, обращенном к аноду. Танталовая мишень диаметром 150 мм и толщиной 0,5 мм закреплялась в съемном анодном фланце из алюминиевого сплава, который выполнял функции фильтра-поглотителя электронов, прошедших через мишень. Ускоряющий зазор варьировался в пределах от 40 до 70 мм путем перемещения катода вдоль оси диода.

В зависимости от времени включения предимпульсного разрядника относительно момента срабатывания многоканального коммутатора ДСФЛ на ускорителе могут быть реализованы импульсы тока пучка различной формы и длительности (рис. 3). Для получения максимальных дозовых параметров на выходе установки зарядное напряжение ДСФЛ и удельное сопротивление электролитической нагрузки диодного узла выбирались близкими к предельным (650 кВ и 1500 Ом·см), а предимпульсный разрядник настраивался таким образом, чтобы обеспечить максимальную длительность формируемого импульса. Дальнейшая оптимизация заключалась в подборе требуемого импеданса диода путем вариации размера ускоряющего зазора.

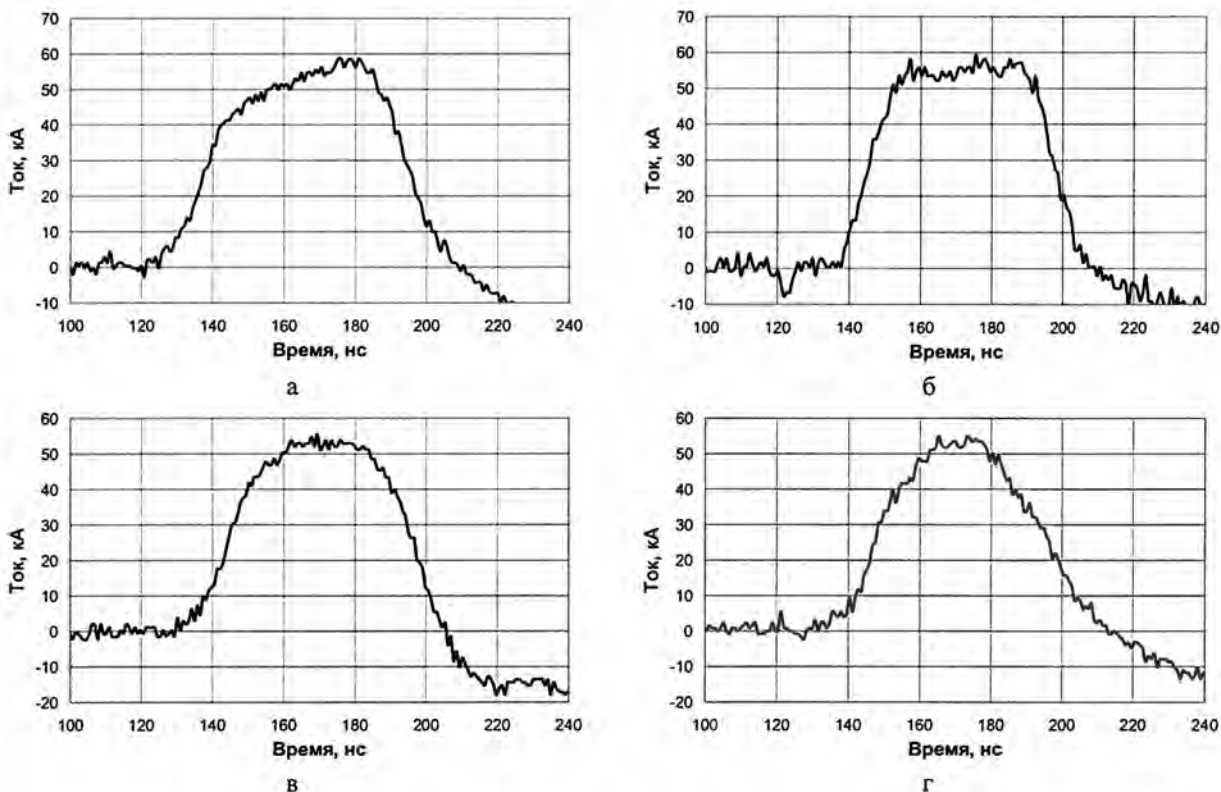


Рис. 3. Осциллограммы импульсов диодного тока ускорителя СТРАУС-Р различной формы и длительности: а – 58 нс; б – 53 нс; в – 49 нс; г – 46 нс на полувысоте

В рентгенографическом режиме работы ускорителя максимальные дозовые параметры при приемлемом качестве фокусировки пучка достигались при использовании катодной насадки диаметром 10 мм с кольцевой торцевой кромкой толщиной 2 мм, зазоре анод-катод 15 мм и толщине танталовой мишени 0,3 мм. Это полностью соответствует данным экспериментов, проведенных ранее на ускорителе СТРАУС-2 [6], несмотря на различие этих установок, прежде всего, по дли-

тельности формируемого импульса и энергетическим параметрам. В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены фотография мишени после однократного импульса ускорителя СТРАУС-Р, рентгеновское изображение фокусного пятна и распределение интенсивности излучения по мишени. В режиме без фокусировки электронного пучка максимальная доза тормозного излучения (36 Р на расстоянии 1 м от мишени) была получена при ускоряющем зазоре в диоде 60 мм. Осциллограммы выходных импульсов и основные характеристики ускорителя СТРАУС-Р для двух исследованных режимов его работы приведены соответственно на рис. 5 и в таблице.

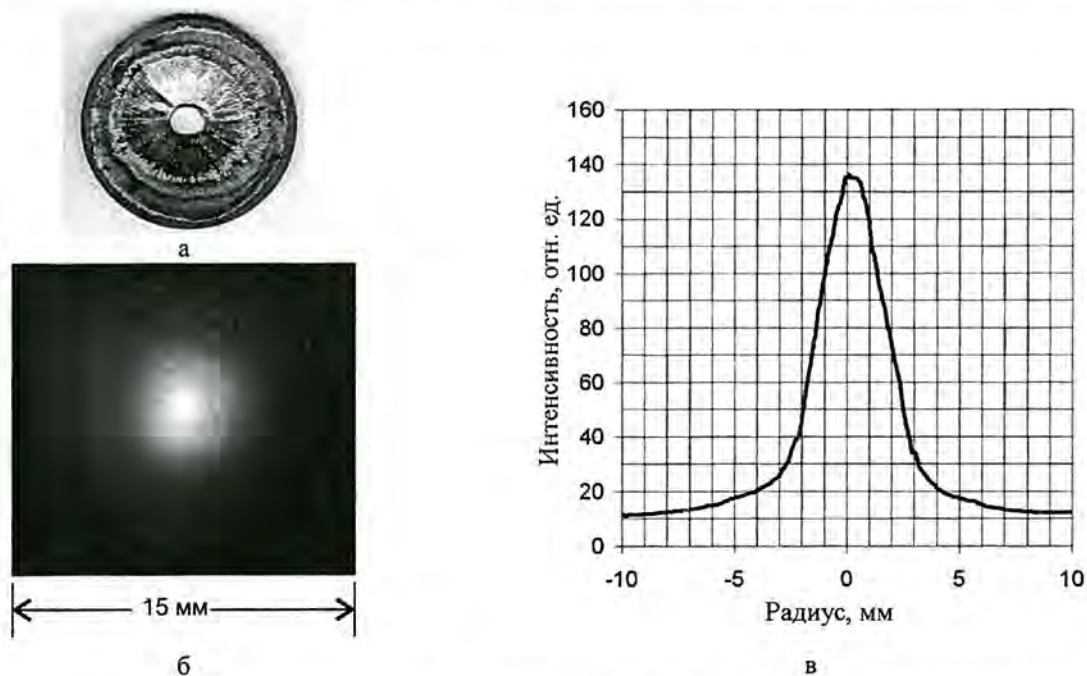


Рис. 4. Фотография мишени (а), рентгеновское изображение фокусного пятна (б) и распределение интенсивности излучения по мишени ускорителя (в)

В обоих случаях выходные импульсы ускорителя достаточно близки по амплитудно-временным параметрам, однако дозовые характеристики генерируемого тормозного излучения различны. При фокусировке пучка в диоде обеспечивается заметно более высокая доза излучения вблизи мишенного узла ускорителя, но ее уровень на расстоянии 1 м от мишени несколько меньше, чем в режиме без фокусировки. Это обусловлено, с одной стороны, значительно более высокой концентрацией энергии пучка на мишени, а с другой стороны, некоторым ухудшением угловых характеристик электронного потока в диоде по сравнению с режимом нефокусированного пучка.

В настоящее время экспериментальное исследование ускорителя СТРАУС-Р в основном завершено. Полученные результаты показали возможность его использования в качестве близкого к точечному источника излучения для импульсной рентгенографии, а также как облучательной установки для исследований в области радиационной физики.

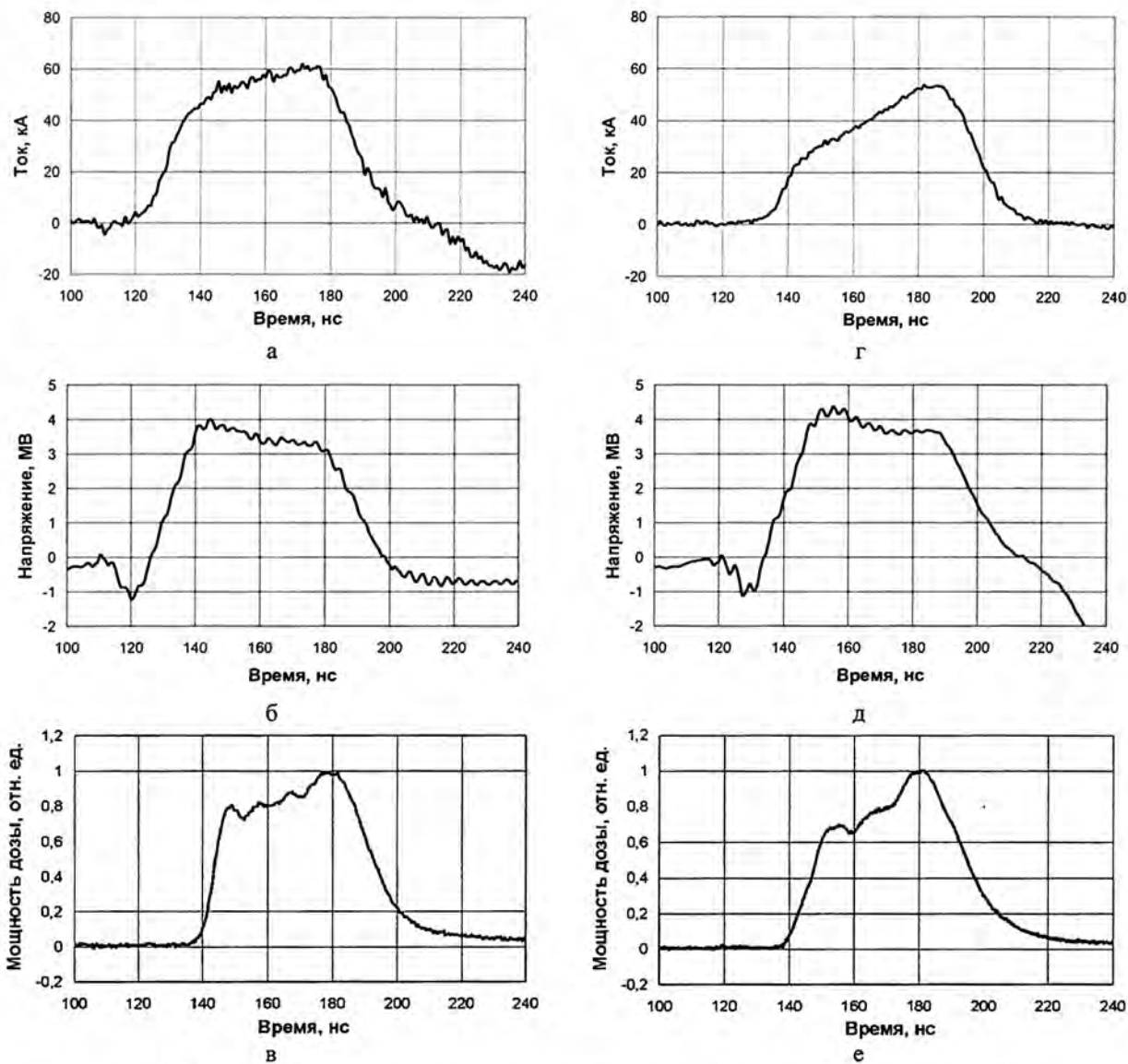


Рис. 5. Осциллограммы импульсов тока пучка (а, г), напряжения на входе в диод (б, д) и тормозного излучения (в, е) ускорителя СТРАУС-Р в режимах с фокусировкой (а–в) и без фокусировки электронного пучка (г–е)

Основные параметры ускорителя СТРАУС-Р в двух режимах работы

Параметр	Режим	
	с фокусировкой пучка	без фокусировки пучка
Ускоряющее напряжение, МВ	3,3	3,7
Амплитуда импульса тока пучка, кА	60	50
Длительность импульса тока на полувысоте, нс	60	
Длительность импульса тормозного излучения на полувысоте, нс	50	

Окончание таблицы

Параметр	Режим	
	с фокусировкой пучка	без фокусировки пучка
Диаметр фокусного пятна на мишени, мм	≤ 4	–
Максимальная доза тормозного излучения, Р: – на выходном фланце – на расстоянии 1 м от мишени	$2,5 \cdot 10^4$ 27	$1,4 \cdot 10^4$ 36
Диаметр пятна облучения (с неоднородностью дозы $\leq 30\%$), см: – на выходном фланце – на расстоянии 1 м от мишени	4 (4 см от мишени) 65	6 (1 см от мишени) 60

Список литературы

1. Gordeev V. S., Myskov G. A., Mikhailov E. S. et al. Design of STRAUS-R Accelerator // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2001. N 3 (38). P. 56–59.
2. Gordeev V. S., Myskov G. A., Basmanov V. F. et al. // Proc. 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'2004). St-Petersburg, Russia, 2004. P. 323–326.
3. Gordeev V. S., Basmanov V. F., Myskov G. A. et al. High-current pulse electron accelerators based on stepped forming lines // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2001. N 3 (38). P. 50–52.
4. Bossamykin V. S., Gordeev V. S., Pavlovskii A. I. et al. // Proc. 9th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque, NM, USA, 1993. Vol. 2. P. 910–912.
5. Bossamykin V. S., Gordeev V. S., Basmanov V. F. et al. Linear Induction Accelerator LIA-10M with inductors on stepped lines // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 1997. N 4–5 (31–32). P. 117–119.
6. Gordeev V. S., Myskov G. A., Filippov V. O. et al. Investigation of STRAUS-2 pulsed electron accelerator characteristics // Ibid. 1999. N 4 (35). P. 71–73.

Study of Operating Modes of STRAUS-R Accelerator

V. S. Gordeev, G. A. Myskov, V. S. Nikolsky, N. N. Sulin, G. N. Akatov,
N. N. Utyumov, M. V. Volkov, P. V. Gusakov, A. N. Drachyov,
Yu. G. Kudryavtsev, A. Yu. Kopkin, V. I. Potapin

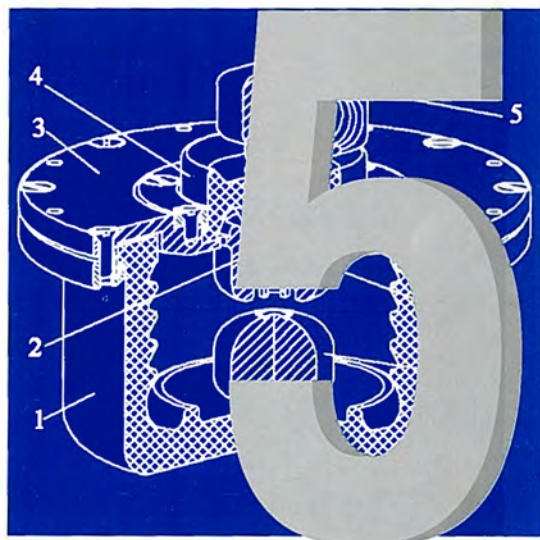
The description of a pulsed electron accelerator STRAUS-R (3.5 MeV, 60 kA, 60 ns) and results of its experimental research for two operation modes are given. In the mode of electron beam focusing the accelerator provides a focal spot of diameter from 3 to 4 mm on a target and maximum exposure dose of 27 R at 1-m distance from the output window. In the irradiating mode maximum dose achieves 36 R at 1-m distance from the target with inhomogeneity less than 30 % within the area 0.36 m^2 (irradiation spot diameter is 0.6 m).

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Калориметр на основе термометра сопротивления</i>	<i>140</i>
<i>Экранированный генератор импульсного напряжения 800 кВ и энергии 32 кДж</i>	<i>144</i>
<i>Фотохронографическая методика исследования динамики развития плазменных образований</i>	<i>154</i>

РАЗДЕЛ

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



УДК 536.62

Калориметр на основе термометра сопротивления

М. Д. Тарасов, А. В. Грунин,
М. А. Корочкин, М. А. Овчинников,
О. Н. Петрушин, Ю. А. Савельев,
М. Ю. Тараканов

Для дозиметрии тормозного излучения разработан калориметр на основе сплава алюминия. Регистрация поглощенной дозы осуществляется включенным в мост проволочным термометром сопротивления. Показано, что с использованием современной измерительной техники можно регистрировать средние значения доз от 0,1 Гр, что соответствует изменению температуры в датчике на 10^{-4} К.

В экспериментах на сильноточных ускорителях электронов используются калориметры, измеряющие нагрев металлических поглотителей под действием излучения. Датчиками температуры обычно являются термопары [1–3] или полупроводниковые термисторы [4, 5]. При прочих равных условиях калориметр на основе хромель-константановой термопары в десятки раз менее чувствителен, чем на основе проволочного сопротивления из никеля и в сотни раз менее чувствителен, чем полупроводниковый [6]. Настоящий калориметр предназначен для измерения дозовых характеристик ускорителей электронов ЛИУ-10М и ЛИУ-30 [7] с энергией тормозных квантов до 25 и 35 МэВ. В условиях облучения жесткими рентгеновскими квантами использование полупроводниковых датчиков температуры вызывает сомнение из-за наведенных дефектов структуры. Поэтому была выбрана конструкция датчика с проволочным термометром сопротивления.

Датчик (рис. 1) выполнен в виде катушки и цилиндра из сплава алюминия марки АД00, в котором Al занимает более 99,7 % общей массы [8]. Диаметр и высота катушки 40 мм. Катушка плотно прикрыта цилиндром ($\varnothing_{\text{внеш}}$ 50 мм) из того же сплава. Резьба на катушке выполнена по всей ее длине методом накатки с шагом 0,3 мм, глубиной 0,2 мм. Поверхность катушки и цилиндра покрыта слоем цапонлака толщиной несколько микрон. На катушку намотана проволока

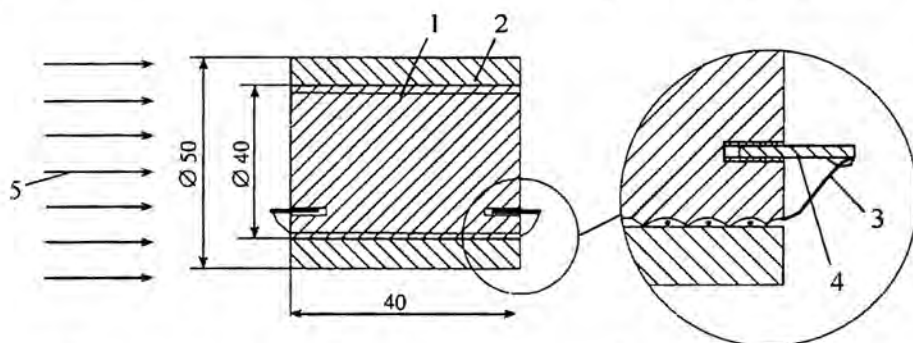


Рис. 1. Датчик калориметра: 1 – катушка; 2 – цилиндр; 3 – проволочный термистор; 4 – контакт; 5 – рентгеновское излучение

Ø 0,03 мм без изоляции из никелевого сплава НК02 длиной ~ 15 м и сопротивлением 2,096 кОм при температуре 291,7 К. Концы проволоки припаяны к изолированным от катушки выводам из константановой проволоки Ø 0,2 мм. Проволока на катушку наматывалась без натяжения, чтобы избежать изменения длины проволоки при температурном расширении катушки. Для обеспечения хорошего теплового контакта свободное пространство между катушкой, проволокой и цилиндром заполнено тонким слоем кремнийорганической теплопроводной пасты КПТ-8. Масса алюминия составляет >99,5 % общей массы рабочего тела датчика. На этом основании при расчете поглощенных доз использовалась теплоемкость чистого алюминия, данные по которой [9] аппроксимируются с ошибкой ± 1,5 % в диапазоне температур 173–573 К выражением

$$C_p(t), \text{ Дж/кг} = (T - 273)^2 \cdot 0,0024 + (T - 273) \cdot 1,39 + 840, \quad (1)$$

где $T, \text{ К}$ – температура.

Для теплоизоляции рабочее тело калориметра окружено пенопластом толщиной 0,02 м с плотностью 22 кг/м³. Пенопласт, являясь хорошим теплоизолятором, практически прозрачен для жестких рентгеновских квантов и примерно эквивалентен по поглощению алюминию толщиной 0,17 мм. На поверхности пенопласта расположен разъем, соединенный с выводами медной проволокой Ø 0,1 мм, оттоком тепла по которой можно пренебречь. Расположенный на дополнительной пенопластовой подставке в закрытом помещении датчик, нагретый на один градус, остывал со скоростью, не превышающей $\leq 10^{-5}$ К/с. Это позволило использовать низкочастотную измерительную аппаратуру для уменьшения наводок и электрических шумов.

Зависимость сопротивления датчика от температуры определялась путем многократного измерения сопротивления с помощью цифрового вольтметра HP34401F при медленном нагревании и охлаждении датчика. В результате в температурном диапазоне 283–295 К получено выражение

$$R(t) = R_0 [1 + \alpha_R (T - 273)], \quad (2)$$

где $\alpha_R = 4,47 \cdot 10^{-3} \pm 4 \cdot 10^{-5}$, К⁻¹ – температурный коэффициент сопротивления; $R_0 = 1,98 \pm \pm 0,01$ кОм.

Проволочное сопротивление включено в измерительный мост, три плеча которого выполнены из резисторов С2-29 с сопротивлением 2,1 кОм ± 0,05 %. Дисбаланс моста

$$E = (U/4) \alpha_R \Delta T, \quad (3)$$

где ΔT – разность температур датчика до и после облучения.

Подача на мост напряжения $U = 2,048$ В осуществляется прецизионным источником напряжения, выполненным на микросхеме REF191. В схеме регистрации дисбаланса моста используются измерительный усилитель и аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Усилитель собран на микросхеме AD524AR, имеющей коэффициент усиления 1000, подавление синфазной помехи 120 дБ, шумы на выходе 0,1 мкВ. АЦП I-7012 имеет 16 разрядов дискретизации, обслуживающих переключаемые диапазоны измерений, из которых наиболее чувствительный ± 0,15 В. Разность напряжений между ближайшими точками дискретизации 4,58 мкВ (4,58 нВ – величина, приведенная ко входу усилителя). АЦП через преобразователь интерфейса I-7520 связан с персональным компьютером. С его помощью производится запуск АЦП, чтение информации и вывод ее на экран монитора в виде непрерывно обновляющегося графика. Программа обеспечивает оцифровку сигнала с частотой 10 Гц и ниже.

Предположим, что чувствительность измерительной системы ограничена электрическими шумами аппаратуры. Эти шумы имеют приведенное ко входу усилителя амплитудное значение

0,3 мкВ. Для такого дисбаланса моста из (3) получаем $\Delta T = 1,31 \cdot 10^{-4}$ К, что измеримо с дискретностью $2 \cdot 10^{-6}$ К. С учетом $C_p = 867$ Дж/(кг·К) из зависимости (1) при $T = 293$ К это составляет 0,114 Гр. Верхнее значение измеренной дозы определяется работоспособностью датчика. Применяемую в датчике теплопроводную пасту рекомендуется использовать в диапазоне температур от 213 до 453 К. Для верхней границы этого диапазона доза превысит 100 кГр, что практически не достижимо на тормозном излучении импульсных ускорителей однократного действия.

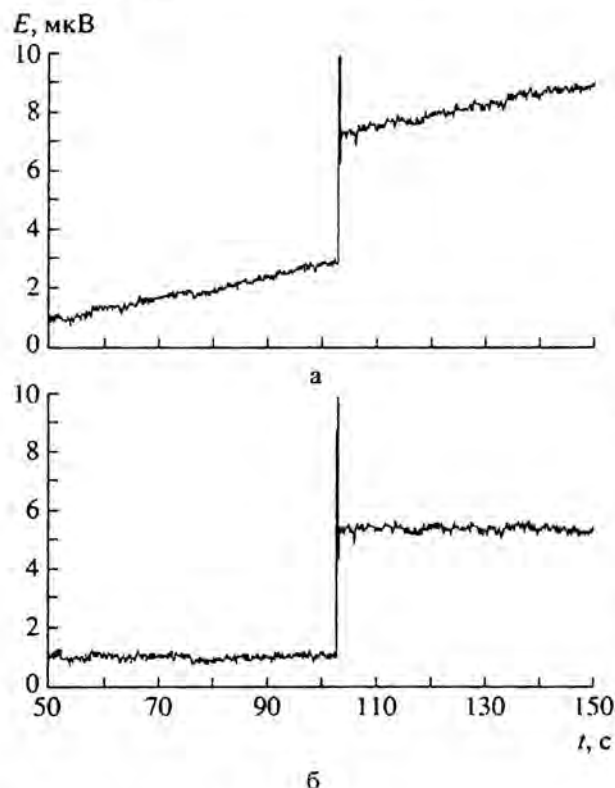


Рис. 2. Результаты эксперимента на ускорителе ЛПУ-30: а – импульс до обработки экспериментальных данных; б – после исключения постоянного нарастания дисбаланса моста

Если датчик расположить в помещении с постоянной температурой и включить питание измерительной системы за несколько секунд до импульса ускорителя, то нагрев датчика за счет протекания по проволоке тока приводит к нарастанию дисбаланса моста с квазипостоянной скоростью (рис. 2,а). В момент времени $t = 103$ с за счет нагрева в результате облучения происходит скачкообразный дисбаланс моста. Затем продолжается монотонный дисбаланс моста, как и до облучения. Если вычесть из экспериментальных значений напряжения дисбаланса моста $0,0375t - 0,9301$, то получим рабочий сигнал с датчика без постоянного нагрева (рис. 2,б).

Наличие информации по рабочим импульсам в цифровом виде позволяет вычислить среднее значение дисбаланса моста (\bar{E}), выбрав временные интервалы до и после облучения, когда теплообмен между датчиком и окружающей средой пренебрежимо мал. На временных интервалах 60–110 с и 110–150 с

где \bar{E}_1 – среднее значение по 400 измерениям на временном интервале 110–150 с дисбаланса моста после облучения; \bar{E}_2 – то же на временном интервале 60–100 с до облучения (см. рис. 2,б).

$$\bar{E} = \bar{E}_1 - \bar{E}_2, \quad (4)$$

Для эксперимента рис. 2,а,б без учета систематической погрешности получаем $\bar{E} = 4,37$ мкВ. Это соответствует изменению температуры на $1,92 \cdot 10^{-3}$ К или поглощенной дозе 1,66 Гр. Среднеквадратичная ошибка измерения составляет $S_n = \pm 0,146$ мкВ и не будет зависеть от \bar{E} при сохранении амплитудного и спектрального состава шумов. С вероятностью 0,95 значение E будет находиться в доверительном интервале

$$\Delta_E [\text{мкВ}] = S_n t_\alpha, \quad (5)$$

где t_α – коэффициент Стьюдента.

Для числа измерений одной величины $n > 20$ $t_\alpha = 2$ с доверительной вероятностью $\alpha = 0,95$ [10]. В процентах интервал (5) будет изменяться в зависимости от \bar{E} . Так, для $\bar{E} = 0,292$ мкВ (0,111 Гр) $\Delta_E = \bar{E} \pm 100\%$, а для $\bar{E} = 29,2$ мкВ (11,1 Гр) $\Delta_E = \bar{E} \pm 1\%$. В последнем случае ошибка

в определении дозы будет определяться в основном систематической погрешностью, которая тщательными калибровками величин C_p и α_R может быть доведена до нескольких процентов.

Излучение с малой проникающей способностью нагревает приповерхностный слой датчика. Этот нагрев будет точно измерен частью термометра сопротивления, что обеспечивает быстрое действие датчика в десятые доли секунды. На этом основании датчик может использоваться и для калориметрии пучков ускоренных электронов, а его высокая радиационная стойкость позволяет применять его и в нейтронных потоках. В качестве приемника излучения в датчике могут использоваться все металлы, находящиеся в твердом состоянии. Нагрев рабочего тела датчика за счет протекания по проволоке тока существенно уменьшается путем включения в мост балластного датчика.

Список литературы

1. Сучков В. П., Тарасов М. Д., Щербак Ю. П. Фольговый адиабатический калориметр // Приборы и техника эксперимента. 1987. № 5. С. 58–61.
2. Кротов А. Ю., Моргун О. Н., Черный В. В. Измерение спектра рентгеновского излучения, генерируемого в диоде сильноточного ускорителя // Там же. № 2. С. 15–20.
3. Степовик А. П., Хмельницкий Д. В. Диагностика мощных пучков электронов с помощью калориметров полного поглощения // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 6. С. 4–11.
4. Филимончева П. И., Плохой В. В., Самойлова Л. Ю. и др. Метод спектрометрии мощных импульсных пучков электронов // Приборы и техника эксперимента. 1979. № 6. С. 40–43.
5. Pellinen D. G. Small combination X-ray calorimeters // Rev. Sci. Instrum. 1972. Vol. 43, N 8. P. 1181–1184.
6. Аш Ж., Андре П., Бофрон Ж. и др. Датчики измерительных систем. Кн. 1. Пер. с франц. М.: Мир, 1992.
7. Босамыкин В. С., Герасимов А. И., Гордеев В. С. Безжелезные линейные индукционные ускорители электронов – мощные генераторы коротких импульсов тормозного излучения // Сб. научных трудов РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров, 1997. С. 107–133.
8. Фридляндер И. Н., Каблов Е. Н., Сенаторова О. Г., Шалин Р. Е. Цветные металлы и сплавы, композиционные металлические материалы. Машиностроение. Энциклопедия в сорока томах. М.: Машиностроение, 2001. Т. II-3. С. 20.
9. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов. М.: Атомиздат, 1968.
10. Зайдель А. Н. Ошибки измерений физических величин. Л.: Наука, 1974.

Calorimeter Based on Resistance Thermometer

M. D. Tarasov, A. V. Grunin, M. A. Korochkin, M. A. Ovchinnikov,
O. N. Petrushin, Yu. A. Saveliev, M. Yu. Tarakanov

A calorimeter based on aluminum alloy is developed to solve the tasks of bremsstrahlung dosimetry. A resistor connected with the bridge through a thin-wire thermometer realizes registration of absorbed dose. It is demonstrated that with the use of modern instrumentation one can register average values of doses beginning from 0.1 Gy what corresponds to 10^{-4} K variation of temperature in the sensor.

УДК 621.373

Экранированный генератор импульсного напряжения 800 кВ и энергии 32 кДж

**А. И. Герасимов, В. С. Гордеев,
В. В. Кульгавчук, Г. А. Мысков,
С. Т. Назаренко, В. С. Павлов,
О. Н. Софронова, М. Ю. Суворов,
С. Ю. Шейнов**

Описан ГИН Аркадьева – Маркса. ГИН заряжает до 700 кВ за < 1 мкс водоизолированную формирующую линию ускорителя электронов СТРАУС-Р. В каждом из восьми каскадов ГИН установлено по два конденсатора ИЭПМ-100-0,4. Коммутаторы в первых трех каскадах – наполненные до 0,7 МПа 40 % SF₆ + 60 % N₂ тригатроны на 100 кВ, в остальных – двухэлектродные разрядники. Время задержки срабатывания ГИН 108 ± 5 нс при запасе электропрочности разрядников ~80 %. Индуктивность контура ГИН ~1,4 мкГн. Габариты стального бака ГИН – 2400 × 800 × 800 мм (без выводного устройства), масса ГИН 1700 кг.

Для мощного ускорителя электронов СТРАУС-Р (3,5 МэВ, 60 кА, 60 нс) [1], служащего источником тормозного излучения в режиме фокусировки пучка в пятно $\varnothing \leq 4$ мм (доза за импульс 0,27 Гр (Si) на расстоянии 1 м от выходного фланца), понадобилось синхронизируемое с высокой точностью устройство для зарядки до 700 кВ за время < 1 мкс водоизолированной двойной со ступенчатым изменением волнового сопротивления формирующей линии (ДСФЛ) ускорителя. На основе широко применяемой во ВНИИЭФ высоковольтной базы (например, [2, 3]) в разработку такого устройства положено умножение напряжения по методу Аркадьева – Маркса.

Был проведен анализ и отбор наиболее совершенных элементов, выполнены расчеты электрических полей и экспериментальные исследования, отработаны схемно-конструктивные и компоновочные решения отдельно маслоизолированного генератора (ГИН), а также в составе его с ускорителем. В результате создан ГИН на выходное напряжение 800 кВ и запасаемую энергию 32 кДж. Ниже представлены электрическая схема ГИН, устройство элементов зарядно-разрядного контура, конструкция ГИН в целом, результаты испытаний, выходные характеристики и работа совместно с ускорителем.

Одним из основных компонентов ГИН является накопительный конденсатор для каскадов умножения. От его электрических, геометрических и ресурсных характеристик зависят в значительной степени аналогичные показатели и конструкция ГИН. Были проанализированы параметры конденсаторов, выпускаемых серийными заводами и опытными производствами России и Украины с учетом перспектив получения конденсаторов в последующие годы, так как планировалось при удачных решениях ГИН тиражирование его аналогов для других электрофизических

установок. Был выбран конденсатор типа ИЭПМ-100-0,4 УХЛ4 (100 кВ; 0,4 мкФ; ≤ 100 кА; 50 ± 20 нГн; 2 кДж) ОАО СКЗ "КВАР", г. Серпухов. Он имеет пленочную (лавсан) изоляцию с пропиткой экологически чистым фенилксиллилэтаном (ФКЭ), имеющим при 20 °С пробивное напряжение ≥ 70 кВ/(2,5 мм) и относительную диэлектрическую проницаемость 2,53. По сравнению с широко используемым конденсатором ИК-100-0,4 УХЛ4 того же производителя на одинаковые напряжение и емкость выбранный конденсатор имеет меньшую индуктивность и почти в два раза меньший объем (плотность энергии 0,17 Дж/см³). Испытательное постоянное напряжение – 125 кВ, средний ресурс – 10^3 циклов при колебательном разряде с декрементом затухания не менее 1,5.

Другим важным элементом является коммутатор каскадов. От него зависит, в первую очередь, стабильность срабатывания ГИН при заданном числе зарядно-разрядных циклов ($\geq 10^3$). С учетом высоких требований к надежности работы всех узлов ускорителя разброс Δt времени задержки включения ГИН не должен превышать ± 10 нс относительно начала поданного на вход ГИН пускового импульса при запасе электропрочности коммутаторов $K \geq 60$ %. Снижение Δt и одновременное повышение K является сложной задачей, так как это противодействующие факторы. Однако во ВНИИЭФ имелся опыт разработки и длительного применения разрядников на напряжение 100 кВ с наносекундной точностью срабатывания при $K \geq 60$ % (например, [2–4]). Так как временные характеристики ГИН определяются главным образом работой коммутаторов в начальных каскадах, то для первых трех из них был взят за основу надежный триггер из [2]; последующие ключи оказываются сильно перенапряженными и срабатывают точно. Были просчитаны электрические поля в триггерах с учетом предполагаемого размещения их в ГИН, проведены дополнительные электрические испытания и изменения конструкции ряда деталей. Окончательный вид триггера дан на рис. 1.

Корпус 1 изготовлен из капролона. На нем закреплен основной высоковольтный электрод 7 и фланец 3 с другим основным электродом 6. В центральном отверстии этого электрода установлен управляющий электрод 2 с изолятором 4. Большое внимание уделено плотному примыканию металлических электродов к деталям из диэлектриков. Рабочие части электродов 7 и 6, как и электрод 2, изготовлены из порошкового сплава ВНЖ-2-3 (W, Ni 2 %, Fe 3 %). Газ в полость корпуса подается через узел 5. Назначение остальных деталей понятно из рисунка. Все уплотняющие прокладки – из резины. Габаритный диаметр триггера 175 мм, высота 117 мм. Проверочное давление газом на герметичность и прочность 2 МПа. Диапазон рабочего напряжения $U_0 = 60$ –100 кВ. Испытание одиночных триггеров при $U_0 = 80$ –100 кВ, давления $p = 0,7$ –1 МПа смеси SF₆ : N₂ = 4 : 6 и соответственно $K = 70$ –90 %, импульсном токе 150 кА показало $\Delta t \approx \pm 3$ нс в серии $2 \cdot 10^3$ включений при амплитуде напряжения запуска 65 кВ с фронтом ~ 10 нс. Учитывая эти результаты и проведя дополнительные проверки, было решено в четвертом и последующих каскадах использовать подобные разрядники, но без узлов управления.

ГИН содержит восемь каскадов умножения (рис. 2) с двумя параллельно соединенными конденсаторами ИЭПМ в каждом. Триггеры в первых каскадах, наполняемые высокоэлектро-

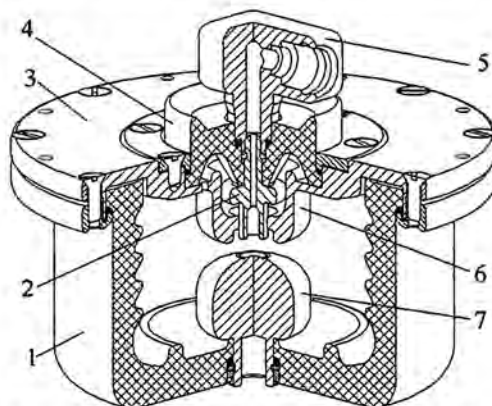


Рис. 1. Триггер каскадов: 1 – корпус; 2 – управляющий электрод; 3 – фланец; 4 – изолятор; 5 – узел ввода газов; 6 – основной электрод с узлом управления; 7 – высоковольтный электрод

отрицательной смесью газов, должны иметь именно указанные полярности потенциалов на электродах для срабатывания с наносекундным разбросом [5]. На их управляющие электроды подается импульс запуска U_y положительной полярности через герметичные высоковольтные электролитические резисторы [6]. Если полярности потенциалов электродов и напряжения запуска противоположны указанному, то при прочих равных условиях задержка и Δt возрастают почти на порядок. В прямой и обратной цепях зарядки конденсаторов каскадов применены однослойные катушки вместо наиболее часто используемых высоковольтных резисторов, что тоже увеличивает надежность работы ГИН.

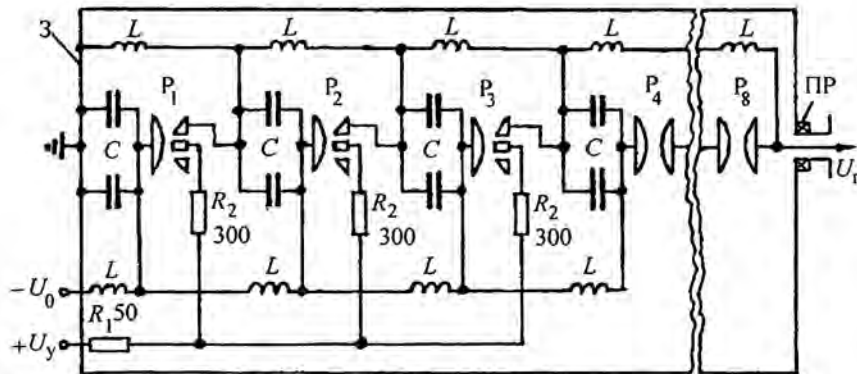


Рис. 2. Электрическая схема ГИН: C – конденсаторы ИЭПМ; P_1 – P_8 – разрядники каскадов; L – катушка индуктивности; R_1, R_2 – резисторы пусковой цепи; $-U_0$ – напряжение зарядки; $+U_y$ – управляющее напряжение; $-U_r$ – выходное напряжение ГИН; ПР – пояс Роговского

При номинальном напряжении зарядки конденсаторов $U_0 = 100$ кВ запасаемая энергия в них 32 кДж и амплитуда выходного напряжения на холостом ходе ~ 800 кВ. Однако для указанного применения ГИН принято рабочее напряжение $U_0 = 90$ кВ с целью повышения надежности и ресурса работы конденсаторов и ускорителя в целом. Ресурс конденсаторов пропорционален E^{10} [7], где E – рабочая напряженность в их изоляции. Значит, снижение E на 10 % увеличит ресурс в 2,2 раза. Зарядка емкости ДСФЛ $C_n = 93$ нФ происходит по известному закону $1 - \cos \omega t$. При емкости ГИН "в ударе" $C_r = 100$ нФ, учете некоторых потерь энергии во время переходного процесса и соотношения емкостей C_r и C_n зарядится последняя до ~ 700 кВ через половину периода T электрических колебаний контура после пробоя всех разрядников в ГИН. Заложенный запас в возможности повышения U_0 в пределах 10 кВ позволял при необходимости корректировать рабочее напряжение или увеличивать энергию ускорения электронов.

При конструировании ГИН особое внимание уделено компоновке каждого каскада и всего ГИН с целью минимизации его индуктивности L_r в сочетании с необходимой электропрочностью. Уменьшение L_r связано с целесообразностью сокращения времени t_3 зарядки C_n для увеличения электропрочности водяных зазоров в ДСФЛ [8]. На рис. 3 показаны разнесенные в пространстве монтажно-сборочные элементы одного каскада. Его основой являются два конденсатора 1. На их выводах последовательно закрепляются и соединяются между собой все изображенные на рисунке элементы и детали. Их устройство и назначение понятно из рисунка и подписи к нему с учетом описания схемы на рис. 2, а также последующих рис. 4 и 5.

Последовательное размещение таких однотипных каскадов в общем металлическом герметичном баке 1 и электрическое соединение их по схеме рис. 2 образует зарядно-разрядную цепь ГИН с использованием бака в качестве обратного токопровода (рис. 4). Каждый каскад содержит

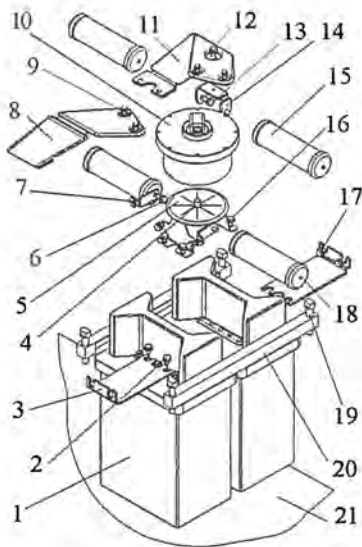


Рис. 3. Типовые монтажно-сборочные элементы одного каскада: 1 – конденсатор (2 шт.); 2, 4, 6, 9, 12, 13, 16, 17 – крепежные болты; 3, 5, 7, 8, 11, 14 – шины; 10 – тригatron; 15, 18 – катушки зарядной цепи; 19 – капролоновый болт; 20 – прижимная планка; 21 – бак

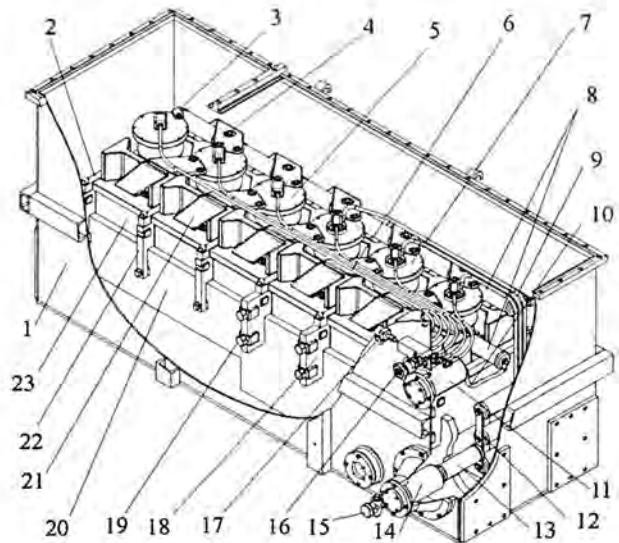


Рис. 4. Вид монтажа восьми каскадов в баке (устройство вывода выходного напряжения и крышка бака не показаны): 1 – бак; 2 – прижимная планка; 3, 4, 12, 21 – шины; 5 – двухэлектродный разрядник; 6 – магистрали газовые; 7 – тригatron; 8 – катушки индуктивности; 9, 10 – отрезки кабелей; 11 – ввод для зарядки конденсаторов; 13 – резистор управляющей цепи; 14 – ввод пускового напряжения; 15 – вентиль для заполнения бака маслом и его слива; 16 – вентиль системы газонаполнения; 17 – датчик давления; 18, 20, 22 – изоляторы; 19 – распорный узел; 23 – конденсатор

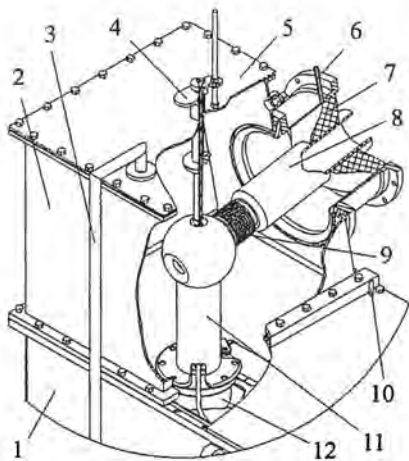


Рис. 5. Узел вывода выходного напряжения ГИН: 1 – бак ГИН; 2 – корпус вывода; 3 – уровнемер масла; 4 – узел закорачивания; 5 – крышка узла вывода; 6 и 10 – штуцеры для выпуска воздуха; 7 – изолятор; 8 – токопровод; 9 – сильфон; 11 – токопровод; 12 – разрядник восьмого каскада

конденсаторы 23 и тригatron 7 или двухэлектродный разрядник 5. Оба конденсатора соединены шиной (не показана), выполненной так, что при ее закреплении на клеммах конденсаторов образуется свободная зона между конденсаторами для размещения катушек 8. Резистор 13 (R_1 на рис. 2) цепи управления расположен в свободной зоне между конденсаторами первого каскада и торцевой стенкой бака. Здесь же на боковой стенке бака закреплены ввод 14 пускового напряжения и высоковольтный ввод 11 для зарядки конденсаторов. Каждый из конденсаторов устанавливается в свою ячейку, образованную изоляторами 18, 20 и 22 из пластин полиметилметакрилата. Консольная продольная пластина 20 обеспечивает необходимый для электропрочности слой масла между дном бака 1 и конденсаторами 23 трех последних каскадов. Фиксация изоляторов в баке осуществ-

вляется распорными узлами 19 тоже из полиметилметакрилата. Конденсаторы фиксируются в ячейке прижимными планками 2. Отрезки кабелей 9 и 10 соединяют вводы соответственно с катушкой 8 и резистором 13. Каскады последовательно соединены шинами 4, 21 и разрядниками. Эти шины одним концом закреплены в предыдущем каскаде на электроде разрядника, соединенном через катушки с баком (L и \mathcal{E} на рис. 2), а другим – на клеммах конденсатора следующего каскада. Присоединение к резистору 13 трех резисторов R_2 (см. рис. 2) выполнено шиной 12. Система газонаполнения разрядников в ГИН включает в себя встроенный в бак коллектор из нержавеющей стали, газовые магистрали 6 из фторопластовой трубки Ф-4Д-Э 7×1, вентиль 16 и датчик давления 17.

Узел вывода выходного напряжения показан на рис. 5. К прямоугольному фланцу бака 1 прикреплен таким же фланцем корпус 2, расположенный над выходным каскадом ГИН (см. рис. 4). Оба фланца при их скреплении болтами обеспечивают одновременно герметичность и надежный электрический контакт по всему периметру. Токопровод 11 вывода установлен на соединенный через катушки с баком электрод разрядника 12 выходного каскада. Полиэтиленовый изолятор 7 разделяет масло в объеме бака ГИН и воду в ДСФЛ. Сильфон 9 служит для выборки допусков на размеры деталей и надежного электрического контактного соединения оголовка проводника 11 посредством отходящего от него токопровода 8 с осевым проводником коаксиала для передачи энергии в ДСФЛ (проводник проходит через отверстие в изоляторе 7). На крышке 5 встроен узел закорачивания 4 вывода, стержневой проводник которого перемещается вручную вниз для соединения оголовка с корпусом в ряде проверочных режимов работы ГИН. В крышке и корпусе вывода выполнены посадочные места (не показаны), где размещены модернизированные гальванически развязанные пояса Роговского [9] и разъемы типа СР-75-166ФВ для измерения параметров импульса разрядного тока. На корпусе установлен также уровнемер 3 масла. Штуцеры 6 и 10 служат для выпуска воздуха из верхней точки бака и из участка коаксиальных проводников при заполнении бака и корпуса вывода маслом. Для температурного изменения объема масла используется свободное пространство в верхней части корпуса вывода.

Характеристики и стабильность параметров резисторов R_1 и R_2 (см. рис. 2) оказывают влияние на задержку и скорость развития пробоя в тригatronах. Эти элементы должны передать на управляющие электроды (УЭ) импульс U_y с минимальными снижением его амплитуды и затягиванием фронта. По этой причине сопротивления резисторов должны быть нулевыми. Однако после развития разряда и замыкания искрой УЭ, электродов 2 и 7 (см. рис. 1) сопротивление, по меньшей мере, R_2 должно быть максимальным для увеличения скорости переполюсовки потенциала всех УЭ и быстрого роста напряжения на них до U_0 для пробоя зазора между УЭ и охватывающим его электродом 6 [10]. Из компромисса этих противоречивых требований экспериментально найдено значение $R_2 \approx 100$ Ом для пробоя указанных промежутков за наименьшее время. Но после срабатывания $P_1 - P_3$ начинают разряжаться через резисторы R_2 конденсаторы C каскадов, причем наибольшее напряжение $\leq 3U_0$ (до 300 кВ) прикладывается к R_2 в третьем каскаде. И хотя R_2 отберут из C в своих каскадах малое количество энергии за время ~ 1 мкс передачи из ГИН энергии потребителю (в связи с большой постоянной времени $R_2C \approx 80$ мкс), однако амплитуда тока через R_2 составит до 3 кА. Применительно к малогабаритным жидкостным резисторам такой ток может оказать влияние на нестабильность их характеристик с ростом числа запусков. Поэтому номиналы R_2 были повышены до 300 Ом, и эксперименты подтвердили общую компромиссную целесообразность этого. Значение $R_1 \approx 50$ Ом выбрано с учетом снижения амплитуды напряжения, передаваемого из ГИН в кабель подачи пускового импульса, и быстрого затухания в нем отраженных от концов кабеля импульсов. Конструкции R_1 и R_2 одинаковы. Их корпуса выполнены из слабо набухающего в масле полиэтилена низкого давления (высокой плотности),

имеют внешний диаметр 52 мм и длину 180 мм. Электроды выполнены из меди МОО, вода для растворения купороса $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ тщательно деионизована и обезгажена. На внешней поверхности концов корпусов имеется резьба, а внутренняя поверхность выполнена конической. Поэтому при продвижении концевых электродов по коническим поверхностям при завертывании по резьбе гаек стыки герметизируются и в корпусе создается избыточное давление жидкости. Резисторы работоспособны в любом положении. Глубина χ скин-слоя в растворе резистора R_1 на частоте $f = 5 \cdot 10^7$ Гц, эквивалентной длительности фронта 10 нс импульса U_y ,

$$\chi = 50,3 \cdot 10^2 \rho^{0,5} f^{-0,5} = 5 \text{ см}, \quad (1)$$

где $\rho = 50$ Ом·см – удельное сопротивление раствора в R_1 . Она в 2,3 раза больше радиуса 22 мм столба раствора и потому можно считать, что плотность тока по поперечному сечению резистора к концу длительности фронта становится почти равномерной. В резисторах R_2 глубина χ больше указанной в 2,45 раза в связи с большим в 6 раз значением ρ . Подробнее о резисторах см. [6].

Каждая катушка L (см. рис. 2–4) намотана стальным проводом $\varnothing 1,2$ мм в пазах глубиной 2 мм на цилиндрическом полиэтиленовом каркасе $\varnothing 45$ мм и содержит 77 витков. К торцам каркаса прикреплены винтами дискообразные электроды. Габаритная длина катушки 178 мм, индуктивность $L = 68$ мкГн (с учетом близко находящихся металлических деталей). После пробоя всех разрядников конденсатор C в каждом каскаде начинает разряжаться через нагрузку на выходе ГИН и одновременно в колебательном режиме через две параллельные индуктивности L (в первом каскаде – через одну L) в прямой и обратной зарядных цепях. Поэтому индуктивность взята такой, чтобы четверть периода T этих колебаний была существенно больше длительности t_3 зарядки C_n . В данном случае $T/4 = \pi/2(LC/2)^{0,5} = 8,2$ мкс. При случайном пробое разрядника в одном каком-либо каскаде запасенная энергия 4 кДж при $U_0 = 100$ кВ может выделиться в основном в активном сопротивлении провода одной катушки, и импульсная температура провода достигнет 120 °С. Это меньше минимальной температуры вспышки 135 °С минерального масла. Однако ситуация с таким нагревом катушки маловероятна, так как практически всегда произойдет с задержкой пробой разрядников в соседних каскадах из-за их перенапряжения и последующее срабатывание всего ГИН с передачей энергии из каскадов в нагрузку. Кроме того, реальная работа при $U_0 = 100$ кВ не предусматривалась.

Бак из углеродистой стали является основным силовым элементом ГИН. Герметичность между крышкой и баком обеспечивается прокладкой из полиуретана марки "Витур". Внутренняя поверхность бака, как и его крышки, покрыта лаком УР-231 для снижения контакта стали с трансформаторным маслом. В днище бака имеется местное углубление, что позволяет при необходимости слить все масло через патрубков с вентилем. Для перемещения ГИН к баку приварены крюки. На наружной поверхности бака имеются пластины с резьбовыми отверстиями для установки в них регулировочных опор под ГИН. Габариты бака $2400 \times 800 \times 800$ мм (без выводного устройства), масса ГИН 1700 кг (рис. 6).

После определения компоновки каскадов ГИН были оценены его электрические параметры. Измерив реальные индуктивности конденсаторов (они оказались близкими для каждого к 65 нГн), рассчитали общую индуктивность ГИН $L'_r \approx 1,5$ мкГн методом суммирования индуктивностей участков его разрядного контура, включая узел вывода напряжения. (Следует отметить, что в связи с особыми требованиями к компоновке выводного узла он выполнен не коаксиальным минимальной длины, а частично в прямоугольном корпусе большого размера и имеет значительную общую длину. Расчетная индуктивность токоподвода от разрядника в последнем каскаде до ДСФЛ $\sim 0,17$ мкГн, а от этого же разрядника через закоротку на корпус $\sim 0,19$ мкГн.) Характери-

стическое сопротивление только контура ГИН $Z' = (L'_r/C_r)^{0,5} \approx 3,9$ Ом. Важным параметром является общее активное сопротивление R'_r контура, определяемое тангенсом угла потерь $\text{tg} \delta$ в ди-



Рис. 6. ГИН без крышки бака. На выходном конце бака установлено выводящее устройство

электрике конденсаторов, активным сопротивлением разрядных каналов в коммутаторах, сопротивлением контактных соединений и всех токопроводящих шин. Связанное с $\text{tg} \delta$ сопротивление

$$R'_\delta = \text{tg} \delta (L'_r C_r)^{0,5} / C_r. \quad (2)$$

Для лавсана $\text{tg} \delta = 0,02$ при $f = 1$ МГц, для ФКЭ – $\text{tg} \delta \leq 0,15$ при 90°C . Но так как средняя толщина слоя этой жидкости между лавсановой пленкой и алюминиевой фольгой не известна, то приняли, что пакеты в конденсаторах плотно сжаты и изоляцией служит только лавсан. Тогда при закороченном выходе ГИН $R'_\delta \approx 0,08$ Ом. Однако из-за большого значения $\text{tg} \delta$ для ФКЭ даже тонкий слой жидкости на лавсане даст увеличение R'_δ . Сопротивление разрядных каналов оценено по формуле Брагинского – Андреева [11]

$$R'_p \approx 0,1 l \rho^{1/3} (I^{2/3} t)^{-1}, \quad (3)$$

где l – длина разрядного промежутка (м); ρ – плотность наполняющего разрядник газа (г/см^3); I – средний ток (А) в течение расчетного интервала времени t (с). Подстановка в эту формулу числовых значений при закороченном выходном узле и $U_0 = 80$ кВ в момент $t = T' = 2,43 \cdot 10^{-6}$ с (T' – период колебаний), давлении $p = 0,7$ МПа и указанной выше

смеси газов во всех разрядниках дает сопротивление $R'_p \approx 0,4$ Ом. Сопротивление всех проводников, расположенных по длине $\sim 2,5$ м контура ГИН (электроды разрядников, выводы конденсаторов, соединительные шины и токопроводы), и 45 контактных силовоточных соединений между ними оценено как сопротивление шины такой же длины и шириной ~ 100 мм из Al. С учетом прохождения тока по толщине, равной глубине скин-слоя $\chi = 0,13$ мм на частоте $f = 1/T' = 412$ кГц, это $R'_{\text{ш}} \approx 0,006$ Ом. Таким образом, общее расчетное активное сопротивление $R'_r \sim 0,5$ Ом.

При зарядке ДСФЛ от ГИН общая емкость в контуре $C_k = C_r C_l / (C_r + C_l) = 48$ нФ и потому частота колебаний контура вырастет в 1,45 раза. Поэтому увеличатся во столько же раз вычисленные Z' , R'_δ , $R'_{\text{ш}}$, а R'_p – в 1,85 раза.

Первоначальные испытания ГИН заключались в измерении реальных L_r и R_r при закороченном выходе ГИН и сравнении их с расчетными параметрами. Знание L_r и R_r позволяет найти реальное сопротивление Z^* только ГИН, Z при зарядке им ДСФЛ, а также другие параметры.

Для экспериментов закорачивали выход ГИН, соединяя оголовок токопровода 11 (см. рис. 5) с корпусом бака передвижным стержневым проводником узла 4. Так как $Z' \approx 3,9$ Ом, то паспортное значение разрядного тока 200 кА с двух параллельно соединенных в каждом каскаде конденсаторов не будет превышено, пока U_0 не достигнет 97 кВ. Поэтому сначала конденсаторы заряжали до $U_0 = 70$ кВ (расчетная амплитуда первой полуволны тока ≤ 140 кА) с последующим повышением U_0 до 90 кВ. Импульс управляющего напряжения $U_y = 65$ кВ с фронтом 10 нс от ге-

нератора БИНГ-4 [12] подавали по общему кабелю на УЭ тригатронов. Регистрировали осциллографом форму затухающих колебаний разрядного тока с индукционного датчика в выводном узле. По измеренной длительности периода колебаний $T = 2,35$ мкс и известной C_T получена $L_T = 1,4$ мкГн, близкая к расчетному значению. По декременту затухания колебаний за 2 первых периода, равному 1,8, определено среднее сопротивление контура $R_T \approx 0,7$ Ом, что по порядку величины тоже близко к расчетному. Сопротивление контура ГИН $Z^* = (L_T/C_T)^{0,5} \approx 3,7$ Ом.

Для измерения электропрочностных и пусковых характеристик к выходу ГИН подключали мощный резистор с сопротивлением 3,5 Ом на основе водного раствора сульфата меди. Резистор имел полый цилиндрический полиэтиленовый корпус с герметично закрепленными по его торцам медными электродами, пространство между которыми заполнено раствором. Для установки резистора демонтировали изолятор 7 и токопровод 8, резистор закрепляли на место внутреннего проводника коаксиала. Высоковольтный электрод резистора подсоединяли к сильфону 9, а низковольтный – к выходному фланцу коаксиала. На пусковом кабеле при входе его в ГИН был установлен емкостный делитель напряжения. Ток через резистор измеряли поясом Роговского. Сигналы с делителя и пояса синхронно регистрировали цифровым осциллографом Tektronix-3032. Общее время последовательного пробоя восьми разрядников в каскадах, т. е. время задержки t_r и его разброс Δt_r , определяли по положению начала сигнала токового импульса с пояса по отношению к началу импульса запуска. Измеренное среднее из 10 последовательных включений ГИН время t_r в зависимости от напряжения $U_0 = 70, 80$ и 90 кВ и давления p газовой смеси 40 % SF₆ + 60 % N₂ в разрядниках приведено на рис. 7. При $U_0 = 80$ кВ и изменении p от 0,5 до 0,7 МПа разброс Δt_r не превысил ± 10 нс. При оптимальном давлении $p = 0,7$ МПа и проектном рабочем напряжении 90 кВ (запас $K = 80$ %) получена задержка $t_r = 108$ нс с разбросом $\Delta t_r = \pm 5$ нс. ГИН срабатывал и при $K \leq 120$ %, но с большими t_r и Δt_r . Одиночные запуски ГИН проведены и при напряжениях $U_0 = 95$ и 100 кВ без отрицательных последствий для ГИН.

Затем ГИН длительно работал в составе ускорителя СТРАУС-Р, когда главным образом проверяли и осваивали необходимые режимы получения и фокусировки пучка ускоренных электронов, генерирования тормозного излучения. Следует отметить, что из-за последовательного соединения емкостей C_T и C_L период колебаний уменьшился до $T \approx 1,63$ мкс. Поэтому коммутаторы в ДСФЛ запускали через 770 нс после начала ее зарядки, т. е. за ~ 40 нс до достижения амплитуды напряжения. При изменении U_0 от 75 до 90 кВ в течение полутора лет проведено около 160 включений ГИН без каких-либо нарушений его работоспособности. Результаты экспериментальных исследований ускорителя и его характеристики приведены в [1].

Полученный опыт позволил оперативно провести испытание и отработку режимов функционирования второго экземпляра такого же ускорителя с аналогичным ГИН, сделав около 80 совместных включений, и ввести этот СТРАУС-Р в эксплуатацию.

Оба ГИН показали надежную работу и явились прототипами для создания ГИН на выходное

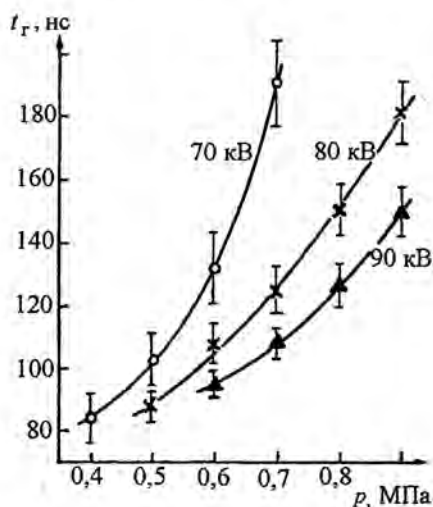


Рис. 7. Зависимость времени t_r задержки срабатывания ГИН от давления p в разрядниках и зарядного напряжения 70, 80 и 90 кВ

напряжение 1 МВ применительно к зарядке ДСФЛ в индукторах многомодульной установки ГАММА [13] и 600 кВ – в индукторах ускорителей СТРАУС-2 [14] и ЛИУ-Р [15].

Список литературы

1. Gordeev V. S., Myskov G. A., Basmanov V. F. et al. Pulsed electron accelerator STRAUS-R // 15th Internat. Conf. on High-Power Particle Beams, BEAMS 2004. S.-Petersburg, Russia, July 18–23 2004. S.-Petersburg: The Efremov Scie. Research Inst. of Electrophysical Apparatus, 2005. P. 323–326.
2. Босамыкин В. С., Герасимов А. И., Павловский А. И. и др. Система из 72 синхронизированных генераторов Аркадьева – Маркса для зарядки до 500 кВ радиальных линий линейного индукционного ускорителя ЛИУ-30 // ПТЭ. 1997. № 2. С. 5–9.
3. Герасимов А. И., Федоткин А. С., Зенков Д. И., Назаренко С. Т. Надежный экранированный генератор Аркадьева – Маркса на 500 кВ и 6,25 кДж со стабильным временем задержки срабатывания // Там же. 1998. № 1. С. 96–101.
4. Герасимов А. И., Федоткин А. С. Надежный газонаполненный тригatron на 100 кВ и коммутируемую энергию до 10 кДж // Там же. 1997. № 2. С. 58–63.
5. Герасимов А. И., Федоткин А. С. Генераторы Аркадьева – Маркса с улучшенной синхронизацией при высоких запасах электропрочности разрядников // Там же. 1991. № 1. С. 146–150.
6. Герасимов А. И., Федоткин А. С., Кульгавчук В. В. Малогабаритные высоковольтные жидкостные резисторы // Там же. 1994. № 2. С. 78–83.
7. Ренне В. Т., Багaley Ю. В., Фридберг И. Д. Расчет и конструирование конденсаторов. Киев: Техника, 1966.
8. Martin G. C. Nanosecond Pulse Techniques. Report SSWA/ G.C.M./ 704/ 49, Apr. 1970.
9. Герасимов А. И. Широкодиапазонные индукционные датчики с наносекундным нарастанием для измерения параметров сильноточных импульсов (обзор) // ПТЭ. 2002. № 2. С. 5–20.
10. Герасимов А. И. Многоканальные разрядники с ламельными управляющими электродами, их развитие и применение (обзор) // Там же. 2004. № 1. С. 5–38.
11. Андреев С. И., Орлов Б. И. К теории искрового разряда // ЖТФ. 1965. Т. 35, № 8. С. 1411–1418.
12. Kudasov B. G., Pavlov S. S., Tananakin V. A. et al. Module pulse nanosecond generators (BING) for universal high-voltage synchronization systems // 11th IEEE Internat. Pulsed Power Conf. Baltimore, Maryland, June 29–July 2, 1997. Springfield, VA: NTIS. 1997. Vol. 2. P. 1572–1574.
13. Avdeeva A. V., Basmanov V. F., Gordeev V. S. et al. Marx generator GIN-1000 with 1 MV output voltage and 80 kJ energy store // 15th Internat. Conf. on High-Power Particle Beams, BEAMS 2004. S.-Petersburg, Russia, July 18–23 2004. S.-Petersburg: The Efremov Scie. Research Inst. of Electrophysical Apparatus. 2005. P. 327–329.
14. Gordeev V. S., Basmanov V. F., Myskov G. A. et al. High-current pulse electron accelerators based on stepped forming lines // ВАНТ. Сер. Ядерно-физические исследования. 2001. Вып. 3. С. 50–52.
15. Пунин В. Т. Комплексы РФЯЦ-ВНИИЭФ на базе мощных линейных ускорителей электронов и импульсных ядерных реакторов // Вооружение. Политика. Конверсия. 2003. № 1 (43). С. 13–17.

A Shielded 800-kV Pulse Generator at an Energy of 32 kJ

A. I. Gerasimov, V. S. Gordeev, V. V. Kulgavchuk, G. A. Myskov,
S. T. Nazarenko, V. S. Pavlov, O. N. Sofronova, M. Yu. Suvorov,
S. Yu. Shejnov

The oil-insulated Marx generator (PVG) is described. The PVG charges a water-insulated forming line of the STRAUS-R accelerator of electrons to 700 kV within a time of $< 1 \mu\text{s}$. Two IEPM-100-0,4 UKhL4 capacitors are installed in each of its eight stages. The switches of the three first stages are 100-kV trigatrons filled with a 40 % SF_6 + 40 % N_2 gaseous mixture to a pressure of 0.7 MPa. The switches of the other stages are two-electrode spark gap. The PVG-operation delay time is $108 \pm 5 \text{ ns}$ at a breakdown-strength margin of each spark gap ~ 80 %. The PVG-circuit inductance is $\sim 1.4 \mu\text{H}$. The overall dimensions of the PVG steel tank are $2400 \times 800 \times 800 \text{ mm}$ (without an output device); the PVG mass is 1700 kg.

УДК 621.386.8

Фотохронографическая методика исследования динамики развития плазменных образований

Методика построена на основе электронно-оптических фотохронографов, работающих в многокадровом режиме и в режиме стрик-камеры. Основные характеристики методики: временное разрешение 0,01–1 мкс, пространственное разрешение 1 мм. Приведены примеры результатов регистрации в экспериментах.

А. Г. Кравченко, Д. Н. Литвин,
В. В. Мисько, В. М. Муругов,
А. В. Сенник, В. А. Стародубцев

Введение

На мощной лазерной установке РФЯЦ-ВНИИЭФ "Искра-5" [1] проводятся эксперименты по изучению динамики развития плазменных сгустков в вакууме и разреженных газах при давлениях $\sim 10^{-3}$ от атмосферного. Основная цель работ заключается в проверке и развитии расчетно-теоретических методов описания физических процессов, происходящих в высокотемпературной неравновесной плазме [2].

Важной задачей в этих исследованиях является регистрация динамики интенсивности свечения плазменного образования, его размеров, пространственной структуры, скорости и степени симметрии его распространения. Общее время процесса составляет 10–20 мкс. Причем на начальном этапе развития плазменного сгустка длительностью ~ 1 мкс требуется подробное изучение процессов с временным разрешением в десятки наносекунд. На последующих этапах при относительной стабилизации разлета требования по временному разрешению снижаются до ~ 1 мкс.

Представляемая методика регистрации собственного свечения плазмы в оптическом диапазоне основана на применении электронно-оптических фотохронографов, работающих в режиме щелевой развертки и в кадровом режиме. Требования по временному и пространственному разрешению определяют структуру методики: ранние стадии развития плазмы регистрируются с помощью стрик-камеры, на последующих этапах применяется кадровая камера.

Постановка эксперимента

Схема проведения экспериментов представлена на рис. 1. Плазма получалась в результате лазерного нагрева полой тонкостенной сферической мишени 1. Полипараксилиленовые мишени $\varnothing 4$ мм имели отверстие $\varnothing 1$ мм. Лазерное излучение 8 через это отверстие вводилось внутрь мишени с помощью асферической линзы с фокусным расстоянием $f = 2$ м. Пятно фокусировки $\varnothing 300$ мкм располагалось в плоскости отверстия.

Энергия лазерных импульсов с длиной волны $\lambda = 1,315$ мкм на мишени составляла величину ~ 300 Дж при длительности импульсов $\tau \approx 0,5$ нс.

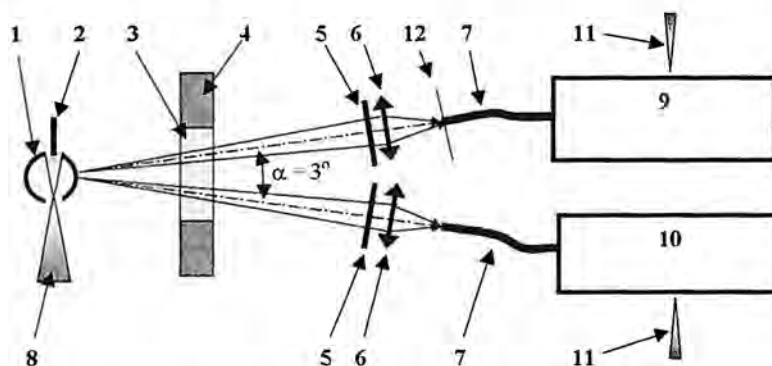


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – мишень; 2 – держатель мишени; 3 – диагностическое окно камеры взаимодействия; 4 – стенка камеры взаимодействия; 5 – оптический фильтр СЗС-24; 6 – объективы "Юпитер-3" или "Юпитер-13"; 7 – регулярные световоды; 8 – лазерный луч; 9 – стрик-камера; 10 – кадровый фотохронограф; 11 – лазерные импульсы запуска фотохронографов; 12 – указатель положения центра мишени

Уменьшенные изображения мишени через диагностическое окно камеры взаимодействия 3 с помощью объективов 6 строились на входных торцах регулярных световодов 7, которые выходными торцами были подстыкованы ко входам электронно-оптических регистраторов 9, 10. Кроме удобства настройки, регулярные световоды апертурой 10×10 мм обеспечивали согласование выбранного сечения объекта с направлениями щелевой и кадровой разверток фотохронографов. На рабочих кадрах стрик-камеры положение центра мишени маркировалось проволокой ($\varnothing 100$ мкм) 12, натянутой на входном торце перпендикулярно времяанализирующей щели.

В зависимости от требуемого размера наблюдаемой области вокруг мишени (от 5 до 20 см) за счет применения объективов "Юпитер-3" ($f = 50$ мм) или "Юпитер-13" ($f = 125$ мм) масштаб построения изображения изменялся от М1:5 до М1:20. Приведенное к плоскости объекта пространственное разрешение определялось пространственным разрешением фотохронографов и составляло соответственно от 0,5 до 4 мм.

На ранних стадиях эволюция плазменных образований изучалась с помощью разработанной во ВНИИЭФ стрик-камеры [3] на основе широко известного электронно-оптического преобразователя УМИ-93Ш [4] с кислородно-цезиевым фотокатодом S1. Длительность развертки стрик-камеры составляла 1,2 мкс/экран при временном разрешении 10 нс. Регистрация выходного изображения производилась на фотопленку. Дисторсия выходных изображений, возникающая из-за магнитной фокусирующей системы УМИ-93Ш, компенсировалась при обработке по предварительно снятой координатной матрице.

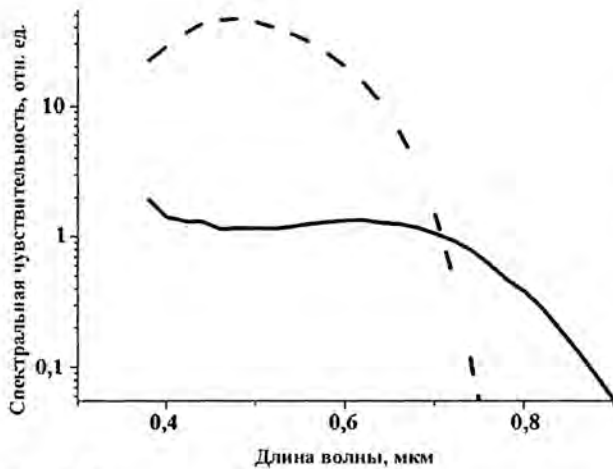


Рис. 2. Спектральный диапазон каналов регистрации:
 — S1 (стрик-камера); - - - S20
 (кадровая камера)

возможного вклада в сигнал рассеянного лазерного излучения оптического фильтра типа СЗС-24. С учетом уровня реализуемых температур плазмы ($T > 4$ эВ) основная часть регистрируемого сигнала располагалась в более узком диапазоне спектра $\lambda = 0,35-0,45$ мкм.

Уровень входных сигналов регулировался за счет диафрагмирования объективов.

На поздних стадиях разлет плазменного образования и его симметрия контролировались с помощью девятикадрового регистратора, разработанного авторами на базе электронно-оптического преобразователя ПИМ-112 с многоселочным фотокатодом типа S20 и встроенным усилителем яркости на микроканальной пластине. Задержка запуска прибора 1 мкс, период следования кадров 1,4 мкс, длительность экспозиции каждого кадра 1,0 мкс. Изображение с экрана считывалось ПЗС-камерой.

Запуск регистраторов осуществлялся лазерным излучением И1.

Диапазоны спектральной чувствительности фотохронографов (рис. 2) определялись характеристиками фотокатодов приборов и пропусканием используемого для подавления

Экспериментальные результаты

В качестве примера на рис. 3-5 представлены результаты регистрации в одном из экспериментов. Изучалось распространение плазменного образования в воздушной среде давлением ~ 1 торр. Энергия лазерного излучения, введенного в мишень, составила 290 Дж при длительности импульса 0,55 нс. Масштаб построения изображения на входе стрик-камеры составлял М1:15, кадровой камеры – М1:20.

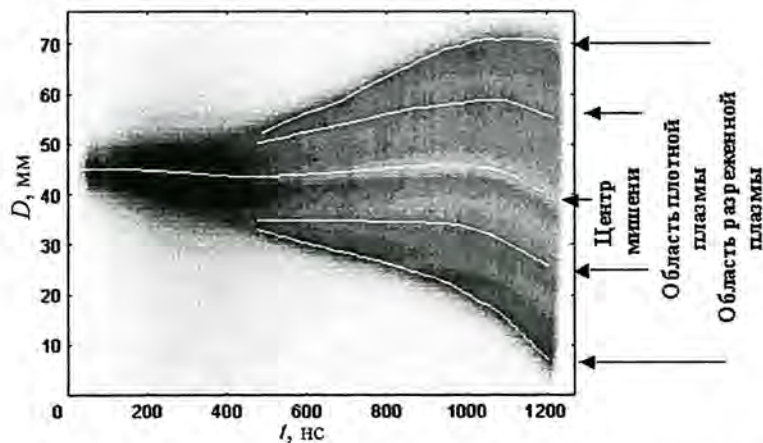


Рис. 3. Щелевая развертка сечения мишени, перпендикулярного направлению ввода лазерного излучения и держателю мишени

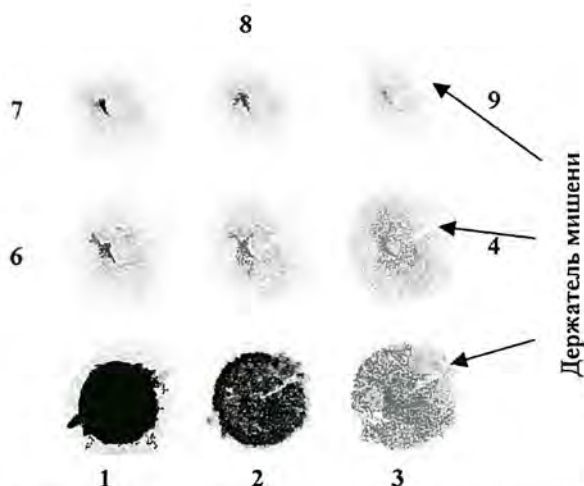


Рис. 4. Кадровая регистрация. Период следования кадров 1,4 мкс, длительность экспозиции кадра 1,0 мкс

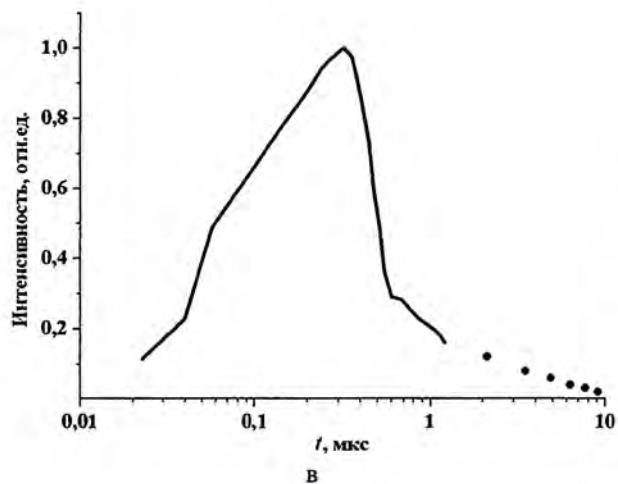
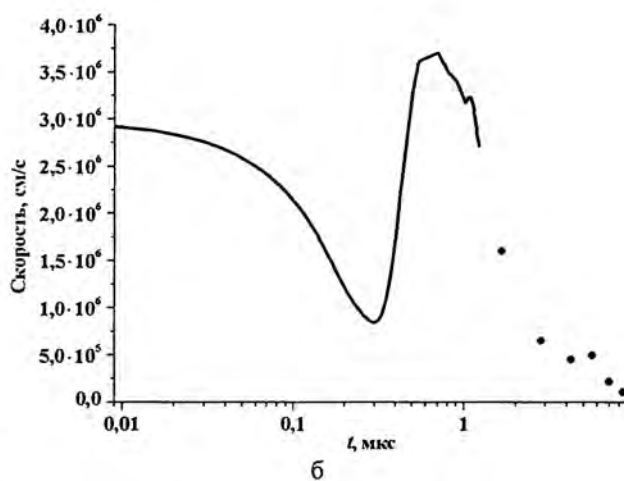
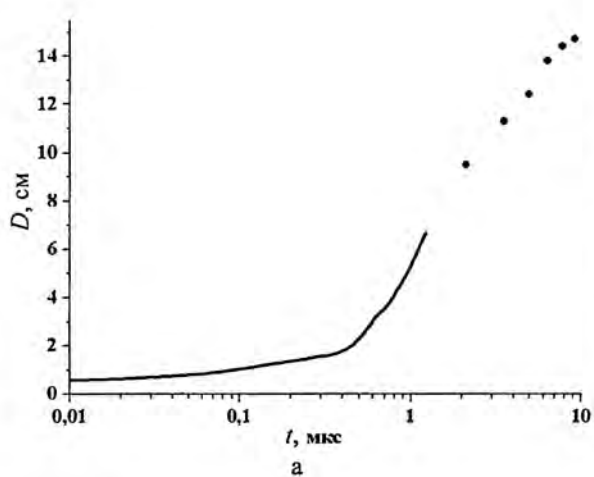


Рис. 5. Временная зависимость диаметра плазменного образования, определенного по уровню 0,1 от максимальной интенсивности (а); скорости внешней границы плазменного образования (б); интенсивности свечения (в): — — регистрация стрик-камерой; ••• — кадровой камерой

На начальной стадии разлет плазмы носит пульсирующий характер (рис. 3, 5,а). Максимальная интенсивность свечения (рис. 5,в) достигнута в момент времени 0,3–0,4 мкс после облучения. Оценочный расчет для этого момента дает спектральную яркость в регистрируемом интервале 0,4–0,5 мкм на уровне 10^6 Вт/(ср·мкм). При этом размер плазменного облака достигает ~1,5 см, а скорость его разлета уменьшается с $3 \cdot 10^6$ см/с до $1 \cdot 10^6$ см/с (рис. 5,б).

На последующем этапе 0,5–1 мкс происходит резкое (до $3,7 \cdot 10^6$ см/с) возрастание скорости движения внешней границы плазмы при одновременном снижении интенсивности свечения. Внешний диаметр плазменного облака достигает ~6 см. На этом этапе происходит разделение плазмы на две компоненты: внешнюю разреженную, которая продолжает разлетаться с большой скоростью, и медленно эволюционирующую в пространстве за все время наблюдения (14 мкс) плотную центральную часть (рис. 3, 4). Центральная часть имеет форму сферического слоя, деформированного в направлении держателя мишени, диаметром ~3 см и толщиной на уровне пространственного разрешения методики ≤ 1 мм.

В дальнейшем разреженная компонента плазмы разлеталась с монотонно убывающей скоростью и интенсивностью свечения до размера области наблюдения 15 см. Разлет плазмы сферически-симметричен.

Заключение

Представлена методика изучения динамики развития плазменных образований, получаемых в экспериментах на лазерной установке "Искра-5". Методика основана на регистрации свечения плазмы в оптическом диапазоне с помощью стрик-камеры и кадровой камеры.

Основные характеристики методики:

- пространственное разрешение до 0,5 мм;
- временное разрешение до 10 нс.

В проведенной серии экспериментов скорости разлета плазмы достигали уровня 10^7 см/с, установлена пространственная симметрия распространения плазменного образования и его двухкомпонентная структура.

Список литературы

1. Kirillov G. A. et al. High power laser system "Iskra-5" // Laser and Particle Beams. 1990. Vol. 8, N 4. P. 827.
2. Бельков С. А., Долголева Г. В. Модель среднего иона для расчета кинетики ионизации, населенностей возбужденных уровней и спектральных коэффициентов переноса излучения в программе СНДП // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1992. Вып. 1. С. 59–61.
3. Муругов В. М., Окутин Г. П., Петров С. И., Панкратов В. И. Применение электронно-оптических преобразователей для регистрации излучения йодного лазера субнаносекундной длительности // ПТЭ. 1993. № 2. С. 155–161.
4. Бутслов М. М., Степанов Б. М. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука, 1978.

The Method Involving Streak Camera to Study the Dynamics of Plasma Cluster Development

A. G. Kravchenko, D. N. Litvin, V. V. Mis'ko, V. M. Murugov,
A. V. Senik, V. A. Starodubtsev

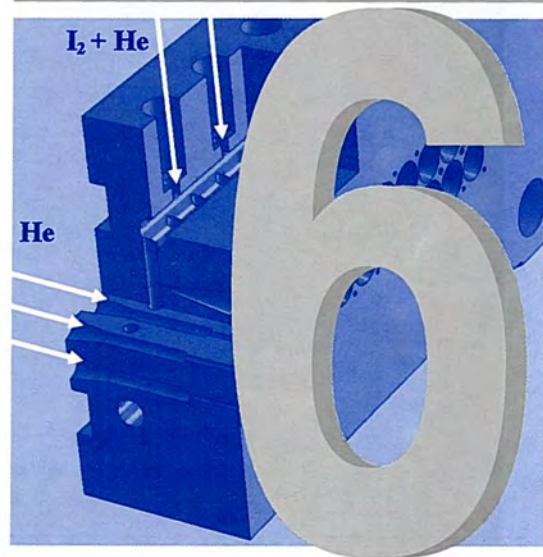
The method is based on electronic-optical streak cameras, operating in multi-frame mode and in moving-image mode. The basic method characteristics include: time resolution 0.01–1 μ s, spatial resolution 1 mm. The examples of registration results obtained within experiments are presented.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Перевод йодного лазера «Искра-5» в режим работы на второй гармонике.....</i>	<i>162</i>
<i>Коэффициент усиления активной среды электроразрядного кислород-йодного лазера.....</i>	<i>168</i>

РАЗДЕЛ

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ



Перевод йодного лазера "Искра-5" в режим работы на второй гармонике

В. И. Анненков, В. И. Беспалов*, В. И. Бредихин*, Л. М. Виноградский, В. А. Гайдаш, И. В. Галахов, С. Г. Гаранин, В. П. Ершов*, Н. В. Жидков, В. В. Зильберберг*, А. В. Зубков, С. В. Калипанов, В. А. Каргин, Г. А. Кириллов, В. П. Коваленко, Г. Г. Кочемасов, А. Г. Кравченко, В. А. Кротов, В. П. Лазарчук, С. Г. Лапин, В. М. Логинов*, С. Л. Логутенко, В. М. Муругов, В. А. Осин, В. И. Панкратов, М. Ю. Ромашов, А. В. Рядов, С. К. Соболев, И. И. Соломатин, Г. В. Тачаев, В. С. Файзуллин, В. А. Хрусталеv, Н. М. Худиков, В. С. Чеботарь

Сообщается о переводе йодного лазера "Искра-5" в режим облучения термоядерных мишеней излучением второй гармоники ($\lambda = 657,5$ нм). Модернизация лазера позволила получить суммарную энергию излучения второй гармоники с 12 каналов, равную 2,5 кДж, что соответствует мощности излучения 5 ТВт. Эффективность преобразования при использовании кристаллов DKDP с апертурой 35 см в экспериментах составила ~50%. Проведена серия 12-канальных экспериментов с облучением микромишеней излучением второй гармоники.

Процесс взаимодействия мощного лазерного излучения (ЛИ) с веществом при интенсивностях $I_{\text{las}}\lambda^2 \geq 10^{14}$ мкм²·Вт/см² (I_{las} – интенсивность лазерного излучения, λ – длина волны) является существенно нелинейным. Генерация быстрых электронов и ионов (см., напр., [1]), а также низкая эффективность классического тормозного поглощения приводят к снижению эффективности энергоклада ЛИ в лазерную микромишень. Это является причиной того, что на мощных лазерных установках, предназначенных для исследований физики лазерного термоядерного синтеза, облучение мишеней осуществляется второй или третьей гармоникой основного излучения.

© Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 11.

* Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

Мощная лазерная 12-канальная установка "Искра-5" [2], на которой, в основном, проводятся исследования мишеней непрямого облучения [3], была изначально спроектирована для исследований на первой гармонике йодного лазера ($\lambda_1 = 1315$ нм). Однако необходимость отработки методики исследований процессов, происходящих в термоядерных мишенях, в интересах создаваемой в РФЯЦ-ВНИИЭФ установки "Искра-6" потребовала перевода установки "Искра-5" в режим работы облучения мишеней излучением второй гармоники ($\lambda_2 = 657,5$ нм).

Вопрос эффективного преобразования мощного лазерного излучения во вторую гармонику (2ω) хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально. Имеется большое количество публикаций по преобразованию во вторую гармонику излучения мощных неодимовых и йодных лазеров (см., напр., [4–7]). В частности на йодном лазере "Искра-4" показано [7], что для преобразования излучения во вторую гармонику необходимо использовать кристаллы DKDP, так как они прозрачны для рабочей длины волны 1315 нм, имеют большую лучевую прочность и могут быть выращены до большого размера.

Вместе с тем практическая реализация режима работы на второй гармонике для каждой конкретной лазерной установки имеет свои особенности. Поэтому при переводе лазера "Искра-5" в этот режим работы ($\lambda = 657,5$ нм) были проведены исследования параметров реального выходного излучения лазера и осуществлен выбор оптимальной оптической схемы для преобразования во вторую гармонику [8, 9]. В этих работах исследовались условия эффективного преобразования излучения (по схеме *оee*) при использовании кристаллов DKDP большой апертуры, полученных методом быстрого роста [10].

Кристаллы DKDP (рис. 1) с апертурой 35 см были выращены в ИПФ РАН (Нижний Новгород). Они имеют толщину 2 см, на обе грани нанесено покрытие "Розакор" для защиты от влажности, лучевая прочность которого равна ~ 3 Дж/см² при длительности импульса на основной частоте $\tau_{0,5} \sim 0,5$ нс.

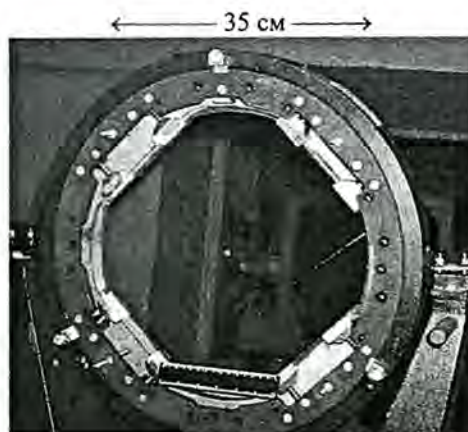


Рис. 1. Кристалл DKDP большой апертуры в юстировочной оправе

Для согласования апертуры применяемых кристаллов DKDP с апертурой выходного каскада усиления У4 последняя была уменьшена с 70 до 35 см. Оптическая схема канала после модернизации представлена на рис. 2. По сравнению с [2] расположение электроразрядных источников накачки усилителя У4м было изменено так, чтобы получить "чистую" апертуру квадратного сечения с размерами $\sim 30 \times 30$ см, согласованную с апертурой кристаллов DKDP. Уменьшение выходной апертуры достигается путем изменения телескопа, образованного линзами Л9–Л9'. Кроме то-

го, по сравнению с [2] из канала исключен каскад усиления У3, который находился между зеркалом ЗТ2 и линзой Л11. После модернизации лазера каждый канал позволяет получить в апертуре 35 см моноимпульс первой гармоники с энергией до 1 кДж, длительностью 0,3–0,8 нс, расходимостью 0,1 мрад и интегральной по пучку степенью деполяризации излучения на основной частоте ~ 5 %. Кристалл DKDP для преобразования излучения во вторую гармонику расположен на выходе канала. Необходимые для обеспечения фазового синхронизма углы наклона кристалла выставляются при помощи автоколлимационного теодолита 2Т2А с погрешностью не более 0,1 мрад.

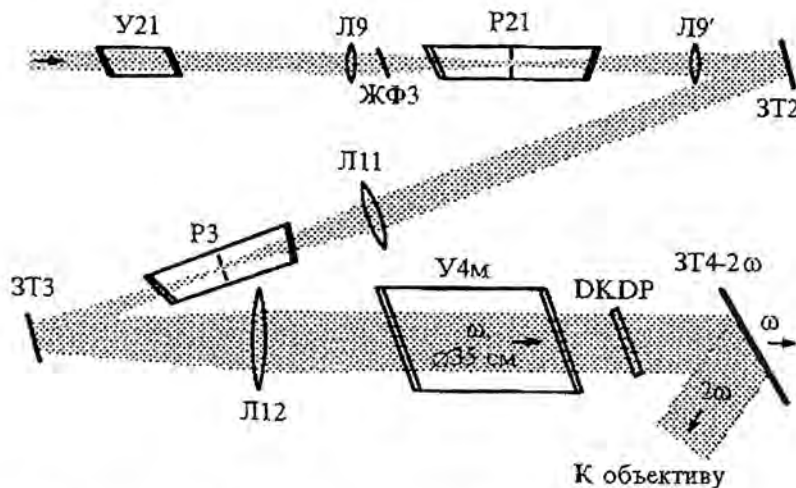


Рис. 2. Фрагмент оптической схемы одного канала установки "Искра-5" после перевода в режим работы на второй гармонике: У21, У4м – каскады усиления; ЖФ3 – жидкостной краситель; P21, P3 – пространственные фильтры; Л9, Л9', Л11 и Л12 – линзы; ЗТ2, ЗТ3 – поворотные зеркала; ЗТ4-2 ω – селективное зеркало; DKDP – нелинейный кристалл-преобразователь

После модернизации лазера были проведены исследования эффективности преобразования излучения во вторую гармонику [8, 9], результаты которых приведены на рис. 3. Видно, что для используемых кристаллов DKDP максимальная эффективность достигается при интенсивности излучения на основной частоте 1–2 ГВт/см² и составляет около 60 %. При увеличении средней интенсивности накачки до ~ 3 ГВт/см² из-за деполяризации излучения происходит снижение эффективности преобразования до ~ 35 %. Это сопровождается изменением распределения излучения в ближней зоне на частоте 2 ω – оно становится неоднородным (см. рис. 4, где приведены характерные распределения излучения в ближней зоне на частоте 2 ω при разных интенсивностях накачки).

При дальнейших исследованиях мы использовали режим работы силовых каскадов У4м с энергией (на частоте ω) с одного канала ~ 500 Дж, что, в свою очередь, позволило получить с каждого канала энергию второй гармоники 200–250 Дж в импульсе длительностью примерно 0,5 нс (при одновременности прихода импульсов от разных каналов на мишень $\pm 0,1$ нс).

ПЕРЕВОД ЙОДНОГО ЛАЗЕРА "ИСКРА-5" В РЕЖИМ РАБОТЫ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ

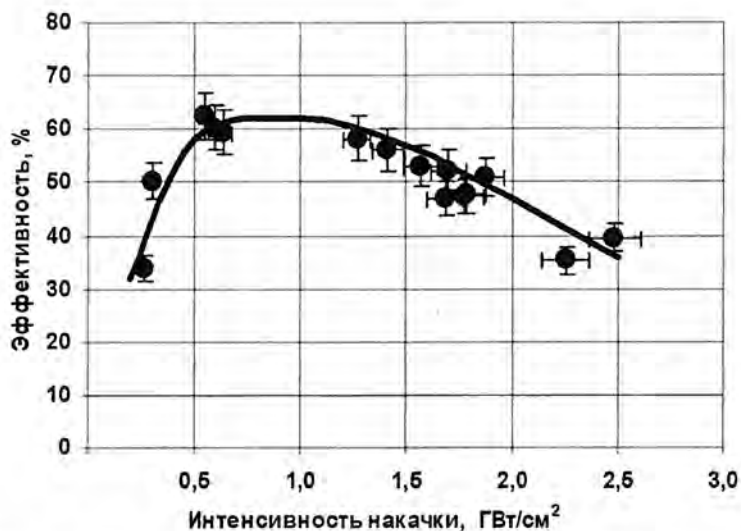


Рис. 3. Зависимости эффективности преобразования излучения во вторую гармонику от средней по времени интенсивности накачки, полученные на йодном лазере "Искра-5": ● — эксперимент; — — аппроксимация



Рис. 4. Характерные распределения интенсивности излучения с частотой 2ω в ближней зоне на выходе канала при разных интенсивностях накачки

Для введения излучения второй гармоники в камеру взаимодействия нами используются селективные зеркала ЗТ4- 2ω (рис. 2), отражающие преимущественно излучение с частотой 2ω ($R_{\omega} < 5\%$, $R_{2\omega} > 95\%$). Такая конструкция позволяет, с одной стороны, значительно уменьшить интенсивность излучения накачки на мишени и, с другой стороны, предотвратить возможное самовозбуждение усилителя У4м. Лучевая прочность покрытий составляет около 3 Дж/см^2 , что является вполне достаточным при их использовании в данной схеме.

По описанной схеме на установке "Искра-5" была проведена серия 4-канальных экспериментов со вводом излучения второй гармоники в камеру взаимодействия. При этом было обнаружено, что в находящихся в ней штатных зеркально-линзовых объективах при прохождении излучения с частотой 2ω разрушаются отражающие покрытия фокусирующих зеркал. Поэтому был рассчитан и изготовлен новый трехкомпонентный линзовый объектив с фокусным расстоянием $F = 1,6 \text{ м}$, состоящий из линзы Л13 старого объектива и двух дополнительных линз диаметром

30 см. Новый объектив позволяет получить для излучения на частоте 2ω диаметр пятна фокусировки ~ 150 мкм и имеет лучевую прочность просветляющего покрытия ~ 2 Дж/см².

После замены всех 12 объективов, на установке "Искра-5" была проведена серия экспериментов с облучением микромишени излучением второй гармоники всех 12 каналов с суммарной энергией 2,6 кДж. Средняя энергия с канала в этих экспериментах составила 220 ± 40 Дж, длительность излучения была равна $0,55 \pm 0,10$ нс, расходимость не превысила 0,1 мрад. Разновременность прихода лазерных импульсов на мишень составляла ± 50 пс. Более подробные результаты экспериментов будут опубликованы в ближайшее время.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

– Модернизация оптической схемы установки "Искра-5" с целью ее перевода в режим работы на второй гармонике позволила получить в каждом канале пучок излучения на основной частоте с энергией до 1 кДж, расходимостью 0,1 мрад, степенью деполяризации 5 % и апертурой 35 см, согласованной с апертурой используемых кристаллов DKDP. Максимально возможная эффективность преобразования во вторую гармонику в условиях установки "Искра-5" для кристаллов DKDP толщиной 2 см была достигнута при интенсивности накачки около 1 ГВт/см² и составила ~ 60 %. Максимальная энергия излучения на второй гармонике, полученная с одного канала, равна 350 Дж при длительности импульса $\sim 0,3$ нс и 500 Дж при длительности $\sim 0,8$ нс.

– Модернизация фокусирующих объективов камеры взаимодействия позволила провести серию 12-канальных экспериментов со вводом в нее излучения второй гармоники с суммарной энергией на частоте 2ω около 2,5 кДж и интегральной длительностью $\sim 0,6$ нс при эффективности преобразования излучения во вторую гармонику ~ 50 %.

Список литературы

1. Lindl J. // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. P. 3933.
2. Kirillov G. A., Murugov V. M., Punin V. T., Shemyakin V. I. // Laser Particle Beams. 1990. Vol. 8. P. 827.
3. Абзаев Ф.М. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58, № 1. С. 28.
4. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966.
5. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер. М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Summers M. A., Williams J. D., Johnson B. C., Eimerl D. Report LLNL, UCRL 93766, Dec-1985.
7. Воронич И. Н., Зарецкий А. И., Кириллов Г. А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1988. Т. 52. С. 322.
8. Kovalenko V. P., Annenkov V. I., Gaidash V. A., Kirillov G. A. et al. XXVII Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter ECLIM-2002. Moscow, 2002.
9. Kovalenko V. P., Gaidash V. A., Zhidkov N. V. et al. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 2003. Vol. 5479. P. 93.
10. Беспалов В. И., Бредихин В. И., Ершов В. П. и др. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9, № 11. С. 2343.

Conversion of Iodine Laser "Iskra-5" for Operating at the Second Harmonic

V. I. Annenkov, V. I. Bespalov, V. I. Bredikhin, L. M. Vinogradski,
V. A. Gaidash, I. V. Galakhov, S. G. Garanin, V. P. Yershov, N. V. Zhidkov,
V. V. Zilberberg, A. V. Zubkov, S. V. Kalipanov, V. A. Kargin, G. A. Kirillov,
V. P. Kovalenko, G. G. Kochemasov, A. G. Kravchenko, V. A. Krotov,
V. P. Lazarchuk, S. G. Lapin, V. M. Loginov, S. L. Logutenko, V. M. Murugov,
V. A. Osin, V. I. Pankratov, M. Yu. Romashov, A. V. Ryadov, S. K. Sobolev,
I. I. Solomatin, G. V. Tachaev, V. S. Faizullin, V. A. Khrustalev, N. M. Khudikov,
V. S. Chebotar

This paper informs about conversion of iodine laser "Iskra-5" to expose thermal nuclear targets to the second harmonic radiation ($\lambda = 657.5$ nm). Owing to laser improvement 2ω radiation produced by 12 channels provided the total energy of 2.5 kJ, i. e. the radiation power of 5 TW. In the experiment DKDP crystals with the aperture of 35 cm provided the conversion efficiency of ~50 %. A set of 12-channel experiments to illuminate the microtargets to the second harmonic radiation has been carried out.

Коэффициент усиления активной среды электроразрядного кислород-йодного лазера

Ю. В. Колобянин, Ю. А. Адаменков,
Б. А. Выскубенко, Л. В. Горячев,
С. П. Ильин, А. М. Калашник,
Т. В. Рахимова, Г. С. Рогожников

Приведены результаты исследования коэффициента усиления активной среды электроразрядного кислород-йодного лазера. Использовался электроразрядный генератор синглетного кислорода на основе СВЧ разряда, работающий на чистом кислороде и его смесях с гелием при парциальном давлении кислорода от 3 до 15 торр. Активная среда формировалась с помощью сопловой решетки эжекторного типа размером 10 × 50 мм. Синглетный кислород подавался через звуковые сопла, а смесь молекулярного йода с азотом или гелием – через конические сверхзвуковые сопла. В результате проведенной оптимизации получен положительный коэффициент усиления активной среды.

Введение

В настоящее время электроразрядный метод получения синглетного кислорода (СК) вышел на качественно новый уровень. Достигнуто существенное продвижение в понимании физических процессов, происходящих в электрических разрядах, перспективных для получения СК. Созданы новые методы диагностики низкотемпературной плазмы. Найдены и широко используются катализаторы для уменьшения в разряде вредных примесей, таких, например, как атомарный кислород. В результате характеристики электроразрядных генераторов синглетного кислорода (ЭР ГСК) значительно возросли [1–3]. При использовании высокочастотного (ВЧ) и микроволнового (СВЧ) разрядов был получен положительный коэффициент усиления в активной среде, пригодной для использования в электроразрядном кислород-йодном лазере (ЭР КИЛ) [4, 5]. И наконец, после более чем двадцатипятилетних усилий исследователей всего мира получено лазерное излучение в сверхзвуковом ЭР КИЛ [6].

Целью настоящей работы было дальнейшее совершенствование ЭР ГСК на основе движущегося СВЧ разряда [2] и его использование для получения положительного коэффициента усиления активной лазерной среды в сверхзвуковом ЭР КИЛ.

1. Исследование характеристик ЭР ГСК

Эксперименты выполнялись с использованием ЭР ГСК на основе движущегося СВЧ разряда, конструкция которого была подробно описана ранее [2]. В предыдущей работе были исследованы характеристики ЭР ГСК на чистом кислороде и смесях кислорода с гелием ($O_2:He = 1:(1-2)$) при полном давлении газа в разрядной трубке 1–4 торр и скорости газа 30–100 м/с. Были получены максимальные выходы синглетного кислорода: 22 % – для 2 торр чистого кислорода

и 27–30 % – для 2–3 торр смесей $O_2:He = 1:(1-2)$. Абсолютные концентрации СК при этом составляли $(4-6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а энергетическая эффективность наработки СК – 5–7 %. Катализаторы для удаления атомарного кислорода из продуктов разряда не использовались.

С точки зрения применения синглетного кислорода в ЭР КИЛ интерес представляют более высокие давления СК. В настоящей работе проведены исследования абсолютной концентрации, выхода и энергетической эффективности наработки СК в движущемся СВЧ разряде в чистом кислороде и его смесях с гелием при парциальном давлении кислорода от 3 до 15 торр. В экспериментах использовалась кварцевая разрядная трубка с внутренним диаметром 8,5 мм, помещенная внутри коаксиального СВЧ резонатора. Скорость газа в трубке составляла от 50 до 100 м/с. Разрядная трубка за СВЧ резонатором охлаждалась водой. В отличие от предыдущих работ на внутреннюю поверхность разрядной трубки было нанесено покрытие из окиси ртути для удаления атомарного кислорода из газового потока. Измерение характеристик синглетного кислорода проводилось непосредственно в разрядной трубке на расстоянии ~ 25 см от выхода СВЧ резонатора.

Абсолютные концентрации молекул кислорода в состояниях $a^1\Delta_g$ (0,98 эВ) и $b^1\Sigma_g^+$ (1,63 эВ) определялись методами эмиссионной спектроскопии. Измерение абсолютной концентрации молекул кислорода в синглетном $O_2(a^1\Delta_g)$ состоянии проводилось с помощью калиброванного фемтоваттного фотоприемника фирмы New Focus, Inc., модель 2153, и интерференционного фильтра ($\lambda_0 = 1,27$ мкм, $\Delta\lambda = 40$ нм).

Мощность излучения на входе в СВЧ резонатор и мощность излучения, отраженная от резонатора, регистрировались с помощью калиброванного ответвителя и ваттметра МЗ-46.

На рис. 1 представлены результаты экспериментов, выполненных

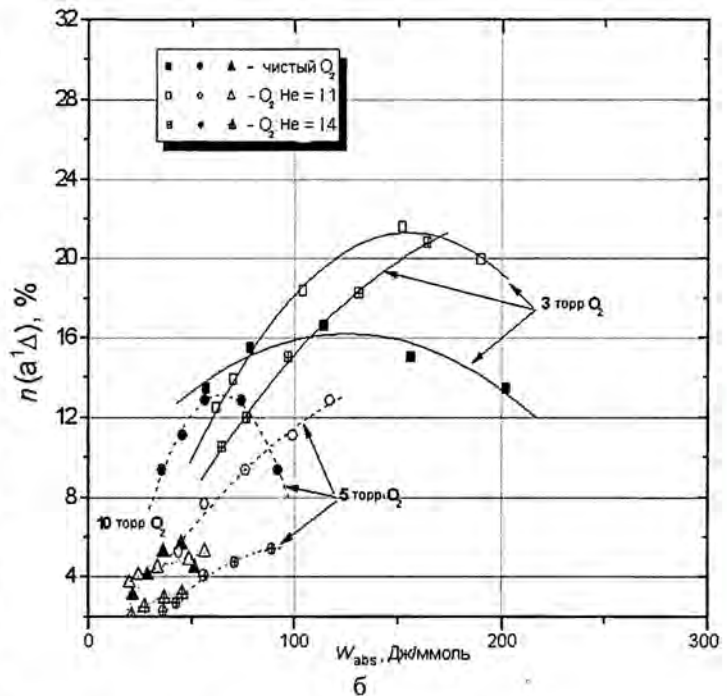
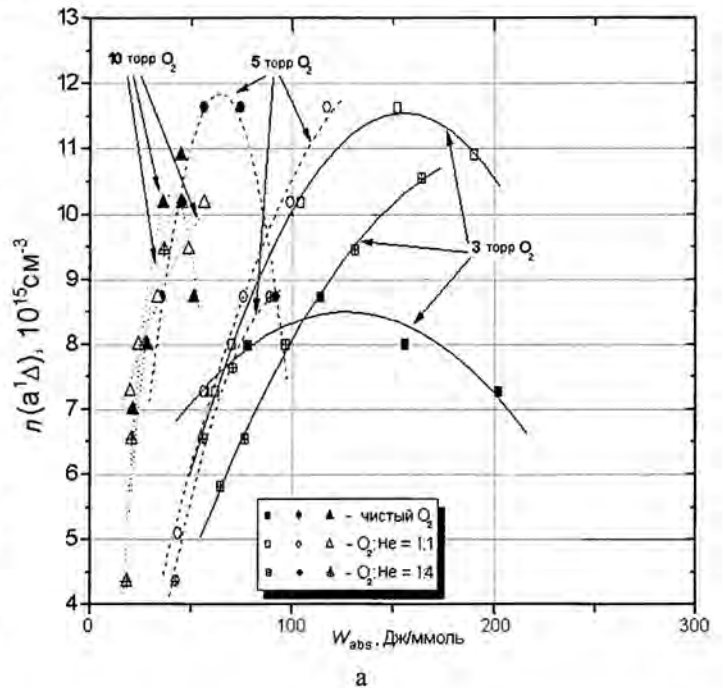


Рис. 1. Зависимости абсолютной концентрации (а) и выхода (б) СК от энерговклада в движущийся СВЧ разряд

с чистым кислородом и на смесях $O_2:He = 1:1$ и $1:4$ при парциальных давлениях кислорода от 3 до 10 торр (общее давление газа от 3 до 50 торр).

Из полученных результатов видно, что при одинаковых парциальных давлениях кислорода значения получаемых абсолютных концентраций и выхода СК для смесей с гелием, как правило, выше, а значения энергетической эффективности наработки ниже, чем для чистого кислорода. По совокупности характеристик наиболее предпочтительной оказалась смесь $O_2:He = 1:1$ при полном давлении 6 торр, для которой максимальная абсолютная концентрация СК составила $\sim 1,15 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а выход СК $\sim 22 \%$ при удельном энергокладе около 150 Дж/ммоль. При этом энергетическая эффективность наработки СК составляла $\sim 12 \%$. Такая смесь газов и была использована для исследования коэффициента усиления ЭР КИЛ.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, блок-схема которой изображена на рис. 2. Схема установки подобна схеме химического КИЛ и отличается только использованием ЭР ГСК вместо химического ГСК.

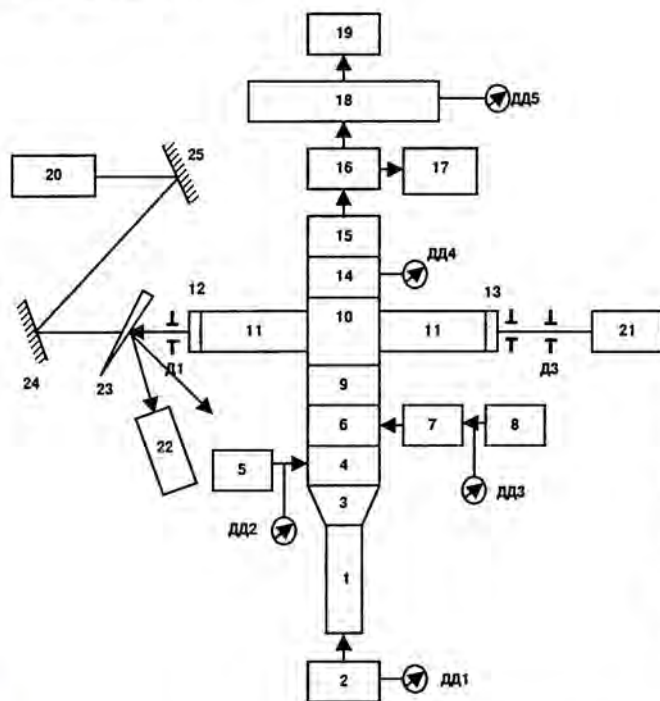


Рис. 2. Блок-схема установки для исследования ЭР КИЛ: 1 – ЭР ГСК; 2 – система подачи кислорода; 3 – переходник; 4 – инжектор буферного газа; 5 – система подачи буферного газа; 6 – инжектор подачи йода; 7 – йодная кювета; 8 – система подачи газа-носителя; 9 – сопло; 10 – газовый канал; 11 – оптический блок; 12, 13 – зеркала оптического резонатора; 14 – измерительная секция; 15 – диффузор; 16 – йодная ловушка; 17 – система утилизации йода; 18 – вакуумная емкость; 19 – система откачки; 20 – гелий-неоновый лазер; 21 – диодный лазер; 22 – приемник излучения; 23 – клин; 24, 25 – зеркала; Д1–Д3 – диафрагмы; ДД1–ДД5 – датчики давления

Для получения потока активной лазерной среды использовалась эжекторная сопловая решетка (рис. 3), идея которой предложена в работе [7]. Поперечный размер решетки $10 \times 50 \text{ мм}$.

Синглетный кислород в смеси с гелием подавался через звуковые сопла, расположенные в три ряда с шагом 4,4 мм. Сопла, расположенные в крайних рядах (24 шт.), имели диаметр критического сечения 0,6 мм, в среднем ряду (12 шт.) – 0,8 мм. Смесь молекулярного йода с газом-носителем (азотом или гелием) подавалась через сверхзвуковые конические сопла (22 шт.) с полууглом расширения 10° , диаметром критического сечения 0,4 мм и выходным диаметром 4,2 мм, расположенные в два ряда и образующие с соплами для подачи синглетного кислорода плотную квадратную упаковку.

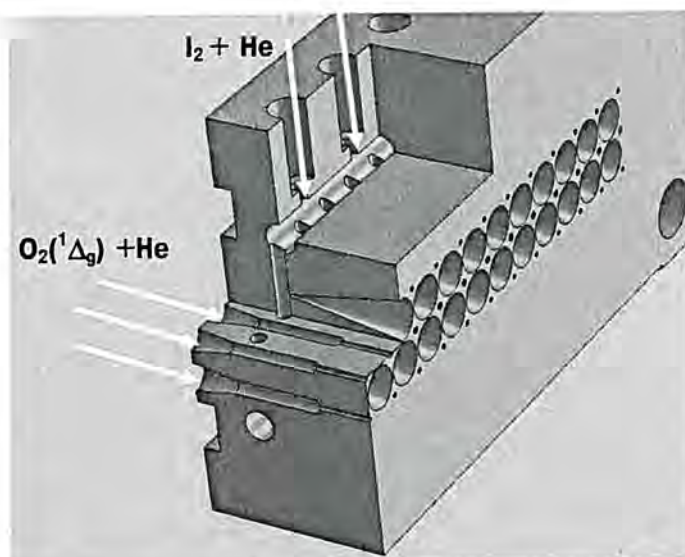


Рис. 3. Эжекторная сопловая решетка, использованная в экспериментах

Для получения газообразного йода использовалась кювета, изготовленная из отрезка кварцевой трубы, внутрь которой помещался лоток с кристаллическим йодом. Пары йода при комнатной температуре захватывались газом-носителем и транспортировались в сопловую решетку. Для предотвращения конденсации йода на элементах конструкции тракт подачи йода и вся установка в целом подогревались до температуры, на 10–20 градусов превышающей комнатную. Для измерения давлений и расходов газа использовались калиброванные датчики давления и дроссельные шайбы известного сечения.

3. Методики измерений

Измерение коэффициентов усиления и температуры активной среды было выполнено с использованием метода диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения [8]. Методика разработана на основе одномодового перестраиваемого диодного лазера Vortex 6025 фирмы New Focus, Inc. с центральной длиной волны излучения 1315,273 нм и диапазоном перестройки спектра 0,29 нм.

Для точной привязки частоты генерации диодного лазера к частотам электронных переходов атомарного йода была использована горячая йодная кювета, в которой атомарный йод образуется из молекулярного йода за счет термической диссоциации. Степень диссоциации молекулярного йода I_2 определялась температурой и давлением паров йода внутри кюветы и составляла ~ 38 % при температуре в кювете 900 К.

Измерение коэффициента усиления (поглощения) активной газовой среды проводилось с помощью резонаторного метода. В этом методе зондирующее излучение многократно проходит через исследуемую область, претерпевая ослабление или усиление при каждом проходе. В устойчивом резонаторе с коэффициентом отражения зеркал близким к единице из-за большого количества проходов зондирующий луч значительно ослабляется или усиливается, поскольку даже незначительное поглощение или усиление излучения на одном проходе приводит к заметным изменениям мощности излучения, выходящего из резонатора. Значения коэффициентов отражения

зеркал оптического резонатора были предварительно измерены и при доверительной вероятности 90 % составили $R = 0,9964 \pm 0,0009$ (использовались два одинаковых зеркала).

Коэффициент усиления (поглощения) определялся в центре контура. На рис. 4 в качестве примера приведены зависимости пропускания горячей йодной кюветы и активной среды от длины волны зондирующего лазерного излучения, полученные в эксперименте.

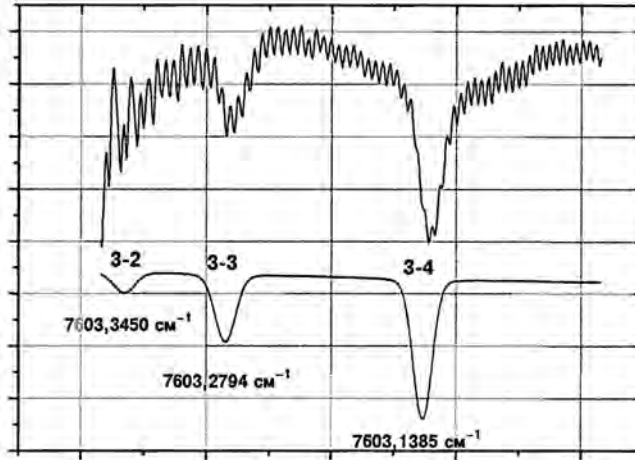


Рис. 4. Зависимости относительного пропускания горячей йодной кюветы (нижний график) и активной среды (верхний график) от длины волны зондирующего лазерного излучения (указаны переходы атомарного йода и соответствующие им волновые числа)

Поскольку в экспериментах давление активной среды в области оптического резонатора не превышало 1 торр, ширина линии усиления (поглощения) атомарного йода определялась преимущественно доплеровским механизмом уширения. Ширина доплеровского контура (в МГц) определялась по формуле

$$W_D = 2\nu_0 \sqrt{2 \ln 2 R \frac{T}{\mu}} 10^{-6} \cong 14,4945 \sqrt{T}. \quad (1)$$

Температура газового потока определялась из измеренной полуширины контура поглощения атомарного йода с использованием формулы (1). Типичные кривые пропускания зондирующего излучения активной средой и пример аппроксимации кривой поглощения функцией Фойхта представлены на рис. 5.

Выражение для коэффициента усиления (поглощения) активной газовой среды (m^{-1}) может быть записано в следующем виде:

$$g_{34} = \frac{7}{12} A_{34} \frac{\lambda_0^2}{8\pi} \Phi \Delta N_{34} = \sigma_{34} \left\{ [I^*] - \frac{[I]}{2} \right\}, \quad (2)$$

где $A_{34} = 5,1 \text{ с}^{-1}$ – коэффициент Эйнштейна для перехода ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$ атома йода, $\lambda_0 = 1,315246 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ – длина волны излучения (поглощения) атома йода на этом переходе; Φ – функция Фойхта; σ_{34} – сечение перехода ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$ атома йода; $[I^*] = [I({}^2P_{1/2})]$ – концентрация возбужденного атомарного йода; $[I] = [I({}^2P_{3/2})]$ – концентрация атомарного йода в основном состоянии.

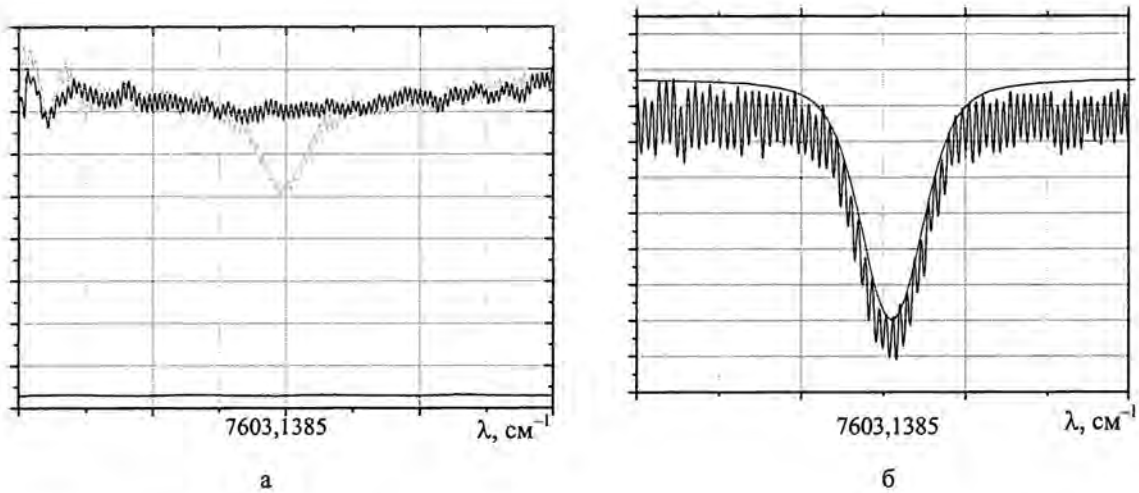


Рис. 5. Типичные кривые относительного пропускания зондирующего излучения активной средой (а) и пример аппроксимации кривой поглощения функцией Фойхта (б)

В случае чисто доплеровского механизма уширения сечение перехода σ_{34} (в см^2) равно:

$$\sigma_{34} = \frac{7}{12} A_{34} \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2} \frac{\sqrt{\pi \ln 2}}{W_D} 10^4 \cong \frac{1,332 \cdot 10^{-16}}{\sqrt{T}} \quad (3)$$

Зондируя активную среду излучением перестраиваемого диодного лазера вблизи центральной частоты перехода ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$, можно измерить форму линии и коэффициент усиления (поглощения) среды, а из полуширины линии определить статическую температуру среды. Это позволяет определить g_{34} и σ_{34} , а затем с помощью формулы (2) разность $[I^*] - [I]/2$. Для определения концентраций $[I^*]$ и $[I]$ необходимо еще хотя бы одно независимое измерение. Таким измерением может быть определение разности концентраций $[\Delta I_2] = [I_2]_0 - [I_2]_k = 0,5 \cdot \{[I^*] + [I]\}$ молекулярного йода до и после подачи синглетного кислорода или непосредственное измерение $[I^*]$.

Абсолютные концентрации молекулярного йода измерялись абсорбционным методом по поглощению лазерного излучения с длиной волны 543,5 нм. Использовался He-Ne лазер модели 1676 фирмы JDS Uniphase, Inc. Предварительно было измерено сечение поглощения йода на длине волны зондирующего излучения, которое оказалось равным $(5,65 \pm 0,35) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

Определение концентрации возбужденного атомарного йода $[I^*]$ проводилось в области оптического резонатора актинометрическим методом. Использованный метод был идентичен актинометрическому методу измерения синглетного дельта-кислорода. Единственное отличие заключалось в том, что перед фотоприемником устанавливался узкополосный интерференционный фильтр с центром полосы пропускания 1,315 мкм и полушириной около 0,010 мкм, позволявший регистрировать излучение атомарного йода и одновременно отсекал спонтанное излучение СК на длине волны 1,268 мкм.

4. Результаты экспериментов и их обсуждение

Проведены измерения коэффициента усиления (поглощения) активной среды электроразрядного КИЛ. В экспериментах использовался ЭР ГСК на основе движущегося СВЧ разряда, описанный выше в разделе 2, работавший на смеси $O_2:He = 1:1$ при общем давлении 6 торр и расходе около 1 ммоль/с. При удельном энергокладе около 150 Дж/ммоль генератор вырабатывал СК с абсолютной концентрацией $\sim 1,15 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и выходом $\sim 22\%$. В качестве носителя йода использовались как азот, так и гелий. Зондирование активной среды излучением перестраиваемого диодного лазера на переходе ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$ атома йода при комнатной температуре носителя йода позволило зарегистрировать только поглощение в среде. В широком диапазоне варьирования концентрации йода коэффициент поглощения среды изменялся от нуля до приблизительно 10^{-4} см^{-1} . При использовании в качестве носителя йода гелия с расходом $\sim 0,3$ ммоль/с, охлажденного до температуры жидкого азота, зарегистрировано как поглощение, так и усиление активной среды, причем усиление наблюдалось в крыльях контура поглощения и составляло $(4-6) \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 6).

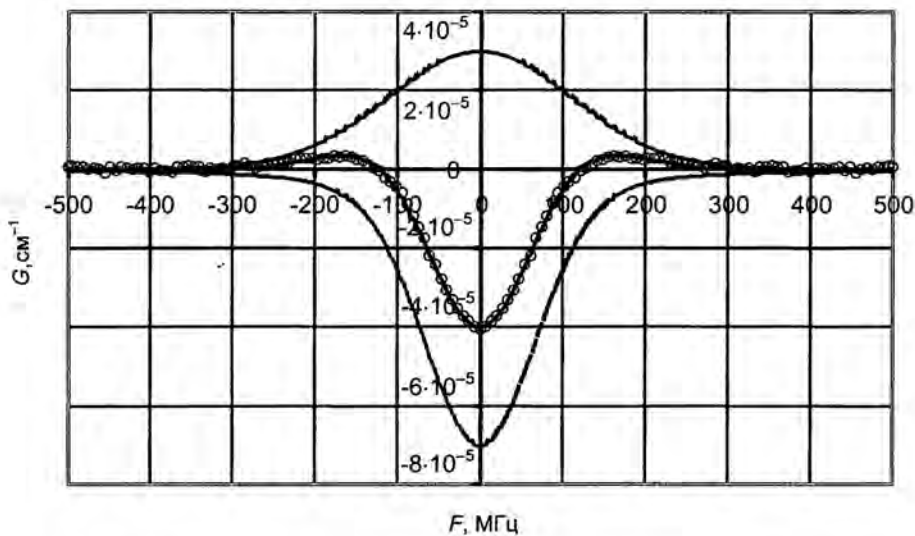


Рис. 6. Сравнение экспериментального и расчетного контуров поглощения и усиления активной среды: \circ – эксперимент; — — — — расчет (Фойхт 1, $T = 310 \text{ K}$); - - - — расчет (Фойхт 2, $T = 95 \text{ K}$); — — — — Фойхт 1 + Фойхт 2

Полученные результаты можно объяснить особенностями формирования активной среды с помощью использованной в экспериментах эжекторной сопловой решетки. Известно, что высокоскоростные параллельные струи газа низкого давления очень медленно перемешиваются и необходимо достаточно большое расстояние по потоку газа (порядка 100 и более характерных масштабов смешения), чтобы струи хорошо перемешались [9]. В описываемых экспериментах расстояние от среза сопловой решетки до оси оптического резонатора составляло около 60 мм (примерно 15 характерных масштабов смешения), поэтому перемешивание компонентов активной среды было плохим. В результате вдоль оптической оси резонатора можно выделить пять характерных областей: три области – напротив сопел для подачи синглетного кислорода и две области – напротив сопел для подачи йода и газа-носителя. В первых трех областях сосредоточена большая часть синглетного кислорода, а в пограничной зоне смешения присутствуют йод и холодный ге-

лий. Температура газа в этой области близка к комнатной, а концентрация СК согласно проведенным измерениям соответствует выходу СК 18–20 %. Такая среда может быть усиливающей. В других двух областях находятся преимущественно холодный гелий и молекулярный йод, а также небольшое количество СК в пограничной зоне смешения. Практически весь СК в этой области расходуется на диссоциацию молекулярного йода, поэтому эта область, по-видимому, является поглощающей. Проведенные расчеты показали, что "слоеная" активная среда при лазерном зондировании резонаторным методом дает картину, коррелирующую с экспериментальными данными.

На рис. 6 приведены результаты вычислений фойхтовских контуров поглощения и усиления активной среды для условий одного из проведенных экспериментов. Видно, что экспериментальные данные хорошо описываются суммой двух фойхтовских контуров: контура усиления для температуры 310 К и контура поглощения для температуры 95 К. Исходя из полученных результатов можно оценить значения усиления и поглощения активной среды в центре контура, которые соответственно равны $3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ и $-7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

Выводы

1. Проведены исследования абсолютной концентрации, выхода и энергетической эффективности наработки СК в движущемся СВЧ разряде в чистом кислороде и в его смесях с гелием при парциальном давлении кислорода от 3 до 15 торр при использовании окиси ртути для удаления атомарного кислорода из газового потока.

2. Создана экспериментальная установка для исследования ЭР КИЛ, оснащенная современными методиками измерений.

3. Проведены измерения коэффициента усиления (поглощения) активной среды электро-разрядного КИЛ. Показано, что экспериментальные данные хорошо описываются суммой двух фойхтовских контуров: контура усиления для температуры 310 К и контура поглощения для температуры 95 К. Исходя из полученных результатов коэффициенты усиления и поглощения активной среды в центре контура составляют $3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ и $-7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ соответственно.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научно-технического центра (проект МНТЦ № 1581).

Список литературы

1. Vasiljeva A. N., Klopovsky K. S., Kovalev A. S. et al. On the possibility of $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ production by a non-self-sustained discharge for oxygen-iodine laser pumping // Journal of Physics D: Applied Physics. 2004. Vol. 37. P. 2455–2468.
2. Savin Yu. V., Goryachev L. V., Adamenkov Yu. A. et al. Singlet oxygen production and quenching mechanisms in traveling microwave discharge // Ibid. P. 3121–3128.

3. Брагинский О. В., Васильева А. Н., Клоповский К. С. и др. Генерация синглетного кислорода для кислород-йодного лазера в высокочастотном разряде // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 1. С. 21–26.
4. Carroll D. L., Verdeyen J. T., King D. M. et al. Path to the Measurement of Positive Gain on the 1315-nm Transition of Atomic Iodine Pumped by $O_2(a^1\Delta)$ Produced in an Electric Discharge // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2005. Vol. 41, N 2. P. 213–223.
5. Rawlins W. T., Lee S., Kessler W. J., Davis S. J. Observations of gain on the $I(^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2})$ transition by energy transfer from $O_2(a^1\Delta)$ generated by a microwave discharge in a subsonic-flow reactor // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86, N 051105-1-3.
6. Carroll D. L., Verdeyen J. T., King D. M., et al. Continuous-wave laser oscillation on the 1315 nm transition of atomic iodine pumped by $O_2(a^1\Delta)$ produced in an electric discharge // Ibid. N 111104-1-3.
7. Nikolaev V. D. Comparative analysis of the methods of preparing active medium in supersonic COIL // Proceedings of SPIE. 2000. Vol. 3268. P. 157–162.
8. Rawlins W. T., Davis S. J., Lee S. et al. Optical Diagnostics and Kinetics of Discharge-Initiated Oxygen-Iodine Energy Transfer // AIAA Paper 2003-4032, 2003.
9. Yang T. T., Hsia Y. C., Moon L. F., Dickerson R. A. Advanced Mixing Nozzle Concept for COIL // Proceedings of SPIE. 2000. Vol. 3931. P. 116–130.

Gain Constant of the Active Medium of Electric-Discharge Oxygen-Iodine Laser

Yu. V. Kolobyanin, Yu. A. Adamenkov, B. A. Vyskubenko, L. V. Goryachev,
S. P. Ilyin, A. M. Kalashnik, T. V. Rakhimova, G. S. Rogozhnikov

Being presented are the results of studies of gain constant characteristic of the active medium of electric-discharge oxygen-iodine laser. The study involved the electric discharge generator of singlet hydrogen based on microwave discharge, operating with pure oxygen or its mixture with helium under partial oxygen pressure of 3 to 15 Torr. The active medium was formed by the ejector-type $10 \times 50 \text{ mm}^2$ nozzle array. Singlet oxygen was forced through sonic nozzles, whereas the mixture of molecular iodine and nitrogen or helium was fed through conic supersonic nozzles. The above optimization efforts resulted in the positive gain constant for the active medium.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Влияние интенсивной пластической деформации и ударно-волнового нагружения на прочность меди.....</i>	<i>180</i>
<i>Особенности стадии зарождения поврежденности при интенсивном нагружении меди.....</i>	<i>188</i>

РАЗДЕЛ

**ГИДРОДИНАМИКА
И РЕОЛОГИЯ**



Влияние интенсивной пластической деформации и ударно-волнового нагружения на прочность меди

Ю. В. Батьков, И. И. Ведерникова,
О. Н. Игнатова, А. И. Коршунов,
Е. В. Кошатова, И. Н. Кяжкина,
А. Н. Малышев, С. А. Новиков,
А. М. Подурец, В. А. Раевский,
В. И. Скоков, С. А. Финюшин

Исследовались прочностные свойства и микроструктура меди с различным размером зерна (от 110 до 0,5 мкм), подвергнутой воздействию высокоскоростного нагружения при различных начальных условиях. Исследования предварительно нагруженных медных образцов проводились при статическом, динамическом (метод Тейлора) и ударно-волновом деформировании (измерение упругого предвестника).

Введение

Воздействие на материалы сильных волн сжатия ($\sigma_x \geq 30$ ГПа), при которых реализуются высокие скорости деформирования $\dot{\epsilon}_i \sim 10^6 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и напряжения сдвига, превышающие предельную прочность кристаллической решетки (предел Пайерлса $\sigma_{кр} \cong G/2\pi$) $\sigma_i > 5$ ГПа, приводит к значительным изменениям микроструктуры и механических свойств.

Исследование микроструктуры проводится с помощью металлографических исследований на оптическом и электронном микроскопах. С другой стороны, интересно и важно связать структурные изменения на микро- и мезоуровнях с изменением механических свойств металлов, подвергнутых высокоскоростному деформированию [1, 2].

Макроскопическая реакция на высокоскоростное деформирование оказывается весьма сложной – за довольно короткие времена ($\sim 0,1 - 0,2$ мкс) материал может претерпевать кратковременное падение прочности, затем прочность увеличивается в несколько раз по сравнению с первоначальной [1, 3, 4]. На микроуровне деформация в ряде случаев локализуется в виде параллельных квазипериодических полос сдвига, расположенных в каждом кристалле в плоскостях скольжения [5, 6]. Структура полос до последнего времени детально не рассматривалась.

В работе исследовались прочностные свойства и микроструктура меди с различным размером зерна (от 110 до 0,5 мкм), подвергнутой воздействию высокоскоростного нагружения при различных начальных условиях:

- ударно-волновое нагружение: $\sigma_x \sim 70\text{--}25$ ГПа и скорость деформации $\sim 10^8\text{--}10^9\text{ с}^{-1}$;
- квазиизэнтропическое нагружение: $\sigma_x \sim 30$ ГПа и скорость деформации $\sim 10^6\text{--}10^7\text{ с}^{-1}$;
- нагружение ударной волной при различной начальной температуре: нормальная (20°C) и охлаждение жидким азотом (-190°C);
- двойное нагружение ударными волнами интенсивностью $\sigma_x \sim 40$ и 35 ГПа.

Исследования предварительно нагруженных медных образцов проводились при статическом, динамическом (метод Тейлора) [7] и ударно-волновом деформировании (измерение упругого предвестника) [8].

Результаты проведенных исследований

На рис. 1 показаны условные $\sigma\text{--}\varepsilon$ -диаграммы сжатия при статическом деформировании крупнокристаллической меди (размер зерна 110 мкм) с предварительным нагружением до давлений примерно 70, 45, 35, 25 ГПа и охлаждением жидким азотом. (Диаграммы на рис. 1 построены с учетом полной деформации, которую претерпели образцы при высокоскоростном деформировании.) Аналогичные диаграммы получены и для других типов меди.

На рис. 2 сравниваются $\sigma\text{--}\varepsilon$ -диаграммы крупнокристаллической меди, подвергнутой различному предварительному нагружению, и ультрадисперсной с размером зерна 0,5 мкм. Ультрадисперсная медь получена при медленном интенсивном деформировании – метод всестороннейковки [9, 10]. Этот метод используется при создании микрокристаллических (ультрадисперсных) материалов. Такие материалы обладают уникальными свойствами – чрезвычайно высокой прочностью, достаточно высокой пластичностью, способностью к сверхпластичности при определенных режимах деформации [9, 10].

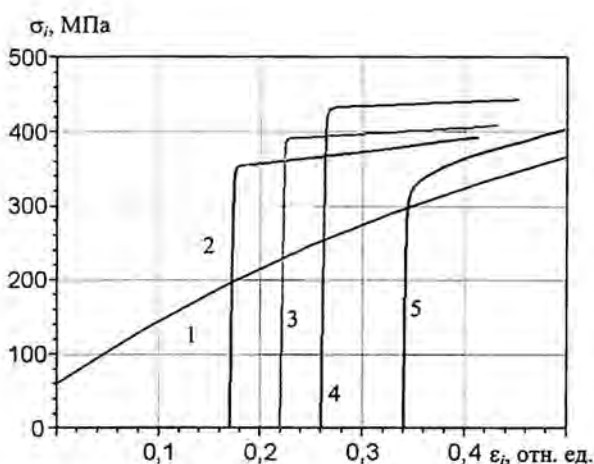


Рис. 1. $\sigma\text{--}\varepsilon$ -диаграммы сжатия крупнокристаллической меди: 1 – исходное состояние; 2 – $\sigma_x = 25$ ГПа; 3 – $\sigma_x = 35$ ГПа; 4 – $\sigma_x = 45$ ГПа; 5 – $\sigma_x = 70$ ГПа. Предварительное нагружение (кривые 2–5) с охлаждением азотом

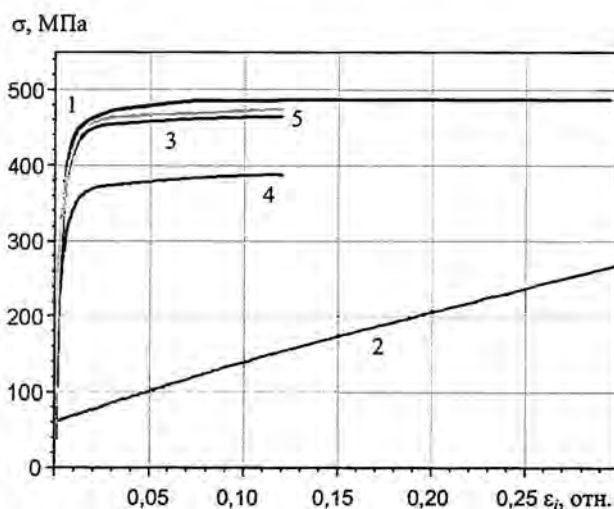


Рис. 2. $\sigma\text{--}\varepsilon$ -диаграммы сжатия меди: 1 – ультрадисперсная медь в исходном состоянии; 2 – крупнокристаллическая медь в исходном состоянии; 3 – медь, нагруженная двумя ударными волнами (40, 35 ГПа); 4 – медь после ударно-волнового нагружения до $\sigma_x \sim 30$ ГПа; 5 – медь после ударно-волнового нагружения до $\sigma_x \sim 30$ ГПа с охлаждением образцов до температуры жидкого азота

Воздействие ударной волны приводит к увеличению предела текучести на $\Delta\sigma_i$, связанного, по всей видимости, с изменением микроструктуры металла после воздействия на него высокоскоростного ударно-волнового деформирования (рис. 1). Условно можно представить напряжение течения в виде двух составляющих:

$$\sigma_i = \sigma_H + \Delta\sigma_i,$$

где σ_i – полная интенсивность напряжения при пластическом течении; σ_H – напряжение, связанное с накопленной (равномерной) деформацией; $\Delta\sigma_i$ – напряжение, связанное с изменением микроструктуры после воздействия ударной волны. Дополнительное упрочнение, связанное с ударной волной, довольно велико: $\Delta\sigma_i \approx 150$ МПа; $\frac{\sigma_H + \Delta\sigma_i}{\sigma_H} \approx 1,6$.

На рис. 3 показано влияние условий нагружения (интенсивность и начальная температура) на условный предел текучести ($\sigma_{-0,2}$) меди. Видно существенное влияние на ее прочностные свойства высокоскоростного деформирования (не менее 10^6 – 10^7 с⁻¹). Максимальная сдвиговая прочность достигается при предварительном нагружении до $\sigma_x \sim 30$ – 40 ГПа. Охлаждение до температуры жидкого азота на ~ 20 % повышает условный предел текучести.

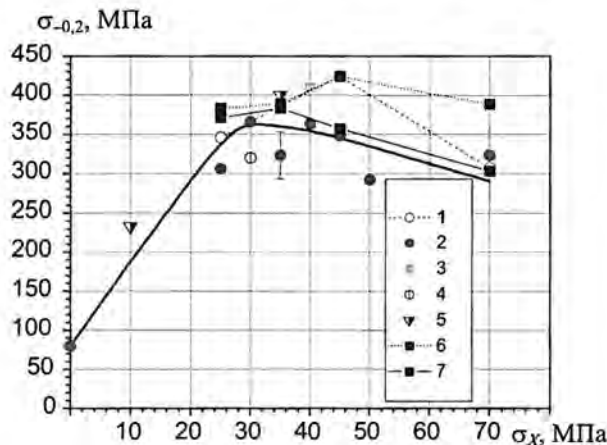


Рис. 3. Влияние условий нагружения (интенсивности σ_x и начальной температуры) на условный предел текучести меди: 1–5 – крупнокристаллическая медь; 6, 7 – медь с размером зерна 30 мкм; 1, 6 – нагружение с охлаждением жидким азотом; 2, 7 – нагружение при нормальных условиях; 3 – нагружение двумя волнами (40 и 35 ГПа); 4 – квазиизэнтропическое нагружение; 5 – работа [4]

Большой интерес представляет исследование воздействия сильных ударных волн ($\sigma_x \geq 10$ – 100 ГПа) на мелкокристаллические модификации металлов. В настоящее время известны только отдельные публикации о подобных исследованиях [11].

σ – ϵ -диаграммы сжатия при статическом деформировании ультрадисперсной меди (размер зерна 0,5 мкм) с предварительным нагружением до ~ 30 ГПа и скоростью деформирования 10^9 с⁻¹ (ударная волна) и 10^6 – 10^7 с⁻¹ (квазиизэнтропическое нагружение) сравниваются на рис. 4 (диаграммы нанесены с учетом накопленной деформации). Результаты исследований предварительно нагруженных образцов методом Тейлора показаны на рис. 5, а измерение σ_{HE} в зависимости от

пройденного волной интенсивностью ~ 12 ГПа пути X – на рис. 6 (цифры в скобках означают размер зерна, нижний индекс – условия нагружения; $\text{Cu}(110)_{40-60}$ означает, что ударно-волновому нагружению до давления 40–60 ГПа подвергается крупнокристаллическая медь с размером зерна 110 мкм; УВ – ударная волна; БУ – безударное (квазиизентропическое) нагружение.

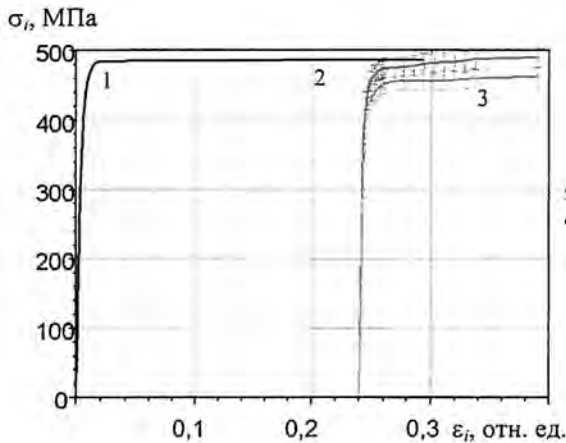


Рис. 4. σ – ε -диаграммы сжатия ультрадисперсной меди: 1 – исходный образец; 2 – $\text{Cu}(0,5)_{\text{УВ } 30}$; 3 – $\text{Cu}(0,5)_{\text{БУ } 30}$

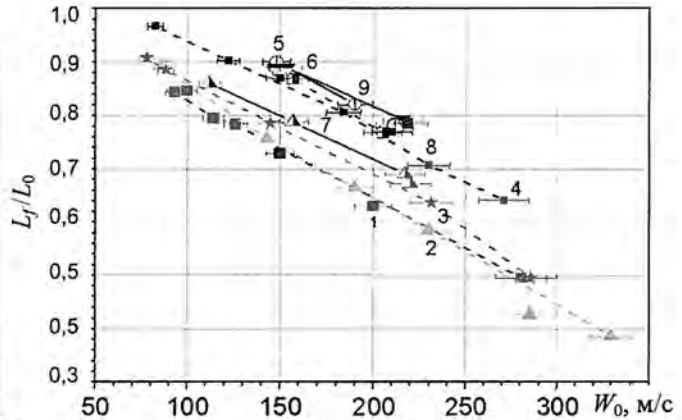


Рис. 5. Относительное изменение длины от скорости соударения о жесткую преграду медных цилиндрических образцов: 1 – $\text{Cu}(110)$; 2 – $\text{Cu}(30)$; 3 – $\text{Cu}(10)$; 4 – $\text{Cu}(0,5)$; 5 – $\text{Cu}(110)_{40}$; 6 – $\text{Cu}(110)_{50}$; 7 – $\text{Cu}(110)_{60}$; 8 – $\text{Cu}(0,5)_{30}$; 9 – $\text{Cu}(110)_{40+35}$. Предварительное нагружение (кривые 5–9) при нормальной температуре

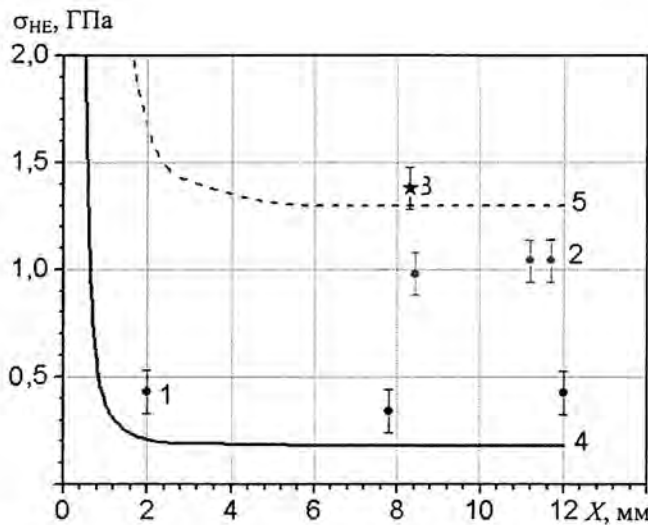


Рис. 6. Зависимость σ_{HE} от пройденного пути X (нагружение интенсивностью ~ 12 ГПа): 1 – $\text{Cu}(110)$; 2 – $\text{Cu}(0,5)$; 3 – $\text{Cu}(0,5)_{\text{УВ } 30}$; 4, 5 – расчет по модели РИНГ [12]

Таким образом, в ультрадисперсной меди после воздействия высокоскоростного деформирования значительного (в несколько раз) повышения прочности не происходит – прочность увеличивается на ~ 20 %.

В ударно нагруженной меди (как в монокристалле, так и в поликристалле) наблюдается большое количество полос сдвига с периодом, зависящим от интенсивности ударной волны 5–50 мкм [5, 6, 13]. Оценить плотность полос сдвига можно с помощью оптического микроскопа (рис. 7,а). Однако структуру полосы сдвига рассмотреть можно только с помощью просвечивающего электронного микроскопа (рис. 7,б). Обнаружено, что полосы сдвига состоят из большого количества (до 100) параллельных двойников с периодом 0,1–0,2 мкм ("пакет"). Механизм формирования такой сложной структуры (с двумя периодами) пока не ясен [14].

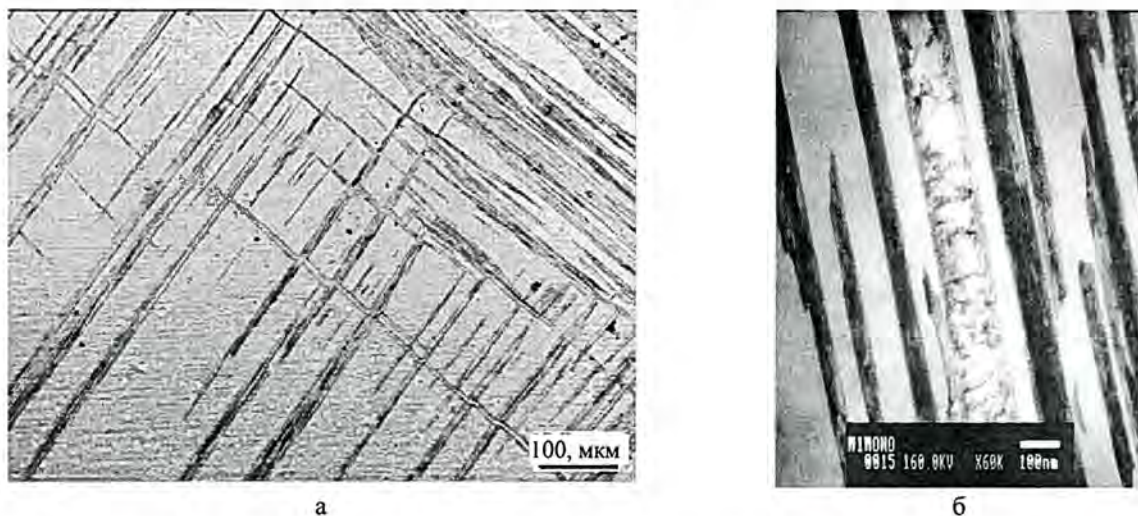


Рис. 7. Фотографии микрошлифов монокристалла меди после воздействия на нее ударной волны, сделанные с помощью оптического (а) и электронного (б) микроскопов

Зависимости условного предела текучести (при скорости деформации $\dot{\epsilon}_i \sim 10^{-3} - 10^3 \text{ с}^{-1}$) от размера зерна (D) качественно следуют закону Холла – Петча $\sigma_c = a + b(D)^{1/2}$, где D – размер зерна (рис. 8). Однако после ударно-волнового нагружения размер зерна не изменился, а прочность увеличилась в ~ 5 раз, т. е. эта точка не согласуется с законом Холла – Петча (см. рис. 1, 2). В работе [1] такое повышение прочности объясняется наличием большого числа двойников, которые являются квазиграницами для движения дислокаций.

Из [5] известно, что объемная плотность микродвойников после воздействия ударных волн в меди составляет $\alpha \sim 10 \%$. Толщина двойников в монокристалле меди $d \sim 0,1 \text{ мкм}$ (см. рис. 7). Среднее расстояние между двойниками оценивается как $\Delta \approx 2\alpha/d \approx 1 \text{ мкм}$. Это намного меньше среднего размера зерна (100 мкм). Если это значение принять за эффективный размер зерен в законе Холла – Петча, то значение предела текучести хорошо согласуется с кривой, полученной для меди с различным размером зерна (рис. 8).

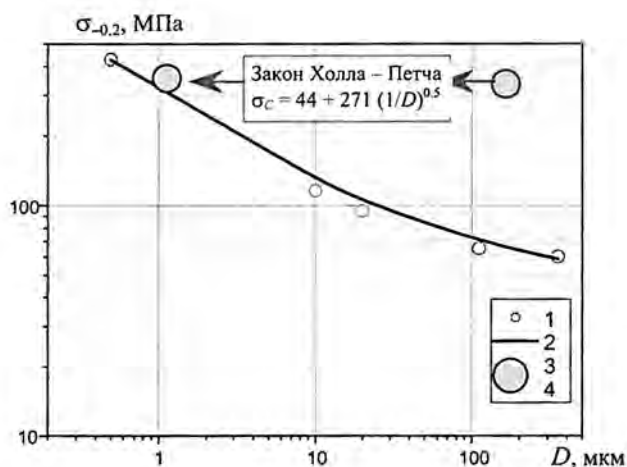


Рис. 8. Зависимость условного предела текучести меди от плотности границ зерен и двойников: 1 – медь с различным размером зерна, полученная низкоскоростным пластическим деформированием; 2 – зависимость $\sigma_c = a + b/(D)^{1/2}$ (закон Холла – Петча); 3 – крупнокристаллическая медь после ударно-волнового предварительного нагружения (эффективное расстояние между границами $\Delta \sim 1$ мкм); 4 – крупнокристаллическая медь после квазиизэнтропического предварительного нагружения ($P = 30$ ГПа, $\dot{\epsilon}_i \sim 10^6$ с⁻¹) (эффективное расстояние между границами $\Delta \sim 1$ мкм)

Выводы

1. Нагружение обычной крупнокристаллической меди марки М1 ударной волной интенсивностью 30–50 ГПа приводит к увеличению условного предела текучести в ~ 6 раз (до ~ 380 МПа), что всего на 20 % меньше, чем в наиболее прочной в настоящее время ультрадисперсной меди.
2. Ударно-волновое нагружение с охлаждением жидким азотом и двойное ударно-волновое нагружение позволяют достичь прочности до ~ 420 МПа, равной ультрадисперсной меди (в статических условиях деформирования).
3. Полученные образцы ударно нагруженной меди при высокой скорости деформации обладают прочностью ~ 580 МПа, что на 20 % превосходит прочность ультрадисперсной меди при таких же условиях испытания.
4. Ударно-волновое упрочнение осуществляется главным образом за счет генерации большого количества микродвойников, препятствующих движению дислокаций, что приводит к увеличению прочности. Полосы сдвига состоят из большого числа двойников с периодом $\sim 0,1-0,2$ мкм.
5. Ударно-волновое нагружение ультрадисперсной меди не приводит к значительному увеличению ее прочности. Прочность увеличивается на 20 % при высокой скорости деформации.

Список литературы

1. Petit J., Dequiedt J. L. Constitutive relations for copper with two mechanisms including twinning for a use under shock wave loading // J. Phys. IV Frances 110. 2003.
2. Эпштейн Г. Н., Кайбышев О. А. Высокоскоростная деформация и структура металлов. М.: Металлургия, 1971.
3. Новиков С. А., Глушак Б. Л., Игнатова О. Н. и др. Влияние размера зерна и типа нагружения на сдвиговую и откольную прочность меди // Сб. тезисов "Shock waves in condensed matter". S.-Petersburg, Russia, 18–23 July, 2004.
4. Rohatgi A., Vecchio K. S., G. T. Grady III. A systematic study of the role of stacking fault energy (SFE) on shock-hardening in Cu and Cu-Al alloys. Fundamental Issues and Applications of Shock Wave and High-Strain-Rate Phenomena, 2001.
5. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / Под ред. М. А. Мейерса и Л. Е. Мурра. М.: Металлургия, 1984. С. 110.
6. Meyers M. A., Gregori F., Kad B. K. et al. Laser-induced shock compression of monocrystalline copper: characterization and analysis // Acta Materialia. 2003. 51. P. 1211–1228.
7. The testing of materials at high rates of loading. Journ. Inst of Civil, Eng. Taylor J. 1946.
8. Финюшин С. А., Федоров А. В., Михайлов А. Л., Меньших А. В., Давыдов В. А., Назаров Д. В. Исследование релаксации упругого предвестника в Ст.3 при ударно-волновом нагружении лазерным интерферометрическим методом // Труды межд. конф. "V Харитоновские научные чтения", Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.
9. Валиев Р. З., Александров И. В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией // М.: Логос, 2000.
10. Жеребцов С. В., Галеев Р. М., Валиахметов О. Р., Малышева С. П. и др. Формирование субмикроструктурной структуры в титановых сплавах интенсивной пластической деформацией и их механические свойства // КШП. № 7. 1999. С. 17–22.
11. Савиных А. С., Разоренов С. В., Канель Г. И. Влияние зерна и начальной температуры на механические свойства титана ВТ1-0 при ударно-волновом нагружении // Физика экстремальных состояний вещества – 2003. Черногоровка. 2003. С. 62.
12. Большаков А. П., Ведерникова И. И., Глушак Б. Л. и др. Влияние интенсивной пластической деформации и ударно-волнового нагружения на прочность меди // Труды межд. конф. "VII Харитоновские научные чтения", Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
13. Апрельков О. Н., Игонин В. В., Игнатова О. Н. и др. Гетерогенное деформирование меди в ударных волнах на субзеренном масштабном уровне // Сб. тезисов "Shock waves in condensed matter". S.-Petersburg, Russia, 18–23 July, 2004.
14. Influence of intensive plastic strain and shock-wave loading on copper strength // International Conference "New models and hydrocodes for shock wave processes in condensed matter" Bat'kov Yu. V., Raevskiy V. A., Ignatova O. N., Salishew G. A., Zocher M. et. al. Dijon. France 9–14. April. 2006. P. 17.

Influence of Intensive Plastic Strain and Shock-Wave Loading on Copper Strength

Yu. V. Bat'kov, I. I. Vedernikova, O. N. Ignatova, A. I. Korshunov,
E. V. Koshatova, I. N. Kyazhkina, A. N. Malyshev, S. A. Novikov,
A. M. Podurets, V. A. Raevsky, V. I. Skokov, S. A. Finyushin

This work was devoted to study of strength properties and microstructure of copper having various grain sizes from 110 to 0.5 μm subjected to effect of high-rate loading under various initial conditions. Studies of preliminarily loaded copper samples were performed at static, dynamic (the Taylor method) and shock-wave deformation (measurement of elastic precursor).

Особенности стадии зарождения поврежденности при интенсивном нагружении меди

Ю. В. Батьков, О. Н. Игнатова,
И. Н. Кяжкина, А. Н. Малышев,
С. С. Надежин, П. Н. Низовцев,
В. А. Огородников, С. А. Новиков,
А. М. Подурец, В. А. Раевский,
В. И. Скоков, И. А. Терешкина,
О. А. Тюпанова

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния типа нагружения (ударная или квазиизэнтропическая волна сжатия) на зарождение и рост поврежденности меди, особенности стадии зарождения поврежденности при интенсивном динамическом нагружении, результаты численного моделирования процессов. Моделирование проводилось по различным математическим программам с использованием релаксационной модели прочности и кинетической модели откольного разрушения.

Введение

Исследования физических и механических свойств конструкционных материалов в условиях интенсивного динамического нагружения привлекают все большее внимание исследователей. Используемые на сегодняшний день модели сдвиговой и откольной прочности являются полуэмпирическими и не учитывают ряд факторов, происходящих на микроуровне. Одним из таких факторов является состояние материала после прохождения по нему ударной и квазиизэнтропической волны сжатия.

В работе [1] обнаружено, что предварительное нагружение меди волнами сжатия (ударной и квазиизэнтропической) приводит к значительному увеличению сдвиговой и откольной прочности по сравнению с ненагруженным состоянием. Большое увеличение прочности наблюдается при ударно-волновом предварительном нагружении меди, сопровождающимся появлением в зернах квазипериодических полос локализованной деформации [2].

Целью данной работы явилось исследование расчетно-экспериментальным методом процесса зарождения и развития поврежденности при двух различных типах нагружения – ударно-волновом и квазиизэнтропическом.

1. Исследование зарождения и развития поврежденности в предварительно нагруженных образцах

Для исследования процесса зарождения и развития поврежденности выбрана медь марки М1 с исходным размером зерна ~ 110 мкм. Образцы вырезались из листа, отжигались при $T = 550$ °С в течение 30 мин и охлаждались на воздухе.

Постановка экспериментов. Из результатов экспериментов известно, что в металлах в ударной волне определенной (критической) интенсивности развиваются полосы локализованной деформации и происходит временная потеря прочности [2, 3]. Внутренняя структура полос пока детально не исследована. Возможно, они представляют собой зоны, в которых развивается более интенсивная деформация за счет повышенного локального разогрева.

По расчетам критическая интенсивность ударной волны в меди составляет 27–30 ГПа, при этом скорость деформации достигает $\sim 10^8$ – 10^{10} с⁻¹ [2]. Однако при такой же интенсивности, но при скорости деформации $\sim 10^5$ – 10^7 с⁻¹ полосы локализованного сдвига не образуются. Такое нагружение является квазиизэнтропическим.

Исследование зарождения и развития поврежденности в предварительно нагруженных образцах проводилось в два этапа:

– 1-й этап: нагружение образцов ударной или квазиизэнтропической волной амплитудой 27–30 ГПа. Предварительное нагружение осуществляется таким образом, что в образце не реализуется каких-либо значительных растягивающих напряжений и сохраняется его целостность;

– 2-й этап: исследование сопротивления действию растягивающих напряжений образцов при нагружении ударной волной малой амплитуды с последующей разгрузкой в «мягкую» преграду и реализацией растягивающих напряжений невысокой амплитуды ($\sigma_{\text{раст}} \approx 1,2$ – $1,6$ ГПа).

Для исследования условий зарождения поврежденности (разрывов сплошности) в меди, предварительно подвергнутой ударно-волновому или квазиизэнтропическому нагружению, применяется следующая схема постановки опытов: торможение низкоскоростного ударника (из одноименного материала) на неподвижном образце, за которым расположена подложка с меньшим динамическим импедансом ($\rho_0 C_0$). Для ускорения ударника применялась баллистическая ударная труба (БУТ) [4].

Результаты металлографических исследований. Испытанные образцы исследовались на металлографическом микроскопе МЕТАМ ЛВ-31. Поврежденность в образцах определялась отношением общей длины пор к длине мерной линейки. На рис. 1 представлена зависимость максимальной поврежденности от скорости ударника. Из рисунка видно, что предварительное нагружение меди волнами сжатия (ударной и квазиизэнтропической) приводит к значительному увеличению откольной прочности. Наибольшее увеличение откольной прочности (зарождение поврежденности) наблюдается при ударно-волновом предварительном нагружении меди, сопровождающимся появлением в зернах квазипериодических полос локализованной деформации.

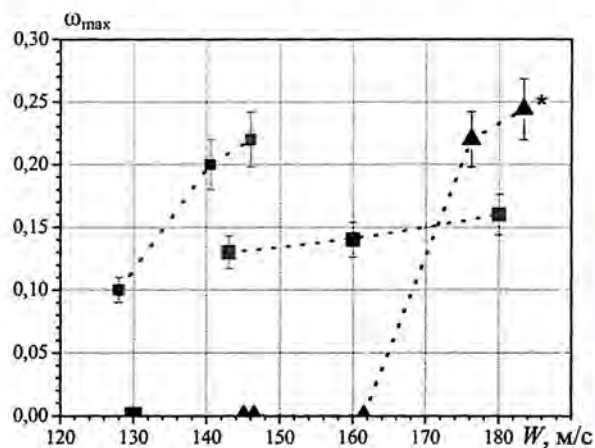


Рис. 1. Зависимость максимальной поврежденности от скорости ударника: ■ – неагруженная медь; ■ – медь после квазиизэнтропического нагружения; ▲ – медь после ударно-волнового нагружения

2. Исследование зарождения поврежденности при ударно-волновом и квазиизэнтропическом нагружении

Постановка экспериментов. Схема экспериментов выбрана таким образом, чтобы в медном образце реализовались следующие условия:

- давление в ударной или квазиизэнтропической волне сжатия $P \sim 32$ ГПа выше критического значения перехода к гетерогенному режиму деформирования;
- реализация растягивающих напряжений интенсивностью $\sigma_p \leq -1,8$ ГПа с разным временем действия ($t = 0,5-1$ мкс) в образце с помощью вариации величиной зазора между образцом и подложкой.

В результате численного моделирования (см. п. 3) обнаружено, что после захлопывания зазора в образце за волной разгрузки распространяется волна сжатия, которая затухает по мере продвижения по поврежденному образцу и приводит к закрытию пор, образующихся в области, близкой к тыльной поверхности. В середине образца волна сжатия мала и практически не влияет на развитие поврежденности. Следовательно, состояние образца можно разделить на четыре зоны, отсчитываемые от нагружаемой поверхности:

- сплошной неповрежденный материал (1);
- поврежденный материал (2);
- поврежденный материал с последующим компактированием (3);
- сплошной неповрежденный материал (откольный слой) (4).

В данной постановке проведено шесть экспериментов с различной вариацией зазора: $\Delta_3 = 140-420$ мкм.

Результаты металлографических исследований образцов. Результат измерения поврежденности по всей плоскости образца, подвергнутого ударно-волновому нагружению до давления $P \sim 30$ ГПа с последующей разгрузкой в зазор $\Delta_3 = 300$ мкм представлен на трехмерной диаграмме (рис. 2).

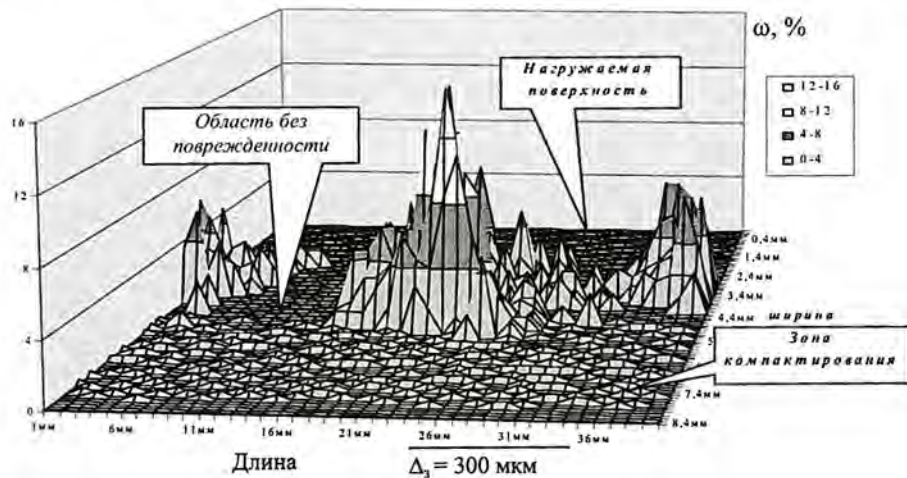


Рис. 2. Распределение поврежденности по плоскости образца, подвергнутого ударно-волновому нагружению $P \sim 30$ ГПа с последующей разгрузкой в зазор $\Delta_3 = 300$ мкм

Как видно из рис. 2, поврежденность носит немонотонный характер: в образце чередуются области значительной поврежденности ($\omega \sim 0,07-0,16$) и области $\sim 4-5$ мм, вообще не содержащие следов поврежденности ($\omega = 0$). Таким образом, поврежденность локализуется в отдельных зонах. Аналогичная ситуация прослеживается и в других образцах, подвергнутых как ударно-волновому, так и квазиизэнтропическому нагружению при $\omega \sim 0,07-0,16$.

В образцах также хорошо видны полосы, которые представляют собой, по-видимому, результаты закрытия пор волной сжатия, следующей за волной разгрузки.

Причина локализации поврежденности в этих экспериментах пока не ясна. Можно только определенно сказать, что есть некий критический уровень поврежденности (или параметров волны растяжения – амплитуда $\sigma_p \leq -1,8$ ГПа и время действия $t = 0,5-1$ мкс), при которой происходит ее немонотонный рост. При $t > 1$ мкс распределение поврежденности носит достаточно монотонный характер.

3. Численное моделирование проведенных экспериментов

Выполненные экспериментальные исследования сопровождалось численным моделированием по одномерной программе УП-ОК [5] и двумерной программе ДРАКОН [6] с использованием релаксационной модели сдвиговой прочности (РИНГ) [7] и кинетической модели откольной прочности. Ниже кратко приводится описание используемой модели откольной прочности и константы.

Модель откольной прочности. Для описания процессов зарождения и развития поврежденности (откольного разрушения) в меди использована двухстадийная микростатистическая кинетическая модель (типа NAG), подробно описанная в [8].

Тип разрушения меди предполагался вязким, т. е. дефекты до своего объединения имеют сферическую форму. Распределение дефектов по размерам в любой момент времени представляется экспоненциальной зависимостью

$$N_m(R) = N_0 \exp(-R/R_m), \quad (1)$$

где N_0 – общее количество пор в единице объема; N_m – количество пор в единице объема с радиусом, большим R_m ; R – радиус поры; R_m – параметр распределения.

Стадия зарождения пор описывается дифференциальным уравнением для его скорости

$$\dot{N} = \dot{N}_0 \exp\left(\frac{\sigma_s - \sigma_{n0}}{\sigma_1}\right) \Theta(\sigma_s - \sigma_{n0}). \quad (2)$$

Здесь \dot{N}_0 , σ_{n0} , σ_1 – постоянные; σ_{n0} – пороговое значение напряжения, ниже которого в среде не происходит образование микропор; Θ – функция Хевисайда; σ_s – напряжение в твердом теле.

Стадия роста пор до их слияния описывается дифференциальным уравнением

$$\dot{R} = \frac{\sigma_s - \sigma_{g0}}{4\eta} R \Theta(\sigma_s - \sigma_{g0}), \quad (3)$$

где σ_{g0} , η – постоянные; σ_{g0} – пороговое напряжение роста изолированной микропоры.

Константы кинетической модели для меди приведены в таблице.

На рис. 3 приведены результаты моделирования с использованием релаксационной модели сдвиговой прочности и кинетической модели откольной прочности с константами зависимости максимальной поврежденности от скорости соударения для разных типов меди (см. таблицу). Следует отметить, что при моделировании экспериментальных данных, полученных для предварительного ударно-волнового и квазиизэнтропического нагружения, учитывалось упрочнение, которое зафиксировано для образцов, подвергнутых предварительному ударно-волновому и квазиизэнтропическому нагружению (сдвиговая прочность увеличилась примерно в 5–6 раз).

Попытки смоделировать зонное распределение поврежденности меди после ударно-волнового и квазиизэнтропического нагружения с последующей разгрузкой в зазор не увенчались успехом. Возможно, причина кроется в несовершенстве модели откольного разрушения.

Константы кинетической модели для меди

Материал	σ_1 , ГПа	σ_{n0} , ГПа	σ_{g0} , ГПа	\dot{N}_0 , $\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	η , Па·с	$R_0 (m=0)$, см
Ненагруженная медь, медь после предварительного квазиизэнтропического нагружения	0,2	0,5	0,5	$2,8 \cdot 10^{12}$	20,0	$1,0 \cdot 10^{-4}$
Медь после предварительного ударно-волнового нагружения	0,03	1,67	0,5	$2,8 \cdot 10^{12}$	90,0	$1,0 \cdot 10^{-4}$

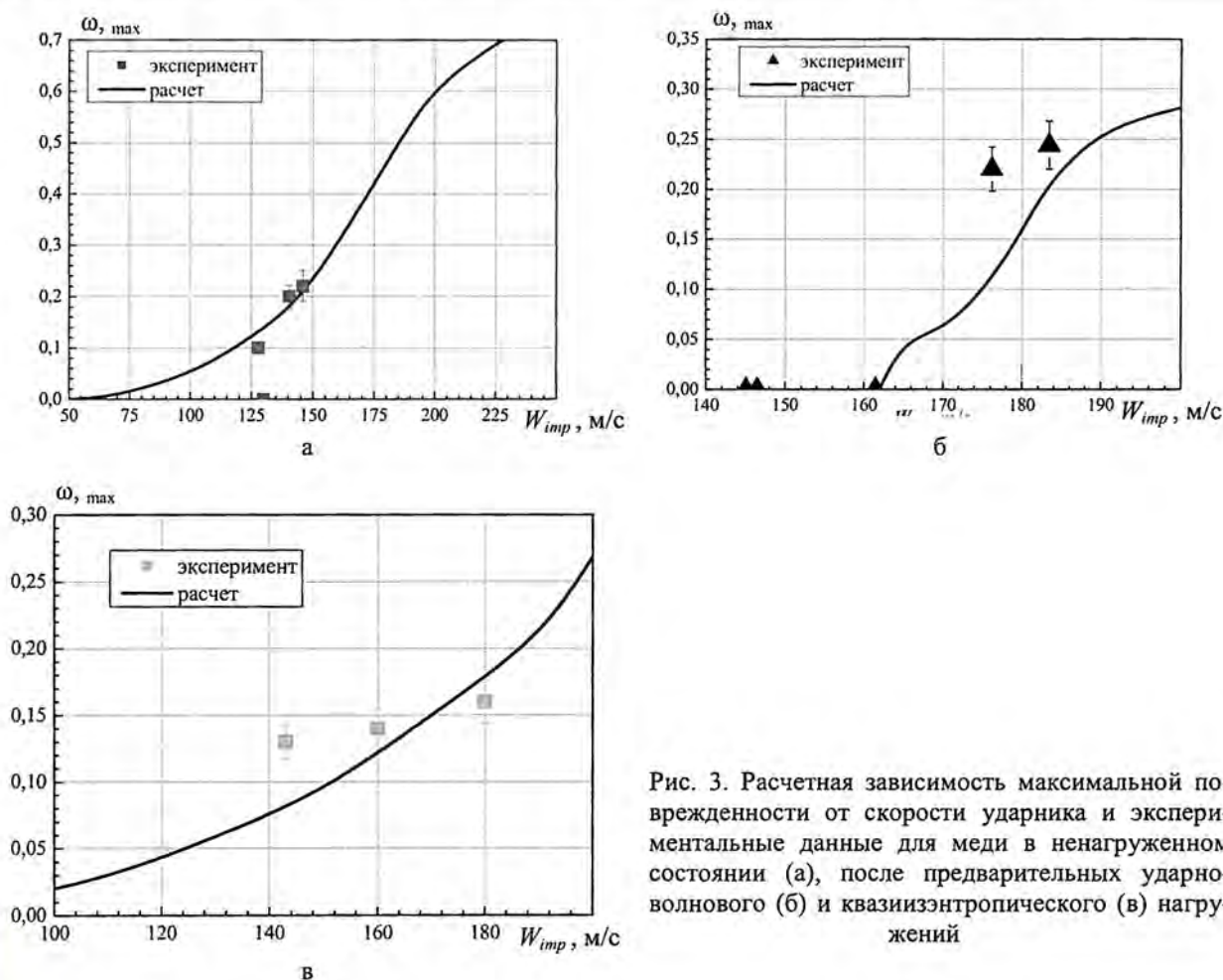


Рис. 3. Расчетная зависимость максимальной поврежденности от скорости ударника и экспериментальные данные для меди в ненагруженном состоянии (а), после предварительных ударно-волнового (б) и квазиизэнтропического (в) нагружений

Заключение

1. Предварительное нагружение меди волнами сжатия (ударной и квазиизэнтропической) приводит к значительному увеличению откольной прочности. Причем наибольшее увеличение прочности наблюдается при ударно-волновом предварительном нагружении меди, сопровождающемся появлением в зернах квазипериодических полос локализованной деформации. Для описания этого эффекта требуется значительное увеличение констант, входящих в кинетическую модель откольной прочности (пороговое напряжение роста пор увеличивается в 3–4 раза).

2. При развитии поврежденности в волне растяжения, следующей за ударной или квазиизэнтропической волной сжатия ($P = 30$ ГПа) в ряде случаев наблюдается локализация зон поврежденности размером $\sim 2-4$ мм, чередующихся с зонами, не содержащими видимых повреждений. Этот новый эффект, наблюдаемый при сравнительно малой поврежденности ($\omega \sim 0,1-0,16$), пока не имеет однозначного физического объяснения.

3. Постановка экспериментов по нагружению материалов ударной или квазиизэнтропической волной сжатия с последующей разгрузкой в зазор позволяет проследить не только зарождение поврежденности, но и процесс компактирования поврежденного материала волной сжатия.

Список литературы

1. Новиков С. А., Глушак Б. Л., Игнатова О. Н. и др. Влияние размера зерна и типа нагружения на сдвиговую и откольную прочность меди // Сб. тезисов "Shock waves in condensed matter", S.-Petersburg, Russia, 18–23 July, 2004.
2. Апрельков О. Н., Игонин В. В., Игнатова О. Н. и др. Гетерогенное деформирование меди в ударных волнах на субзеренном масштабном уровне // Сб. тезисов "Shock waves in condensed matter", S.-Petersburg, Russia, 18–23 July, 2004.
3. Chhabildas L. C., Asay J. R. Dynamic yield strength and spall strength measurement under quasi-isentropic loading. Conf. Shock Wave and High Strain Phenomena in Materials. New York. 1992. P. 947.
4. Минеев В. Н., Погорелов А. П., Иванов А. Г. и др. Установка для исследования поведения материалов и конструкций при динамических нагрузках // ФГВ. 1978. № 3. С. 129–133.
5. Гаврилов Н. Ф., Иванова Г. Г., Селин В. И., Софронов В. Н. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1982. Вып. 3(11). С. 11–14.
6. Абакумов А. И., Низовцев П. Н., Певницкий А. В., Соловьев В. П. Программный комплекс ДРАКОН для расчета упругопластических течений при ударно-волновом нагружении в двумерном и трехмерном приближении. IV Забабахинские чтения. Докл. межд. конференции. 1995. С. 227–228.
7. Новиков С. А., Игнатова О. Н., Раевский В. А. и др. Влияние интенсивной пластической деформации и ударно-волнового нагружения на прочность меди // VII Харитоновские чтения. Саратов: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
8. Глушак Б. Л., Трунин И. Р., Новиков С. А., Рузанов А. И. Численное моделирование откольного разрушения металлов // Фракталы в прикладной физике / Под ред. А. Е. Дубинова. Арзамас-16: ВНИИЭФ. 1995. С. 59–122.

Peculiarities of Damage Nucleation Stage at Intensive Loading of Copper

Yu. V. Bat'kov, O. N. Ignatova, I. N. Kyazhkina, A. N. Malyshev,
S. S. Nadezhin, P. N. Nizovtsev, V. A. Ogorodnikov, S. A. Novikov,
A. M. Podurets, V. A. Raevsky, V. I. Skokov, I. A. Tereshkina, O. A. Tyupanova

The paper presents results of experimental studies how type of loading (shock or quasi-isentropic waves of compression) influences on nucleation and growth of damage in copper, peculiarities of damage nucleation stage at intensive dynamic loading, results of numerical simulation of processes. The simulation was performed by 1D code and 2D code with use of the relaxation model of strength and the kinetic model of spall fracture.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Динамическое компактирование порошков аморфных сплавов как перспективный способ получения изделий.....</i>	<i>196</i>
---	------------

РАЗДЕЛ

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА



УДК 669.11:621.762.4.04

Динамическое компактирование порошков аморфных сплавов как перспективный способ получения изделий

В. А. Голубев, А. В. Стриканов,
В. Г. Бугров, Г. А. Потемкин,
В. Б. Куделькин, А. В. Голубев,
М. А. Мочалов

Приведены результаты разработки технологии динамического компактирования изделий из порошков аморфных сплавов. Представлено несколько вариантов взрывных устройств с использованием генератора плоской ударной волны для изготовления кольцевых магнитопроводов из порошков магнитомягких аморфных сплавов на основе железа с добавками кремния, бора и меди. Получены и сопоставлены механические, структурно-фазовые, электрические и магнитные характеристики исходных и компактированных аморфных сплавов. Показано, что динамическое компактирование приводит к увеличению магнитной проницаемости по сравнению с исходным порошком аморфного сплава в ~ 15 раз, удельные потери уменьшаются в ~ 4 раза.

Введение

У изготовителей электрооборудования всегда была актуальна проблема снижения энергетических потерь. Последние десятилетия эту проблему решают с помощью применения магнитомягких аморфных металлических сплавов для изготовления элементов электрооборудования. Аморфные магнитомягкие металлические сплавы обладают такими уникальными свойствами, как высокая магнитная проницаемость, низкая коэрцитивная сила и не зависящая от температуры электропроводность. Кроме того, у этих сплавов имеются дополнительные преимущества: высокая механическая вязкость, высокий предел текучести и необычайно высокое сопротивление коррозии [1].

Однако изготовление массивных деталей из аморфных сплавов – довольно непростая задача. Аморфные сплавы чаще всего получают в виде ленты толщиной порядка 25 мкм, в частности, методом закалки из расплава на быстровращающемся охлаждаемом барабане. Для получения аморфного состояния сплава требуется скорость охлаждения не ниже 10^6 градусов в секунду. Из полученной таким образом ленты формируют детали электрооборудования например кольцевые магнитопроводы, при этом формирование деталей сопровождается определенными трудностями, а получаемая пористость деталей довольно значительная.

В последние годы привлекают внимание изделия, изготовленные ударно-волновым компактированием из аморфных лент и порошков [2–8]. Как известно, во фронте ударной волны твердое вещество ведет себя подобно жидкости, поэтому с помощью метода динамического компактирования представляется возможным добиться существенно большей плотности упаковки частиц порошков аморфных сплавов. Большинство публикаций и патентов [2–8] были выполнены в 80–90-х годах прошлого века. С тех пор появились новые магнитомягкие аморфные

сплавы, и начаты подробные исследования с точки зрения наличия в их структуре нанокристаллических образований. Поэтому задача взрывного компактирования порошков аморфных магнитомягких сплавов остается актуальной.

Ниже приведены экспериментальные результаты исследований динамического компактирования порошков аморфных магнитомягких сплавов с помощью химического взрывчатого вещества (ВВ).

Исследуемые материалы

Для проведения исследований были выбраны порошки следующих сплавов: 5БДСР (состав: $\text{Fe}_{84,1}\text{Cu}_{1,3}\text{Nb}_{5,6}\text{Si}_{7,7}\text{B}_{1,3}$) и ГМ414 (состав: $\text{Fe}_{83,4}\text{Cu}_{1,3}\text{Nb}_{5,6}\text{Mo}_{2,8}\text{Si}_{7,7}\text{B}_2$) [9]. Это известные магнитомягкие сплавы, получаемые скоростной закалкой расплава на поверхности быстровращающегося охлаждающего барабана. Их достоинствами являются высокая индукция при низкой коэрцитивной силе, низкие потери на перемагничивание при высоких частотах, близкая к нулю магнитострикция, высокая магнитная проницаемость и высокое удельное электросопротивление. Порошки сплавов получали из ленты измельчением при низкой температуре. При этом частицы порошка имели вид вытянутых осколков пластинчатой чешуйчатой формы толщиной 20 и максимальной длиной 160 мкм. Порошок ГМ414 после размола был термообработан.

Прессуемость порошков

Проведено исследование прессуемости порошков сплавов 5БДСР и ГМ414. Испытания проводили на гидравлическом прессе. Для каждого испытуемого вещества снятие кривой прессуемости проводили двумя способами – со снятием и без снятия усилия прессования. Полученные результаты представлены на рис. 1 и 2.

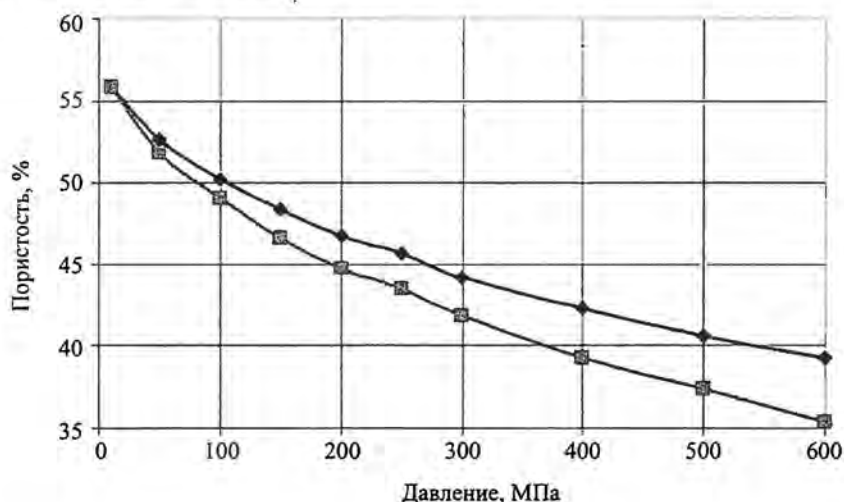


Рис. 1. Зависимость пористости порошка 5БДСР от давления прессования:
 —◆— без нагрузки; —□— под нагрузкой

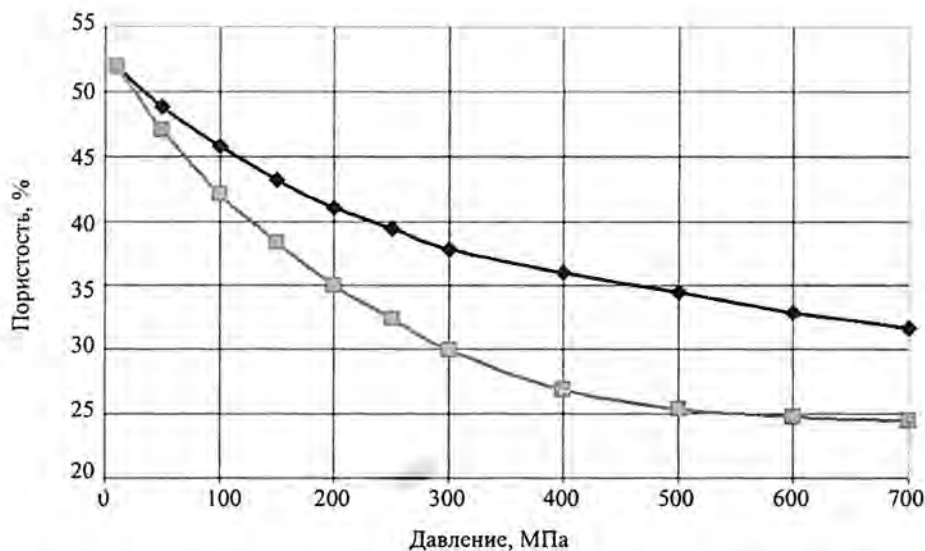


Рис. 2. Зависимость пористости порошка ГМ414 от давления прессования:
 —◆— без нагрузки; —□— под нагрузкой

Из рисунков видно, что при максимальном давлении прессования 700 МПа значение пористости для обоих порошков сплавов составило более 30 % после снятия нагрузки. Следует отметить, что после этой запрессовки порошок свободно высыпался из пресс-формы, т. е. не происходило деформации частиц, достаточной для их сцепления, что свидетельствует о невозможности получения образцов из этих порошков обычным прессованием. Разница в пористости около 5 % (при больших давлениях) между образцом, находящимся под нагрузкой, и образцом без нагрузки свидетельствует о наличии упругости и большого предела прочности частиц порошков, что характерно для аморфных сплавов.

Методика динамического компактирования

Для проведения динамического компактирования порошок аморфного сплава предварительно запрессовывали в ампулу сохранения, схема которой представлена на рис. 3. Ампула сохранения выполняет несколько функций: предохранение получаемого образца от разрушения, исключение загрязнения получаемого образца продуктами взрыва и придание скомпактированному порошку конечной формы.

Для решения задачи ударно-волнового компактирования магнитных материалов и получения компактных кольцевых магнитопроводов реализованы три варианта экспериментальных устройств, позволяющих варьировать в процессе динамического компактирования параметры ударных волн и размеры компактируемых образцов, их диаметры и толщины.

На рис. 4 представлено взрывное устройство с варьируемой плотностью ВВ. Заряд ВВ 5, инициируемый электродетонатором 8, размещается в толстостенном стальном корпусе 1 с навинчивающейся крышкой 7. На дне корпуса 1 под зарядом из ВВ 5 располагается ампула сохранения 2, 3 с компактируемым образцом 4. Заряд с варьируемой плотностью, прилегающий к ампуле сохранения, имел плотность от 0,5 до 1,7 г/см³. В этих условиях скорость детонации заряда составляла от 3,5 до 7,6 км/с. Варьируя плотностью заряда, получали различное давление во фронте ударной волны, входящей в ампулу сохранения. Давление в точке Жуге при этом варьировалось от 1,56 до 24,8 ГПа.

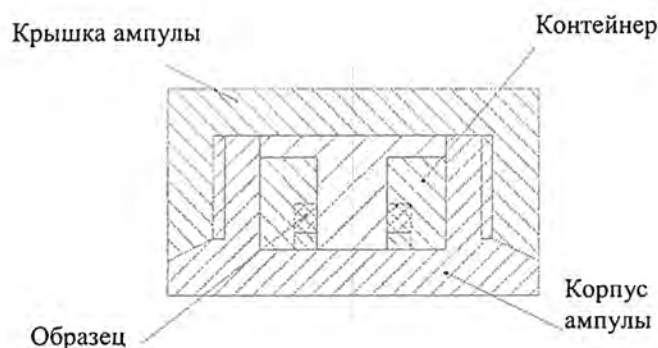


Рис. 3. Схема ампулы сохранения

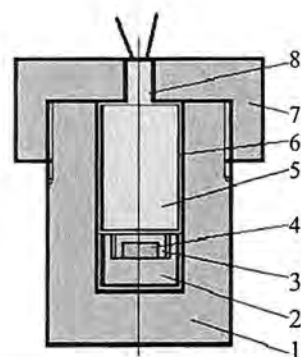


Рис. 4. Взрывное устройство с варьируемой плотностью взрывчатого вещества: 1 – корпус; 2 – корпус ампулы; 3 – колпачок ампулы; 4 – испытуемый материал; 5 – заряд ВВ; 6 – гильза; 7 – крышка корпуса; 8 – электродетонатор

На рис. 5 представлена фотография этой взрывной сборки в разобранном состоянии: корпус, крышка и ампула сохранения, а на рис. 6 – фотография взрывной сборки после испытаний. Можно заметить, что ампула сохранения сохранила свою целостность. На рис. 7 приведен второй вариант взрывного устройства с плоской детонационной волной, создающей пенополистироловой линзой с большой рабочей зоной, позволяющей компактировать кольцевые магнитопроводы с внешним диаметром до 80 мм.



Рис. 5. Фотография взрывного устройства с варьируемой плотностью взрывчатого вещества в разобранном состоянии (до испытания)



Рис. 6. Фотография взрывного устройства с варьируемой плотностью взрывчатого вещества (после испытания)

На основание 7 устанавливается шашка из ВВ 5, к которой приклеивается линзовый заряд 1. Возбуждение детонации заряда 5 происходит от пенополистироловой линзы 2, которая, в свою очередь, задействуется от электродетонатора 3. Под действием взрыва заряда 5 взрывчатого вещества ГТК-70 и преодоления продуктами взрыва воздушного зазора в 7 мм в стальной преграде ампулы сохранения создается давление, значение которого зависит от толщины ВВ: при слое ВВ высотой 10 мм давление составляет примерно 10,5 ГПа, а при слое ВВ высотой 20 мм – 12,5 ГПа.

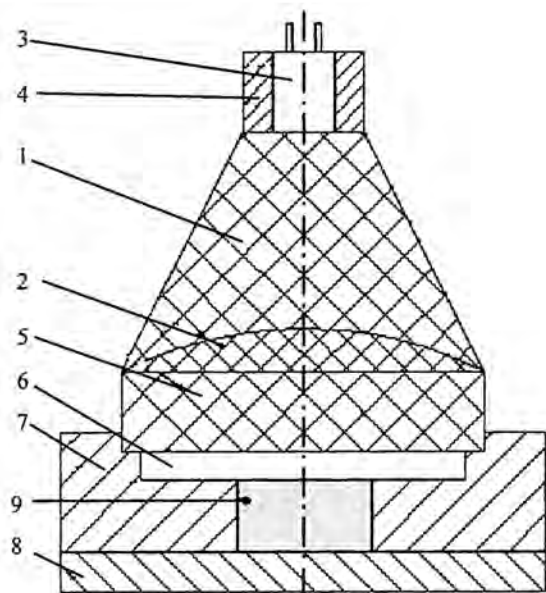


Рис. 7. Схема взрывного устройства с плоской детонационной волной, создающейся пенополистироловой линзой: 1 – заряд ВВ; 2 – линза; 3 – ЭД; 4 – розетка; 5 – шашка ВВ; 6 – воздушный зазор; 7, 8 – стальные пластины; 9 – ампула сохранения

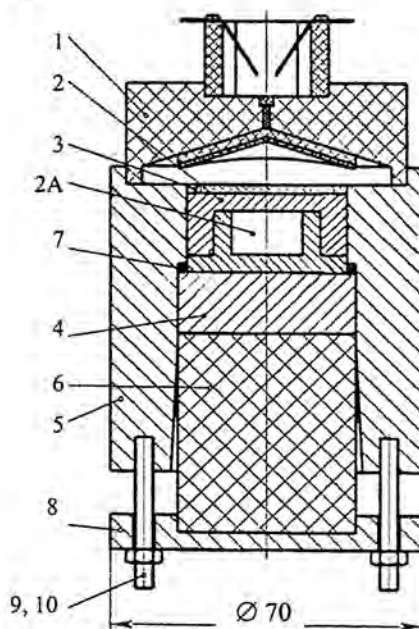


Рис. 8. Схема взрывного устройства: 1 – генератор плоской ударной волны; 2 – ампула сохранения; 2А – исследуемый образец; 3 – заряд ВВ; 4 – диск (стальной); 5 – корпус (стальной); 6 – демпфер (пенополиуретан); 7 – кольцо (сталь); 8 – поддон (сталь); 9, 10 – шпилька, гайка

Основную часть экспериментов по компактированию осуществляли в устройстве с фольговым линзовым зарядом, представленном на рис. 8 (аналогичное устройство приведено в [10]). Давление в ампуле сохранения 2, содержащей исследуемый образец 2А, создается зарядом ВВ толщиной 2–10 мм. В заряде ВВ 3 диаметром 38 мм и высотой 2–10 мм создается плоская детонационная волна с помощью генератора плоской ударной волны 1. Высота заряда 3 регулируется кольцом 7. Диск 4 из стали и демпфер 6 с поддоном 8 выбирались с таким расчетом, чтобы максимальные разрушающие напряжения концентрировались вне ампулы сохранения. Наружный корпус 5 сборки был изготовлен из стали Ст3. Между поддоном и диском расположен цилиндрический пенополиуретановый демпфер, который является хорошим амортизатором для камеры сохранения и способствует получению качественных образцов из магнитных материалов после ударно-волнового воздействия.

На рис. 9 представлена фотография ампулы сохранения до и после ударно-волнового нагружения. На фотографии видно, что ампула сохранения после ударно-волнового нагружения сохранила свою целостность.

Полученное изделие (в нашем случае кольцевой магнитопровод) извлекали из ампулы сохранения методом выгачивания на токарном станке. На рис. 10 показана фотография образца, извлеченного из ампулы сохранения. На фотографии заметно, что образец довольно хорошо сформирован.



Рис. 9. Ампула сохранения до (справа) и после (слева) ударно-волнового нагружения



10. Образец, извлеченный из ампулы сохранения

Плотность частиц порошков сплавов

Проведено определение плотности частиц порошков сплавов и скомпактированных образцов методом гидростагического взвешивания. Методика определения плотности основана на определении величины выталкивающей силы порошкообразного вещества, помещенного в специальную кювету, при взвешивании образца в жидкости. Методика подробно описана в [11].

В результате измерения плотности частиц порошков сплавов получены следующие значения: для сплава 5БДСР – $7,13 \text{ г/см}^3$ (коэффициент вариации 0,42 %) и для сплава ГМ414 – $7,26 \text{ г/см}^3$ (коэффициент вариации 0,37 %).

Металлографические исследования

Металлографические исследования порошка и материала образца проводили на шлифах, изготовленных по общепринятой методике. Исследования и фотографирование микроструктуры порошка, а также материала образца проводили на металлографическом микроскопе НЕОРНОТ-32 и анализаторе изображений SIAMS-600.

Микроструктура исходного порошка представлена на рис. 11. На рисунке видно, что порошок в сечении имеет вид вытянутых осколков пластинчатой формы. При исследовании внешнего вида частиц порошка без приготовления шлифа выявлено, что они имеют вид плоских осколков.



Рис. 11. Исходный порошок ($\times 100$)



Рис. 12. Микроструктура материала образца после проведения компактирования ($\times 200$)

На рис. 12 представлена фотография структуры скомпактированного образца. Наблюдается достаточно плотная микроструктура с двумя характерными зонами: зона с зернисто-ячеистым строением и зона, в которой обнаружены скомпактированные частицы исходного порошка с нечеткими границами их раздела.

Определение магнитных характеристик образцов

Для измерения динамических характеристик магнитомягких материалов использовался один из вариантов электромагнитного метода. Суть метода заключается в том, что на исследуемый образец магнитного материала, выполненный в виде кольца, наматываются две обмотки: намагничивающая и измерительная. При пропускании по намагничивающей обмотке переменного тока в образце возникает переменное магнитное поле. Благодаря этому в измерительной обмотке появляется ЭДС, величина которой пропорциональна производной от магнитного потока, пронизывающего исследуемый образец.

В процессе работы для сравнения со скомпактированными образцами исследовались магнитные характеристики магнитопроводов, изготовленных засыпкой порошками из сплавов 5БДСР и ГМ414. Засыпку порошков и их подпрессовку производили в пустотелые тороиды, изготовленные из капролактана. Примеры результатов измерений представлены на рис. 13–16.

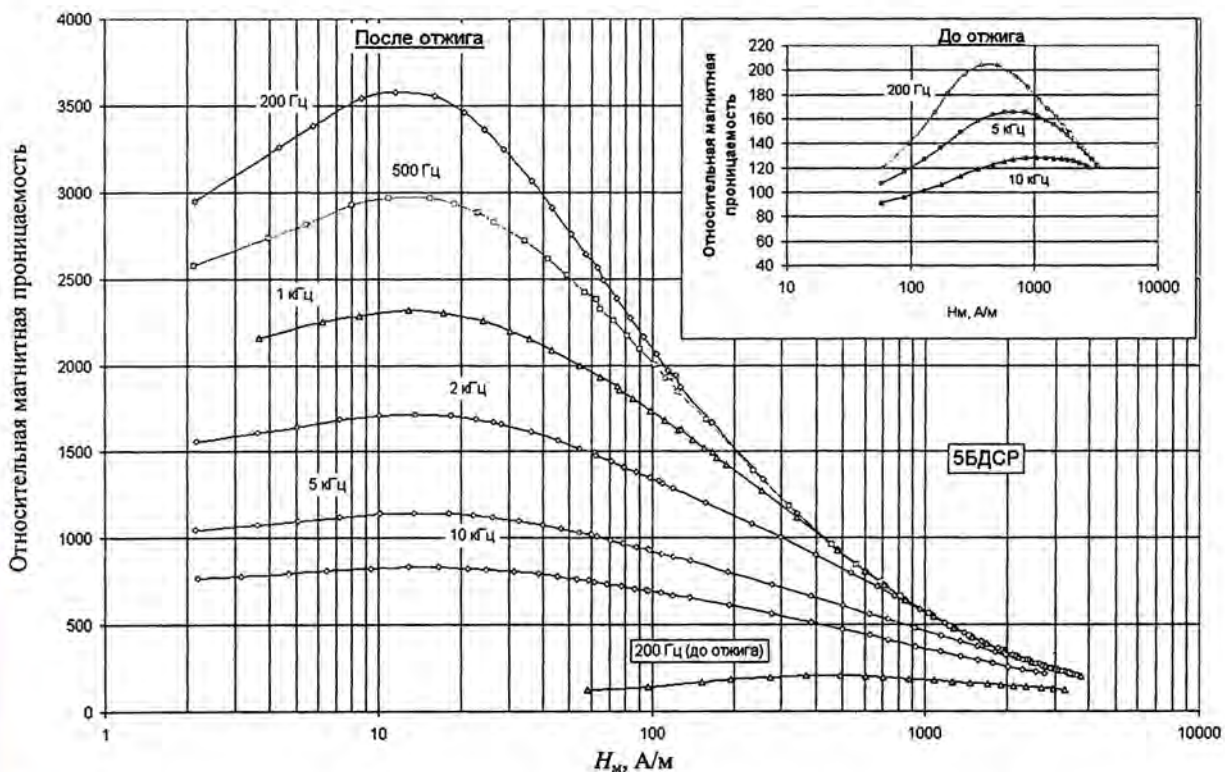


Рис. 13. Зависимость магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля магнитопровода, предварительно скомпактированного взрывным способом из аморфного сплава, термообработанного при температуре 530 °С в течение 0,5 ч при частотах 0,2–10 кГц

В целом компактирование аморфных магнитомягких порошков ГМ414, 5БДСР начинается при давлении за фронтом ударной волны ~ 3 ГПа, т. е. при толщине ВВ, равной ~ 2 мм, мы уже получаем магнитопроводы с удовлетворительным сцеплением частиц порошка. С увеличением толщины ВВ до 4–10 мм плотность компактов увеличивается, а магнитные свойства улучшаются только у сплава 5БДСР.

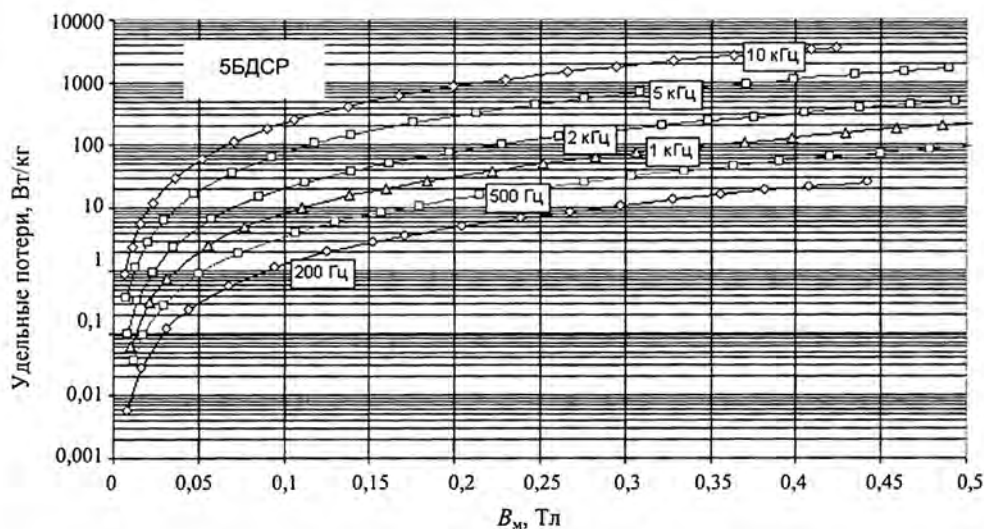


Рис. 14. Зависимость удельных потерь от магнитной индукции после ударно-волнового компактирования магнитопровода из сплава 5БДСР при частотах 0,2–10 кГц

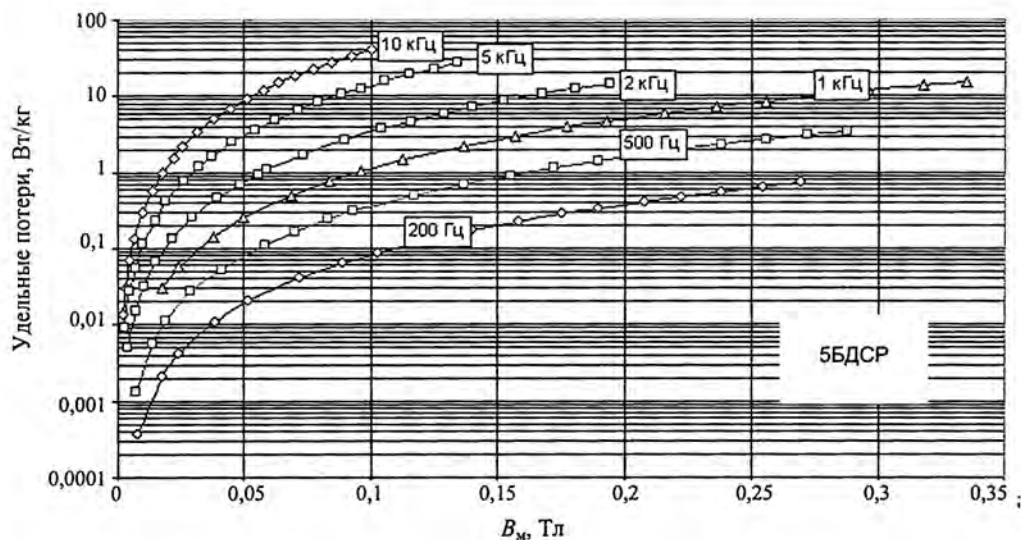


Рис. 15. Зависимость удельных потерь от магнитной индукции скомпактированного образца из сплава 5БДСР после термообработки при температуре 530 °С в течение 0,5 ч при частотах 0,2–10 кГц

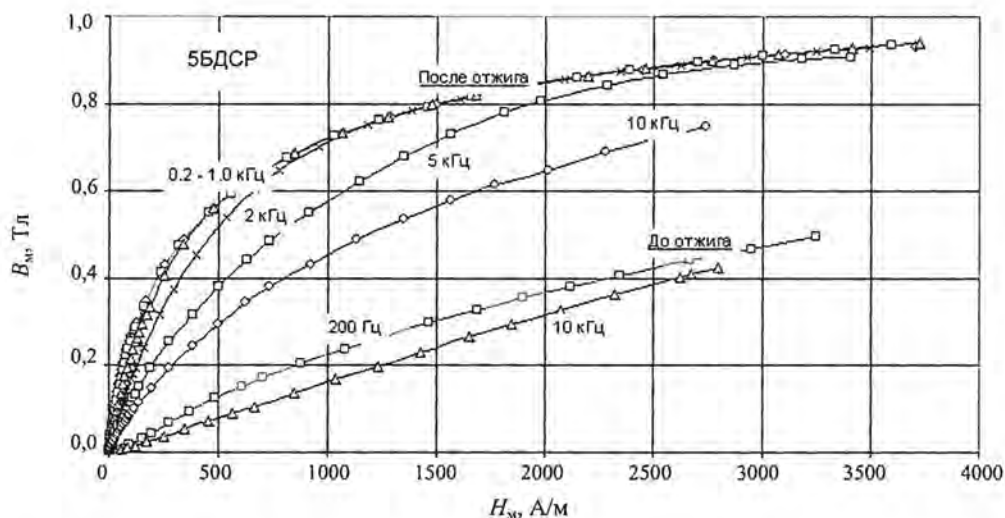


Рис. 16. Зависимость магнитной индукции от напряженности магнитного поля скомпактированного магнитопровода из сплава 5БДСР до и после термообработки при температуре 530 °С в течение 0,5 ч при частотах 0,2–10 кГц

Обсуждение результатов

Основные результаты по измерению магнитных характеристик скомпактированных ударно-волновым методом образцов аморфных сплавов 5БДСР и ГМ414 представлены ниже в таблице. Для сравнения в таблице приведены результаты измерения магнитных характеристик исходных и скомпактированных магнитопроводов после термической обработки (при температуре 530 °С в течение 0,5 ч) и термомагнитной обработки в магнитном поле $H = 2000$ А/м и при температуре 530 °С в течение 0,5 ч.

Таблица наглядно показывает, что ударно-волновое компактирование аморфных магнитомягких сплавов приводит к увеличению магнитной проницаемости магнитопроводов от 14 до 21 раза для 5БДСР во всех случаях компактирования (в том числе и с предварительным вакуумированием ампулы сохранения) и в 7,3–8,2 раза для ГМ414 (в том числе и для трехкратного ударно-волнового компактирования).

Термическая обработка заготовки существенно (в 10–18 раз) повышает магнитную проницаемость получаемых изделий, при этом в 5–12 раз уменьшаются удельные потери. Термическая обработка в магнитном поле повышает магнитную проницаемость получаемых изделий по сравнению с обычной термической обработкой на 3 %.

Таким образом, взрывное динамическое компактирование является эффективным способом изготовления кольцевых магнитопроводов из порошков магнитомягких сплавов. Скомпактированные и термообработанные кольца из сплава 5БДСР имеют примерно в 240 раз лучшую магнитную проницаемость по сравнению с исходным порошком.

Авторы благодарят В. К. Чернышева, В. Е. Коломийцева, С. А. Морозова за полезные обсуждения результатов исследований, А. И. Краева за ряд конструктивных решений, а также Н. С. Стриканову и Л. Б. Мокрушину за помощь в оформлении данной работы.

Работа выполнена по проекту МНТЦ № 1751.

Результаты измерения магнитных характеристик исходных и скомпактированных магнитопроводов

Материал	Состояние материала	Толщина ВВ, мм	Максимальная относительная магнитная проницаемость	Удельные потери, Вт/кг	
				$f = 0,2$ кГц $B = 0,5$ Тл	$f = 10$ кГц $B = 0,2$ Тл
Fe _{84,1} Cu _{1,3} Nb _{5,6} Si _{7,7} B _{1,3} (5БДСР)	Исходный порошок	–	14,9	1,6*	80*
	Заготовка после компактирования	4	205	35	860
		6	305	24	900
	Заготовка после компактирования с предварительным вакуумированием ампулы сохранения	6	250	15,8	670
	Изделие после термообработки заготовки при температуре 530 °С в течение 0,5 ч	4	3600	2,8	180
		6	3200	4,5	250
Изделие после термообработки заготовки при температуре 530 °С в магнитном поле напряженностью 2000 А/м в течение 0,5 ч	4	3700	2,9	190	
Fe _{83,4} Cu _{1,3} Mo _{2,8} Nb _{2,8} Si _{7,7} B ₂ (ГМ414)	Исходный порошок	–	18,8	–	–
	Заготовка после компактирования	2	160	80**	300
			155	60**	310
		4	140	65**	320
	Заготовка после трехкратного компактирования	4	137	70**	280
	Изделие после термообработки заготовки при температуре 530 °С в течение 0,5 ч в магнитном поле напряженностью 2000 А/м в течение 0,5 ч	2	343	–	224***
358			–	185***	

*Для $B = 0,06$ Тл; ** для $f = 0,5$ кГц; *** для $B = 0,1$ Тл.

Список литературы

1. Аморфные металлические сплавы / Под ред. Ф. Е. Люборского, перевод с англ. М.: Металлургия, 1987.
2. Нестеренко В. Ф. Возможности ударно-волновых методов получения и компактирования быстрозакаленных материалов // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 22, № 6. С. 85.
3. Роман О. В., Богданов А. П., Волошин Ю. Н. и др. Структура и свойства аморфного порошкового материала после взрывного нагружения // Металловедение и термическая обработка металлов. 1983. № 10. С. 57.

4. Takagi M., Kawamura Y., Araki M et al. Preparation of bulk amorphous alloys by explosive consolidation and properties of the amorphous bulk // Mater. Sci. and Eng. 1988. 98. P. 457–460.
5. Волошин М. Н., Новакова А. А., Марков А. И. и др. Влияние динамического компактирования на микроструктуру аморфного сплава Fe-B-Si-C // Физика и химия обработки материалов. 1990. № 5. С. 118–124.
6. Jinyuan L., Baoron A., Tongxia L. and others. $M_{80}S_{20}$ metallic powders and its explosive consolidation // J. Mater. Sci. 1989. 24. N 5. P. 1753–1756.
7. Пат. 4490329 США, МКИ³ В 22F 1/00; В22F 1/02. Implosive consolidation of a particle mass including amorphous material / Alan W.Hare, Lawrence E. Murr, Paul F. Carlson // Dec. 25, 1984.
8. Пат. 4612161 США, МКИ³ В 22F 3/08. Fabrication of metallic glass structures / Carl F. Cline // Sep. 16, 1986.
9. Стародубцев Ю. Н., Безозеров В. Я. Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов. Екатеринбург: Изд-во УрГУ, 2002.
10. Фундаментальные исследования РФЯЦ-ВНИИЭФ в области высоких плотностей энергии. Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ". 2003. С. 5.
11. Пат. 2038576 Россия, МКИ³ G 01N 9/10. Способ определения плотности твердых тел / В. Н. Лашков, В. С. Власова // БИ. 1995. № 18.

Dynamic Compacting of Powders of Some Amorphous Alloys

V. A. Golubev, A. V. Strikanov, V. G. Bugrov, G. A. Potemkin, V. B. Kudel'kin,
A. V. Golubev, M. A. Mochalov

Results of development of technology for dynamic compacting of products from amorphous alloys powders are demonstrated. The several versions of explosive devices using plane shock wave generator to produce circular magnetic conductors from powders of m-metal amorphous alloys on the basis of Fe with Cu, Si, B additives are shown.

The mechanical, structural-phase, electrical and magnetic properties of both initial and compacted amorphous alloys were obtained and compared as a result of the works performed. It was stated that dynamic compacting leads to ~ 15 times increase of magnetic conductivity with respect to initial amorphous alloys powder, besides the specific losses decrease by ~ 4 times.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Экспресс-методы определения плотности загрязнения местности ураном-238.....</i>	<i>210</i>
--	------------

РАЗДЕЛ



**ИЗОТОПЫ
ВОДОРОДА —
ФИЗИЧЕСКАЯ
ХИМИЯ,
БЕЗОПАСНОСТЬ,
ЭКОЛОГИЯ**

УДК 546.791+536.45

Экспресс-методы определения плотности загрязнения местности ураном-238

На основе анализа радиометрических свойств обедненного урана (урана-238) предлагаются экспресс-методы определения параметров загрязнения местности. Методы основаны на регистрации собственного излучения урана-238, приводятся результаты экспериментальной отработки этих методов. Приводятся предложения по аппаратуре измерений параметров радиоактивного загрязнения местности обедненным ураном.

Л. Ф. Беловодский, Д. И. Полев

Введение

Уран, обедненный по изотопу U-235 до 0,3–0,4 % (далее по тексту уран-238, обедненный уран), широко используется в различных отраслях промышленности, науки и военной техники. В настоящее время в различных регионах мира образовались значительные территории, загрязненные ураном-238. К таким территориям относятся прежде всего открытые места хранения отходов уранового производства, а также территории, где велись военные действия с применением боеприпасов (рис. 1, 2), в состав которых входит уран-238 (например, Югославия, Ирак) [1–4]. Несмотря на то что уран-238 слабо радиоактивен по сравнению со многими другими техногенными радионуклидами, его высокая концентрация в почве и других объектах окружающей среды представляет опасность для населения, проживающего в непосредственной близости от загрязненных территорий. Традиционно содержание урана-238 в почве определяется в лабораторных условиях путем его химического выделения из пробы и последующим измерением аналитической навески различными методами (радиометрическим, колориметрическим, масс-спектрометрическим). Обследование и картографирование территорий большой площади неизбежно приводит к отбору большого количества проб. Но лабораторные работы для большого количества проб по указанной технологии требуют много времени и средств. В связи с этим разработка экспресс-методов определения параметров радиоактивного загрязнения местности (РЗМ) ураном-238 на участках большой площади является весьма актуальной задачей.



Рис. 1. 120-мм танковые снаряды с обедненным ураном производства США



Рис. 2. Последствия взрыва боеприпасов с обедненным ураном на военной базе Doha вблизи Кувейт-Сити 11 июля 1991 г.

Радиометрические свойства урана-238

Основной вклад в радиоактивность обедненного урана вносит изотоп урана-238, находящийся в равновесии с продуктами своего распада торием-234 и протактинием-234. Кроме урана-238 в состав материала входит изотоп урана-234, который также является продуктом распада урана-238. Отношение активностей этих изотопов: $U-238:U-234 \sim 2:1$. Отношение активностей изотопов урана-238 и урана-235 в составе обедненного урана: $U-238:U-235 \sim 40:1$.

Радиометрические характеристики изотопов, входящих в состав обедненного урана, представлены в табл. 1 [5]. Из-за незначительного вклада в общую активность материала изотоп урана-235 (с продуктами распада) в таблицу не включен.

Таким образом, на 1 распад обедненного урана приходится 2 β -частицы и 1,5 α -частицы. Сопутствующее гамма-излучение – низкоэнергетическое, достаточно слабое (не более 0,2 γ -кванта на распад). Активность 1 г обедненного урана составляет $1,9 \cdot 10^4$ Бк.

Радиометрические характеристики обедненного урана

Изотоп	Период полураспада	Бета-излучение		Альфа-излучение		Гамма-излучение (основные линии)		Отношение активности изотопа к U-238
		$E_{\beta_{\max}}$, кэВ	Выход на распад	E_{α} , кэВ	Выход на распад	E_{γ} , кэВ	Выход на распад	
U-238	$4,47 \cdot 10^9$ лет			4182 4135	0,77 0,23		Незначительно	1:1
Th-234	24,1 сут	103	0,35			63	0,06	1:1
		190	0,65			92,5	0,07	
Pa-234	1,2 мин	2300	~ 1				Незначительно	1:1
U-234	$2,44 \cdot 10^5$ лет			4768 4717	0,72 0,28		Незначительно	1:2

Методы определения урана-238

Под экспресс-методами понимаются радиометрические методы определения параметров РЗМ ураном-238 либо непосредственно на точке измерения (радиометрические съемки), либо в условиях мобильной лаборатории (лабораторные анализы в полевых условиях). Эти методики не требуют сложного (стационарного) аналитического оборудования, сложной подготовки проб, что значительно сокращает время получения результатов по параметрам РЗМ. Конечно, рассматриваемые экспресс-методы значительно проигрывают лабораторным методикам определения урана-238 и по чувствительности, и по точности. Но в ряде случаев оперативность получения информации по РЗМ имеет более важное значение, чем высокая точность результатов.

К параметрам РЗМ ураном-238, которые определяются с помощью полевых экспресс-методов, можно отнести:

- плотность загрязнения почвы;
- плотность выпадения радионуклида;
- весовое содержание радионуклида в почве (или удельная активность радионуклида в грунте).

Как видно из табл. 1, уран-238 предпочтительнее регистрировать по α - и β -излучению. Однако из-за малого пробега α -частиц (около 3 см в воздухе) и других факторов (влажность воздуха, осадки, запыленность и т. д.) количественные определения параметров РЗМ в полевых условиях по α -излучению практически невозможны.

Методы, основанные на регистрации β -излучения, являются наиболее чувствительными для определения параметров РЗМ ураном-238 в полевых условиях, поскольку бета-излучение урана наиболее интенсивное из всех видов излучения и обладает достаточной проникающей способностью (полный пробег в воздухе β -частиц с энергией 2300 кэВ составляет ~ 12 м, с энергией 190 кэВ ~ 30 см).

Из-за небольшой интенсивности γ -излучения обедненного урана применение γ -съемки ограничено при небольших значениях параметров РЗМ. Оценено, что при измерении гамма-излучения значение превышения мощности дозы над фоном в 15 мкР/ч обусловлено значением поверхностной плотности обедненного урана ~ 10^{-4} г/см². В принципе можно использовать полевые гамма-методы для определения весового содержания (удельной активности) и плотности за-

загрязнения почвы ураном-238 при его содержании в почве не менее 1 г/кг. При применении γ -спектрометрической съемки чувствительность возрастает в несколько раз, но также увеличивается и время измерения в одной точке.

Таким образом, в качестве экспресс-методов определения параметров РЗМ ураном-238 можно рассматривать следующие:

– бета-методы определения параметров РЗМ как непосредственно на месте загрязнения, так и в условиях полевой лаборатории;

– гамма-метод в модификации пешеходной γ -съемки и γ -спектрометрической съемки для определения весового содержания (удельной активности) или плотности загрязнения почвы при достаточно высоком содержании урана-238.

Очевидно, что главной задачей для любого экспресс-метода является установление экспериментальной зависимости зарегистрированной скорости счета от фактического значения параметра РЗМ. Здесь большую роль играет тип используемых детекторов: их размеры, эффективность регистрации частиц различных энергий, собственный фон счетчиков и т. д. При разработке методик под конкретную аппаратуру эти и другие факторы следует учитывать в процессе калибровки. Для этих целей требуется изготовление калибровочных моделей, имитирующих измерение параметров РЗМ ураном-238 в полевых условиях. В процессе разработки методик определения параметров РЗМ это является, пожалуй, наиболее трудоемким и сложным этапом.

Результаты экспериментальной отработки экспресс-методов

Ниже приводятся результаты экспериментальной отработки экспресс-методов определения урана-238, полученные в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Методики, основанные на регистрации бета-излучения в полевых условиях, разрабатываются довольно давно. В частности, установлена экспериментальная зависимость между содержанием урана-238 в слое почвы толщиной 1 см (геометрия "толстого" слоя) и регистрируемой плотностью потока β -частиц для радиометра РУП-1 (с детектором на основе газоразрядного счетчика СБТ-10):

$$Q = (5,5 \pm 2,1) N_{\beta},$$

где Q – содержание урана в почве, мг/кг; N_{β} – интенсивность β -излучения, измеряемая прибором РУП-1, част./($\text{мин} \cdot \text{см}^2$).

На основании этой зависимости предложена методика определения содержания обедненного урана в почве по интенсивности β -излучения с помощью прибора РУП-1. На рис. 3 представлены расчетный (гистограмма) и экспериментальный (сплошная линия) спектры альфа-излучения обедненного урана. Экспериментальный спектр получен для геометрии "толстого" слоя. Наблюдается хорошая сходимость между расчетным и экспериментальным спектрами по форме, а также по интенсивности для основных линий альфа-излучения.

В последнее время отрабатывались радиометрические экспресс-методы измерения плотности выпадения урана-238. В одном из опытов проводились измерения плотности потока β -частиц (β -радиометрический метод) и скорости счета в области энергий γ -излучения урана-238 (γ -спектрометрический метод) до и после опыта. В качестве измерительных средств использовались радиометр САВ с блоками детектирования на основе счетчиков Гейгера – Мюллера (производство Франции) и гамма-спектрометр SM-512 (производство Германия) со сцинтилляционными блоками детектирования NaI(Tl).

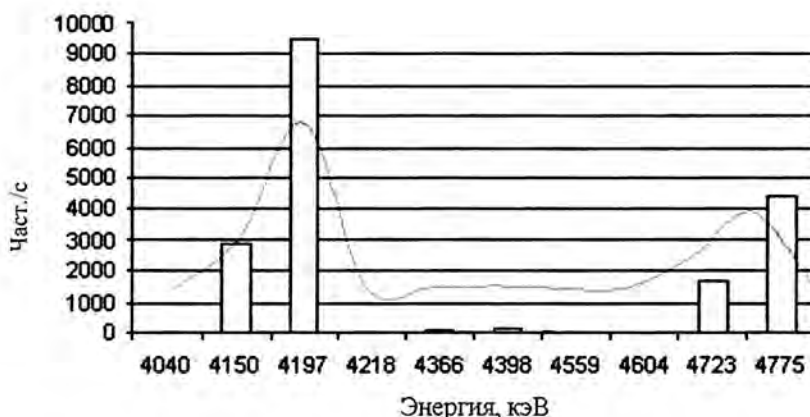


Рис. 3. Расчетный (гистограмма) и экспериментальный (сплошная линия) спектры альфа-излучения обедненного урана. Расчетный спектр нормирован на массу 1 г

Разница в результатах измерений до и после опыта должна соответствовать плотности выпадения урана-238, которая определялась по планшетной съемке лабораторными методами. Результаты радиометрических измерений и последующего сопоставления с лабораторными анализами показали, во-первых, хорошую сходимости данных β -радиометрических и γ -спектрометрических измерений, а во-вторых, устойчивую корреляцию между полевыми радиометрическими измерениями и данными лабораторных анализов.

На рис. 4 приведена корреляционная зависимость плотности выпадения урана и разницы интенсивности бета-излучения до и после опыта. Коэффициент корреляции составляет 0,7. Приведенное на рисунке уравнение линейной регрессии, полученное по методу наименьших квадратов, безусловно, не должно рассматриваться как окончательное, так как получено для относительно небольшого числа значений. Тем не менее полученная достаточно устойчивая корреляционная связь свидетельствует о том, что радиометрические методы можно использовать для оценки плотности выпадения урана-238.

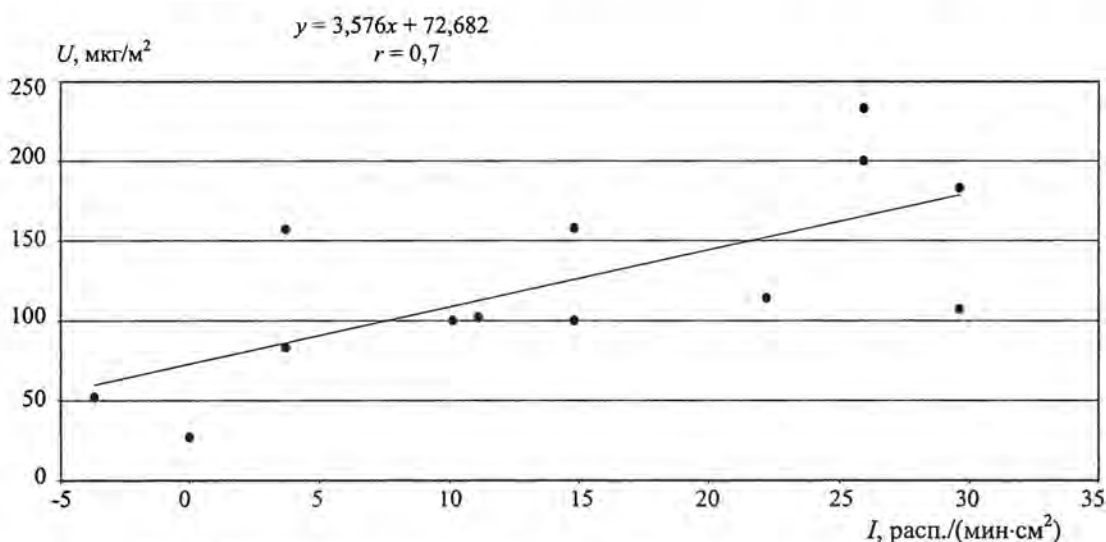


Рис. 4. Корреляционная зависимость между плотностью выпадения урана и интенсивностью бета-излучения, обусловленной выпадением урана-238

На рис. 5 приведены расчетный и экспериментально полученный спектры гамма-излучения урана-238. Наблюдается удовлетворительная сходимость расчетного и экспериментального спектров. С достаточной степенью достоверности были зафиксированы превышения средних скоростей счета над фоновыми для наиболее интенсивных по выходу гамма-квантов с энергией $E_\gamma = 63$ кэВ и $E_\gamma = 92,5$ кэВ, обусловленных Th-234.

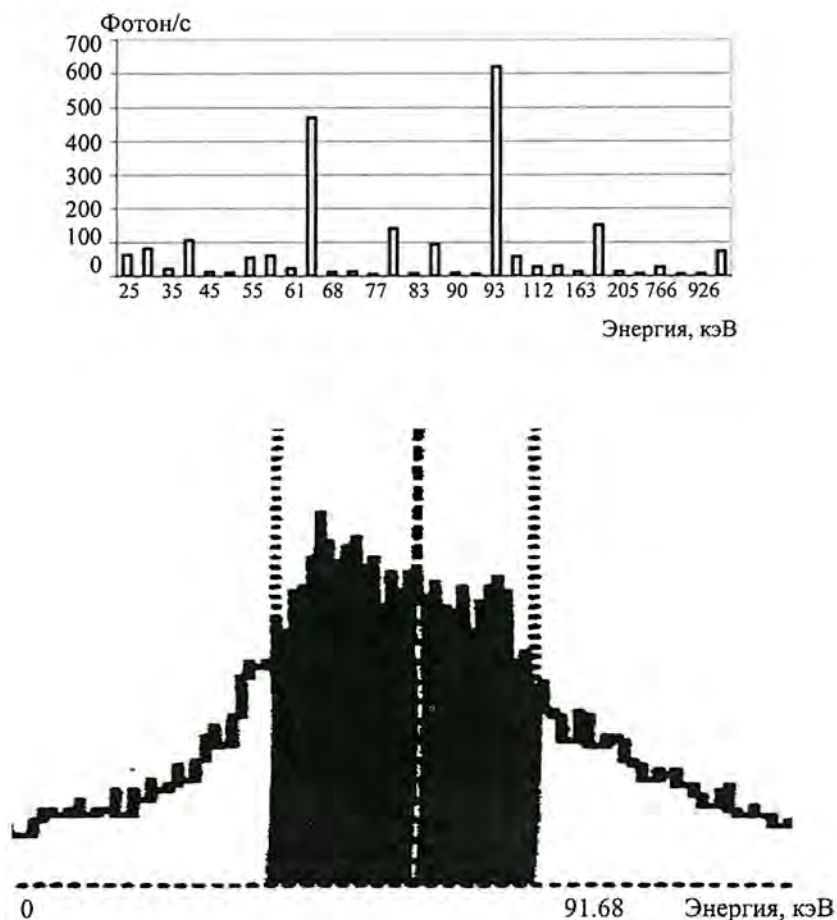


Рис. 5. Спектр гамма-излучения урана-238: вверху – расчетный спектр (нормированный на массу 1 г); внизу – измеренный спектр

Полученные значения средних скоростей счета γ -квантов хорошо согласуются с результатами измерений плотности потока β -частиц (табл. 2).

Таблица 2

Соотношение скорости счета γ -квантов и плотности потока β -частиц

фон, γ_ϕ	Скорость счета γ -квантов		Плотность потока β -частиц		β_ϕ/γ_ϕ	β/γ
	обусловленная попаданием U-238, γ	фон, β_ϕ	обусловленная попаданием U-238, β	фон, β_ϕ		
2,05	4,77	33,3	59,2	16,2	12,4	
1,54	2,75	22,2	37	14,4	13,5	

Из сравнения отношений скоростей счета γ -квантов и плотностей потока β -частиц Q_2/Q_1 для одноименных точек видно, что различие прироста измеряемых характеристик не превышает 20 %.

По результатам исследований были разработаны рекомендации по выбору средств измерения параметров РЗМ ураном-238. Характеристики этих средств представлены в табл. 3.

Таблица 3

Технические характеристики средств измерения параметров РЗМ ураном-238

Тип прибора	Измеряемый параметр	Детектор	Энергетический диапазон	Диапазон регистрации
МКС-01Р1	Плотность потока β -частиц на местности и на планшетах	Сцинтиллятор антрацен, $S_{\text{окна}} = 37 \text{ см}^2$	0,05–3 МэВ $E_{\beta\text{max}}$	$1-3 \cdot 10^7$ част.мин ⁻¹ ·см ⁻²
С.А.В.	Плотность потока β -частиц на местности и на планшетах	Пропорциональный счетчик GM 3В17СМ, $S_{\text{окна}} = 20 \text{ см}^2$	0,25–3 МэВ $E_{\beta\text{max}}$	$4-3,7 \cdot 10^7$ част.мин ⁻¹ ·см ⁻²
СРП-98	Плотность потока β -частиц на местности и на планшетах	БДБГА-01 (сцинтилляционный NaI(Tl))	0,1–3 МэВ $E_{\beta\text{max}}$	0,01–120 част.с ⁻¹ ·см ⁻²
ДРБП-03	Плотность потока β -частиц на местности и на планшетах	Газоразрядные счетчики	0,15–3,5 МэВ $E_{\beta\text{max}}$	$0,1-10^3$ част.с ⁻¹ ·см ⁻²
SM-512 (512-канальный анализатор)	γ -спектрометрические измерения	NaI(Tl) 76 × 76 мм; NaI(Tl) 76 × 10 мм	0,05–2,6 МэВ; 5–300 кэВ	Макс. скорость счета в канале – 130000 имп./с
БДБ2-02-И2	Плотность потока β -частиц на планшетах	Пропорциональные счетчики СИ8Б, $S_{\text{окна}} = 150 \text{ см}^2$	0,15–2,5 МэВ $E_{\beta\text{max}}$	$4-4 \cdot 10^3$ част.мин ⁻¹ ·см ⁻²

Заключение

Наилучшими возможностями обладают методы, основанные на регистрации β -излучения обедненного урана как в модификации полевой β -съемки, так и в условиях полевой лаборатории. Метод, основанный на регистрации α -излучения, можно применять в условиях полевой лаборатории. Применение γ -методов для определения параметров РЗМ обедненным ураном ограничено, их можно использовать только при достаточно высоких значениях.

Список литературы

1. Blash E. B., Stuckenbroeker G., Lusky R. The use of uranium as a shielding material // Nuclear Engineering and Design. 1970. Vol. 13. P. 146–182. North-Holland Publishing Company.
2. Gunther S. H. The Gulf War Syndrome, a parallel to Chernobyl: Documentation of the aftermath's of the Gulf War // Presented at Roundtable Conference Opinion on Depleted Uranium and Cancers in Iraq, 1 Whitehall Place, London. July 1999.

3. Catalinotto J. After DU kills NATO soldiers: Pentagon's toxic damage of Balkans exposed // International Action Center, New York, 15 January 2001.
4. Eaton J. Ecological and Health Consequences of the NATO Bombing of Panchevo and other Petrochemical Industrial Complexes // International Tribunal for U.S./NATO War Crimes in Yugoslavia, 10 June 2000.
5. Новиков Г. Ф. Радиометрическая разведка. Л.: Недра, 1989.

Express Methods to Estimate the Density of Ground Contamination by Uranium-238

L. F. Belovodski, D. I. Polev

Express methods developed to estimate the parameters of ground contamination using the analysis of radiometric properties of uranium-238 are presented in the work. The methods rely on recording self-radiation of uranium-238. The results obtained from experimental validation of these methods are given. The equipment for measuring the contamination parameters is discussed.

СОДЕРЖАНИЕ

*Разработка технологии глубокой вытяжки коробчатых
деталей с широким фланцем..... 220*

*Прогнозирование процессов ползучести
и релаксации напряжений пенопласта ПС-1
различной плотности..... 226*

РАЗДЕЛ

МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ



Разработка технологии глубокой вытяжки коробчатых деталей с широким фланцем

И. Н. Поздов, К. И. Поздов

Рассмотрены два разработанных в отделе ВНИИЭФ способа глубокой вытяжки коробчатых деталей с широким фланцем. Применение указанных способов вытяжки позволяет более чем в два раза увеличить глубину вытяжки коробчатых деталей по сравнению с существующими способами вытяжки.

Вытяжка коробчатых деталей является сложным процессом листовой штамповки, так как в данном случае деформация вытягиваемого материала вдоль периметра коробчатой детали переменно. При вытяжке деталей коробчатой формы с фланцем весьма большое значение имеет величина радиусов сопряжения боковых стенок коробки, так как для малых радиусов резко увеличиваются неравномерность деформаций и интенсивность напряжений в углах коробки, которые в этом случае могут превысить предел прочности металла и привести к разрывам заготовки. Для увеличения глубины вытяжки коробчатых деталей применяются различные способы выравнивания неравномерности напряжений и деформаций по контуру штампуемых деталей [1].

Для формовки-вытяжки на пуансон коробчатых деталей квадратного сечения был применен способ принудительной подачи штампуемого материала из периферии заготовки (рис. 1) с последующим его перетягиванием из кольцевых канавок в очаг деформации (рис. 2) [2].

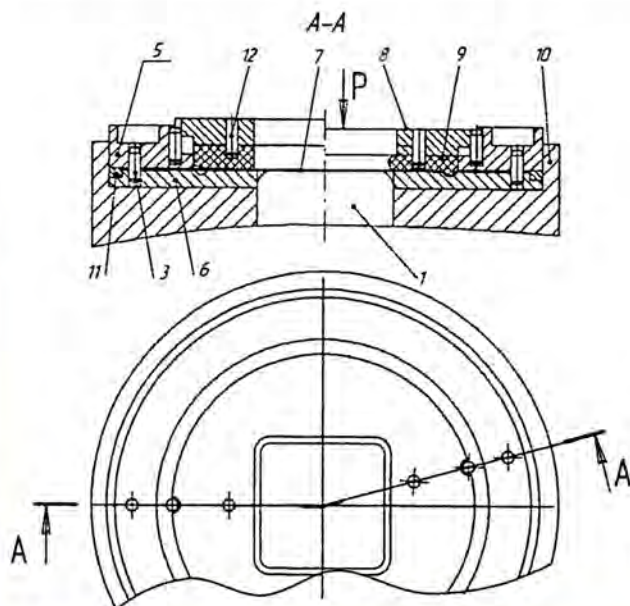


Рис. 1. Технологическая оснастка для образования кольцевых канавок на штампуемой заготовке

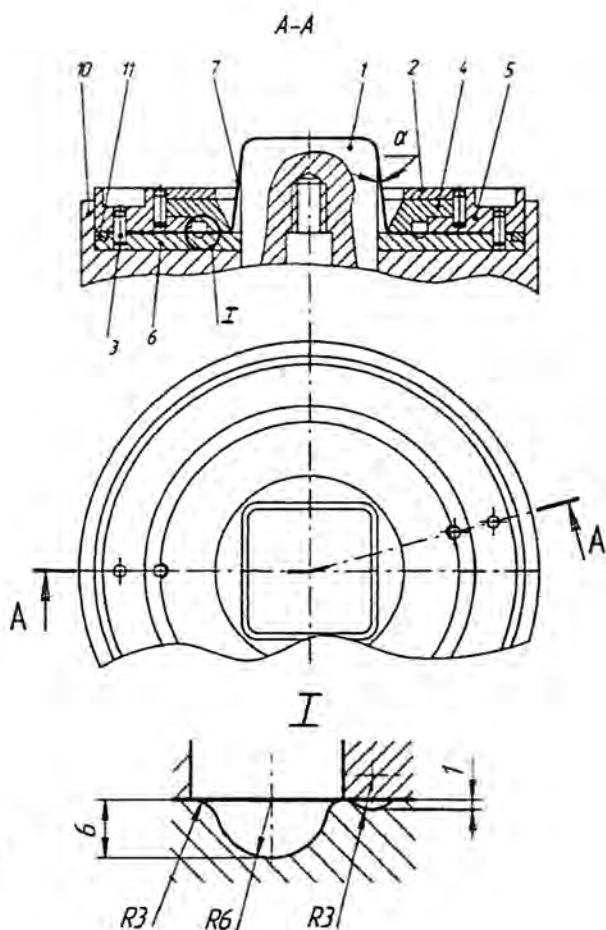


Рис. 2. Технологическая оснастка для перетягивания штампуемого материала из канавок на пуансон

Последовательное перемещение штампуемого материала из периферии заготовки в кольцевую канавку, а из кольцевой канавки – в очаг деформации осуществляется с помощью устройства для дискретного (шагового) перемещения пуансона [3].

На рис. 1 и 2 приняты следующие обозначения: 1 – пуансон; 2 – крышка; 3 – штифт; 4 – верхний прижим; 5 – обойма; 6 – нижний прижим; 7 – вытягиваемая заготовка; 8 – кольцо; 9 – полиуретановое кольцо; 10 – корпус устройства для дискретного перемещения пуансона; 11 – кольцо для установки зазора между верхним и нижним прижимами; 12 – штифт.

При проведении исследований по последовательному набору материала заготовки на пуансон вытягивались коробчатые детали квадратного сечения с длиной стороны 38 мм и радиусами угловых и донных закруглений 5 мм. Штампуемый материал – лента 12X18H10T толщиной 0,4 мм. Основным фактором, препятствующим процессу последовательной вытяжки коробчатых деталей на пуансон при дискретном перемещении пуансона, равном 5–10 мм, было интенсивное гофрообразование в большой кольцевой канавке. Интенсивное гофрообразование при последовательной вытяжке коробчатых деталей на пуансон является следствием сложного напряженно-деформированного состояния заготовки. Как показывает опыт, избежать гофров в большой канавке при шагах пуансона 5–10 мм не удастся. Уменьшение шага перемещения пуансона до 1–3 мм приводит к исчезновению гофров в большой канавке, однако значительно сокращается и производительность процесса последовательной формовки-вытяжки на пуансон. Плавные гофры, образующиеся в большой канавке, не мешают дальнейшему процессу последовательной вы-

тяги на пуансон, так как они исчезают при последующем оформлении канавок. В табл. 1 представлены результаты экспериментальных исследований последовательной формовки-вытяжки на пуансон коробчатой детали с фланцем из круглой заготовки диаметром 115 мм. Материал заготовки – нержавеющая сталь 12X18H10T толщиной 0,4 мм.

Таблица 1

Результаты экспериментальных исследований последовательной вытяжки коробчатых деталей на пуансон с резервированием штампуемого материала в кольцевых канавках

Номер перехода	Глубина вытяжки за переход, мм	Суммарная глубина вытяжки, мм	Наружный диаметр фланца заготовки, мм
1	7	7	109
2	3	10	108
3	7	17	104
4	6	23	102
5	6	29	99
6	5	34	97
7	4	38	96

После 2, 3, 4, 5 и 6-го переходов проводился отжиг заготовки для снятия внутреннего напряжения.

Большое влияние на производительность процесса последовательной формовки-вытяжки на пуансон оказывает тот факт, что вытягиваемая заготовка после перемещения пуансона вверх не плотно прилегает к нему, а расположена по отношению к пуансону под некоторым углом α (см. рис. 2). Увеличение угла α способствует увеличению податливости фланца заготовки при ее вытяжке, однако при большом значении угла α будет происходить обрыв заготовки в месте донного закругления вытягиваемой коробчатой детали при оформлении кольцевых канавок полиуретановым кольцом 9 (см. рис. 1), когда происходит плотное прилегание полиуретанового кольца со штампуемой заготовкой к пуансону. Для того чтобы не было обрыва заготовки при оформлении кольцевых канавок, пуансон опускался вниз на 1–2 мм. Это приводило практически к нулевой вытяжке при шаге перемещения пуансона, равном 1–3 мм. Чтобы этого не происходило, необходимо перед процессом формовки-вытяжки коробчатой детали на пуансон зарезервировать тем или иным способом штампуемый материал в центральной полости А (рис. 3).

При вытяжке материала заготовки на пуансон зарезервированный в полости А материал будет перемещаться из нее в очаг деформации и способствовать уменьшению напряжений в штампуемой заготовке [4]. Это позволяет в процессе штамповки коробчатой детали увеличить шаг перемещения пуансона и повысить производительность процесса, а также глубину вытяжки. Во время экспериментальных исследований было замечено, что при последовательной формовке-вытяжке материала заготовки на пуансон перемещение материала из полости А в очаг деформации происходит значительно легче, чем перемещение его из кольцевых канавок. Это объясняется тем, что при перемещении материала заготовки из полости А он испытывает только напряжения растяжения и изгиба в отличие от сложнапряженного состояния при перемещении штампуемого материала из кольцевых канавок.

Поэтому при вытяжке коробчатой детали на пуансон может случиться так, что весь материал из полости А переместится в очаг деформации, а материал заготовки, размещенный в кольцевых канавках, останется в покое. Чтобы этого не произошло, необходимо обеспечить торможение вытягиваемого материала в процессе выхода его из полости А. Для этого в конструкции штамповой оснастки, применяемой для перетягивания материала из кольцевых канавок и полости А в очаг деформации (рис. 4), применяются конический упор 11 и полиуретановый вкладыш 12.

Процесс торможения зарезервированного в полости А штампуемого материала обеспечивается следующим образом: при заворачивании гайка 17 давит на полиуретановую втулку 15, которая зажимает по окружности верхний шток конического упора 11. Конический упор 11 при подъеме пуансона 6 вверх давит на полиуретановый вкладыш 12, который с определенным усилием препятствует выходу из полости А зарезервированного в ней материала штампуемой заготовки. Посредством изменения усилия зажатия гайки 17 можно регулировать величину усилия торможения выхода зарезервированного материала из полости А.

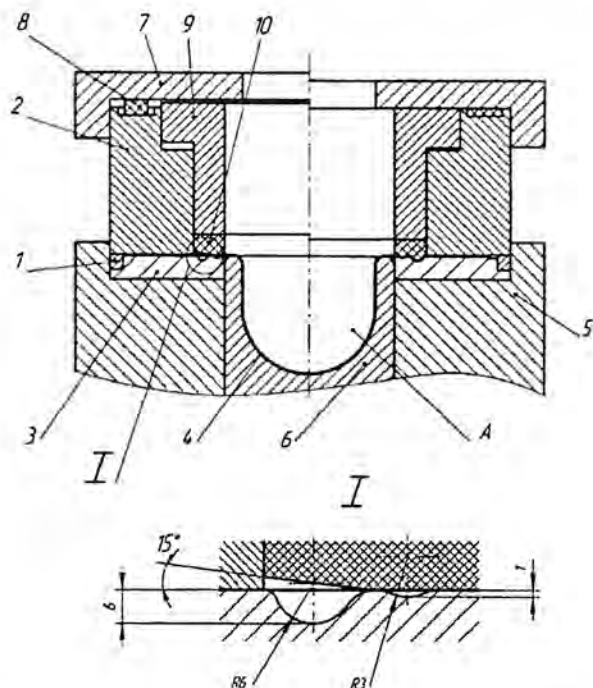


Рис. 3. Технологическая оснастка для принудительной подачи вытягиваемого материала из периферии в очаг деформации с дополнительным резервированием материала заготовки в центре: 1 – кольцо; 2 – верхний прижим; 3 – нижний прижим; 4 – штампуемая заготовка; 5 – корпус устройства для дискретного перемещения пуансона; 6 – пуансон; 7 – крышка; 8 – резиновая (полиуретановая) прокладка; 9 – вкладыш; 10 – полиуретановое кольцо

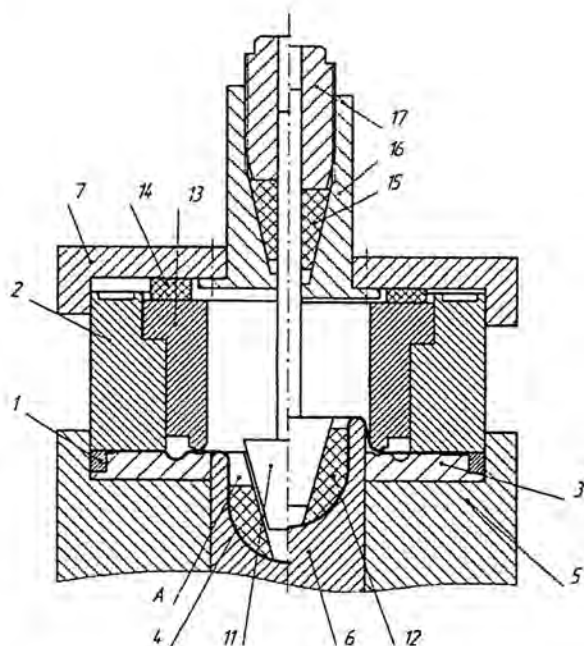


Рис. 4. Технологическая оснастка для перетягивания материала из кольцевых канавок и из полости А на пуансон: 1 – кольцо; 2 – верхний прижим; 3 – нижний прижим; 4 – штампуемая заготовка; 5 – корпус устройства для дискретного перемещения пуансона; 6 – пуансон; 7 – крышка; 11 – пробка; 12 – полиуретановый вкладыш; 13 – вкладыш; 14 – резиновая (полиуретановая) прокладка; 15 – полиуретановая втулка; 16 – втулка; 17 – гайка

На рис. 5 представлена штампуемая заготовка после 1-го перехода вытяжки, формирования кольцевых канавок и обжатия по квадратному пуансону. В табл. 2 представлены результаты экспериментальных исследований по последовательной вытяжке коробчатой детали с широким фланцем при использовании способов принудительной подачи материала заготовки из ее периферии и резервирования его в центральной полости. Вытяжке подвергались заготовки из нержавеющей стали 12X18H10T толщиной 0,4 мм, диаметром 115 мм.



Рис. 5. Штампуемая заготовка после обжатия квадрата по пуансону и оформления канавок

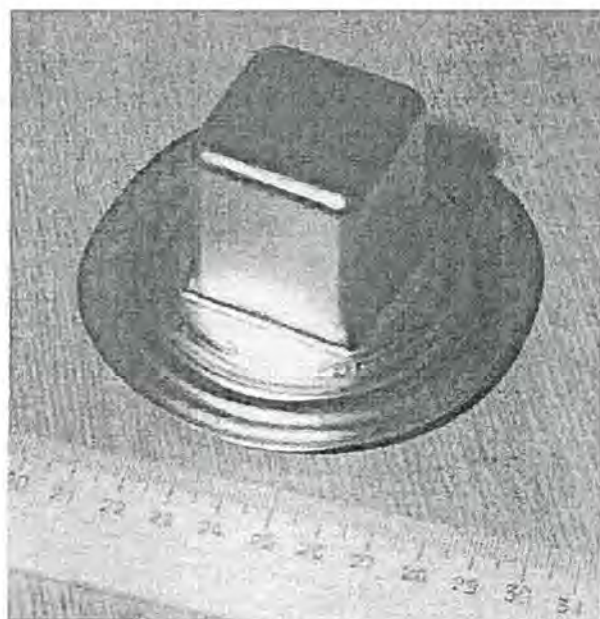


Рис. 6. Отштампованная деталь

Таблица 2

Результаты экспериментальных исследований последовательной вытяжки коробчатых деталей на пуансон с дополнительным резервированием штампуемого материала в центральной полости

Номер перехода	Глубина вытяжки, мм	Суммарная глубина вытяжки, мм	Наружный диаметр фланца заготовки, мм	Глубина центральной полости, мм
1	9	9	108	13
2	5,5	14,5	105	8
3	4,5	19	102	5
4	7	26	100	0
5	7	33	96	0
6	5	38	94	0
7	5	43	92	0
8	4	47	90	0

Начальная глубина центральной полости была равна 15 мм.

После 3, 4, 5, 6 и 7-го переходов проводился отжиг заготовки для снятия внутреннего напряжения. Как видно из табл. 1 и 2, относительная глубина Н/В вытяжки коробчатой детали с широким фланцем равна 1 и 1,2 соответственно. Это более чем в 2 раза выше относительной глубины вытяжки коробчатых деталей с широким фланцем, полученных по существующей технологии вытяжки, которая при заданных радиусах сопряжения боковых стенок коробки и толщине штампуемого материала составляет не более 0,55–0,6 [1].

На рис. 6 представлена отштампованная коробчатая деталь квадратного сечения с широким фланцем и длиной боковой стороны коробки 38 мм. Глубина вытяжки равна 47 мм.

Список литературы

1. Романовский В. П. Справочник по холодной штамповке. Л.: Машиностроение, 1979.
2. Поздов И. Н., Поздов К. И. Разработка способов повышения глубины вытяжки штампуемых изделий // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2005. Вып. № 8.
3. Пат. 2241563 РФ, МПК В21Д 26/12, 22/20. Устройство для глубокой импульсной вытяжки деталей / И. Н. Поздов, Н. Н. Андреев, В. Д. Фильченков, К. И. Поздов // Изобретения. Полезные модели. 2004. № 34.
4. Пат. 2245207 РФ, МПК В21Д 22/20. Способ глубокой вытяжки / И. Н. Поздов, К. И. Поздов // Изобретения. Полезные модели. 2005. № 3.

Development of a Technology of Deep Elongation of Boxed Parts With a Wide Flange

I. N. Pozdov, K. I. Pozdov

The article describes two ways of deep elongation of boxed parts with a wide flange that was worked out in a VNIIEF department. Implementation of these elongation ways makes it possible to get a double increases in the elongation of boxed parts as compared to the available elongation techniques.

УДК 539.376:678.5.004.12

Прогнозирование процессов ползучести и релаксации напряжений пенопласта ПС-1 различной плотности

И. И. Ведерникова, А. И. Коршунов,
Л. В. Поляков

Описаны результаты исследований процессов ползучести и релаксации пенопласта ПС-1 трех плотностей (0,2, 0,4 и 0,6 г/см³) при различных уровнях начальных напряжений и деформаций сжатия и построение адекватной структурно-феноменологической модели этих процессов. Используя построенную математическую модель ползучести, выполнено прогнозирование данных процессов. Приведены расчеты прогнозирования ползучести и релаксации на срок 12,5 лет для пенопласта ПС-1 трех плотностей. Получены зависимости, позволяющие при проектировании конструкций сделать выбор плотности пенопласта ПС-1 в зависимости от расчетного напряжения сжатия и допускаемого значения деформации ползучести.

Пенопласт марки ПС-1, плотность которого составляет от 0,1 до 0,7 г/см³ в зависимости от назначения, является одним из наиболее широко распространенных неметаллических конструкционных материалов.

Для расчета конструкций, длительно находящихся под воздействием статических нагрузок, кроме физико-механических свойств необходимо иметь сведения о длительной ползучести и релаксации напряжений. Эти сведения можно было бы получить по данным прямых испытаний, если бы не ряд трудностей. Наиболее существенной из них является длительность исследуемых процессов. Скорость данных процессов на установившихся участках настолько мала, что исследование процессов ползучести и релаксации в реальном времени не удовлетворяет запросам практики. Поэтому экспериментаторам приходится прибегать к ускоренным методам испытаний и построению адекватных моделей изучаемых процессов.

Авторами [1, 2] построена структурно-феноменологическая модель ползучести полимерных и композиционных материалов на полимерной основе при одноосном сжатии. Модель описывает стадии неустановившейся и установившейся ползучести и может быть использована для прогнозирования процессов ползучести и релаксации напряжений на длительные сроки эксплуатации:

$$\dot{\varepsilon}_p = \left(a_1 \sigma + a_2 \sigma^2 \right) \left[1 + a_3 (\sigma - k) + a_4 (\sigma - k)^2 \right]; \quad (1)$$

$$\dot{k} = a_5 \dot{\varepsilon}_p \left(1 - \frac{k}{\sigma} \right); \quad (2)$$

$$\sigma = \sigma_0 - E \varepsilon_p, \quad (3)$$

где ε_p – деформация ползучести; $\dot{\varepsilon}_p$ – скорость деформации ползучести; k – напряжение сопро-

тивления субструктуры; \dot{k} – скорость напряжения сопротивления субструктуры; σ – текущее напряжение; σ_0 – напряжение в начальный момент времени; E – модуль Юнга; a_1, a_2, \dots, a_5 – параметры модели, подлежащие идентификации по экспериментальным данным на ползучесть и релаксацию напряжений.

Процедура идентификации модели ползучести (1)–(3) по опытным данным по исследованию ползучести и релаксации напряжений сводится к нахождению значений параметров модели из условия минимизации функционалов [3]:

$$J(a_1, a_2, a_3, a_4, a_5) = \int_0^{\tau} [\varepsilon_p(t) - \bar{\varepsilon}_p(t)]^2 dt;$$

$$J(a_1, a_2, a_3, a_4, a_5) = \int_0^{\tau} [\sigma(t) - \bar{\sigma}(t)]^2 dt,$$

где $\varepsilon_p(t)$ и $\bar{\varepsilon}_p(t)$ – рассчитанные по модели и опытные кривые ползучести для заданной функции $\sigma(t)$; τ – длительность эксперимента; $\sigma(t)$ и $\bar{\sigma}(t)$ – рассчитанные по модели и опытные кривые релаксации напряжений при фиксированном значении ε .

Испытания на ползучесть проводились на установке рычажного типа. Замер деформации производился с помощью индикатора часового типа с ценой деления, равной 0,01 мм. Испытания на релаксацию напряжений проводились на универсальной испытательной машине INSTRON модели 1185 через реверсор на сжатие в режиме поддержания постоянной деформации. При этом деформация образцов измерялась экстензометром, который закреплялся на нагружающем приспособлении.

В данной работе приведены результаты исследований ползучести и релаксации напряжений при одноосном сжатии при комнатной температуре пенопласта марки ПС-1 трех плотностей:

- 1) для плотности 0,2 г/см³ – ползучесть при двух начальных напряжениях 1,9 и 3,2 Н/мм²;
- 2) для плотности 0,4 г/см³ – релаксация при двух уровнях начальной деформации 0,83 и 1,25 % и ползучесть при двух уровнях начального напряжения 4,3 и 6,4 Н/мм²;
- 3) для плотности 0,6 г/см³ – ползучесть при двух начальных напряжениях 3,2 и 4,8 Н/мм².

Экспериментальные кривые ползучести и релаксации при сжатии пенопласта ПС-1 различной плотности приведены на рис. 1–4 для указанных выше начальных уровней деформации и напряжения. По полученным экспериментальным данным для пенопласта ПС-1 исследуемых плотностей выполнена идентификация параметров модели ползучести (1)–(3), по которым построены расчетные кривые ползучести и релаксации (см. рис. 1–4). Отклонения расчетных кривых от экспериментальных для пенопласта ПС-1 исследуемых плотностей составляют ~ 10 %, что не превышает разброса по физико-механическим свойствам для данного материала.

Показана адекватность построенной модели ползучести для рассматриваемого материала различной плотности, а именно, рассчитав параметры модели ползучести по экспериментальным данным при каком-то одном начальном условии ползучести или релаксации, можно выполнять расчет релаксации и ползучести при любых других начальных условиях (кривые показаны пунктирными линиями на рис. 1–4).

Используя рассчитанные параметры построенной модели ползучести для пенопласта ПС-1 различной плотности, сделано прогнозирование процессов ползучести и релаксации на времена, большие времен их экспериментального определения, а именно на 10 лет, для различных начальных уровней деформации и напряжений сжатия (рис. 5–8).

Следует отметить, что начальные уровни напряжений и деформаций сжатия в реальных конструкциях из пенопластов исследуемых плотностей значительно ниже по сравнению с исследуемыми экспериментальными значениями напряжений и деформаций сжатия.

На рис. 9 для пенопласта ПС-1 показана графическая зависимость прогнозируемого изменения деформации ползучести на 10 лет от плотности при различных начальных напряжениях.

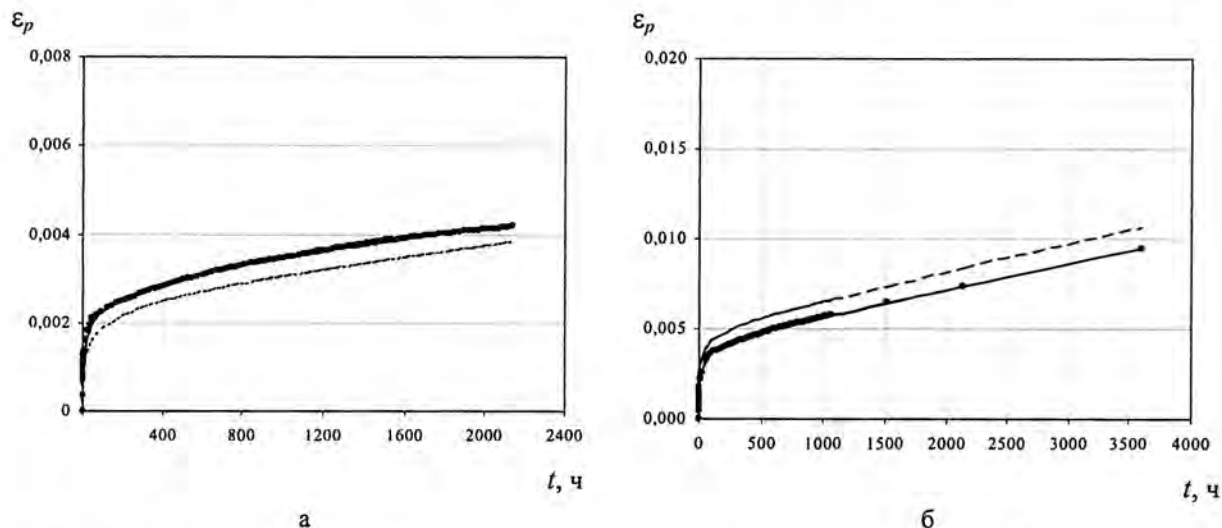


Рис. 1. Экспериментальные данные и расчетные кривые ползучести для пенопласта ПС-1 плотностью $0,2 \text{ г/см}^3$ при начальных напряжениях $1,9$ (а) и $3,2 \text{ Н/мм}^2$ (б): ● – экспериментальные данные по ползучести; — — — — расчетная кривая ползучести по параметрам рассматриваемого уровня напряжения; — — — — расчетная кривая ползучести по параметрам другого уровня напряжения

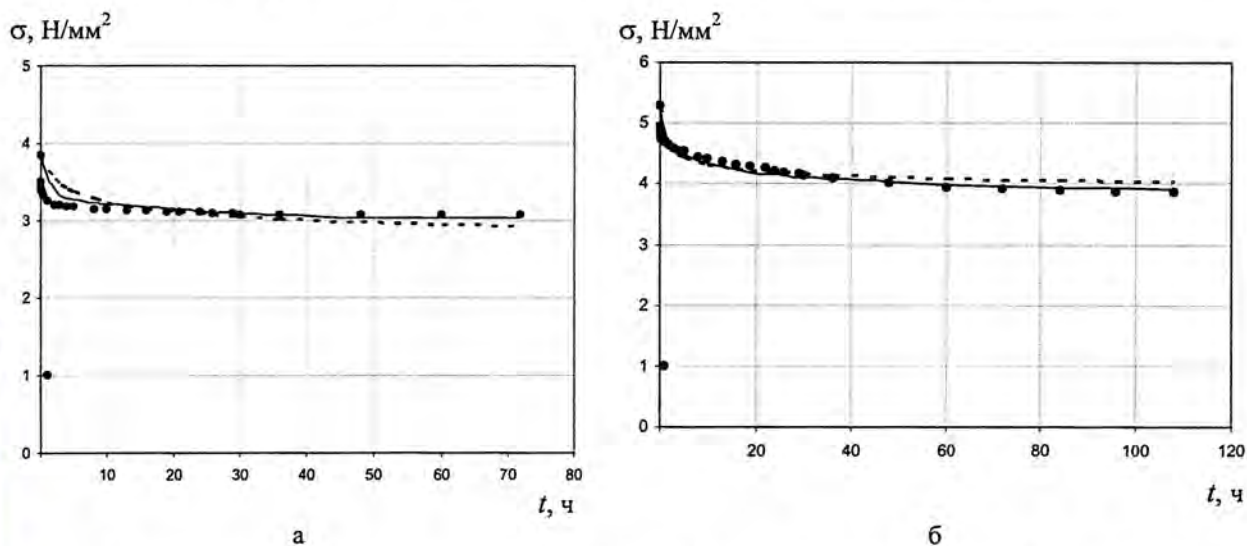


Рис. 2. Экспериментальные данные и расчетные кривые релаксации для пенопласта ПС-1 плотностью $0,4 \text{ г/см}^3$ при начальной деформации $0,83$ (а) и $1,25 \%$ (б): ● – экспериментальные данные по релаксации; — — — — расчетная кривая релаксации по параметрам рассматриваемого уровня деформации; — — — — расчетная кривая релаксации по параметрам другого уровня деформации

Из рис. 9 можно увидеть, что для любой плотности исследуемого материала при увеличении начального напряжения сжатия значение деформации ползучести увеличивается. Видно, что для пенопласта ПС-1 чем выше плотность, тем деформация ползучести через 10 лет будет меньше при любых начальных напряжениях сжатия.

Полученные зависимости позволяют при проектировании конструкций сделать подбор плотности пенопласта ПС-1 в зависимости от расчетного напряжения сжатия и допускаемого значения деформации ползучести.

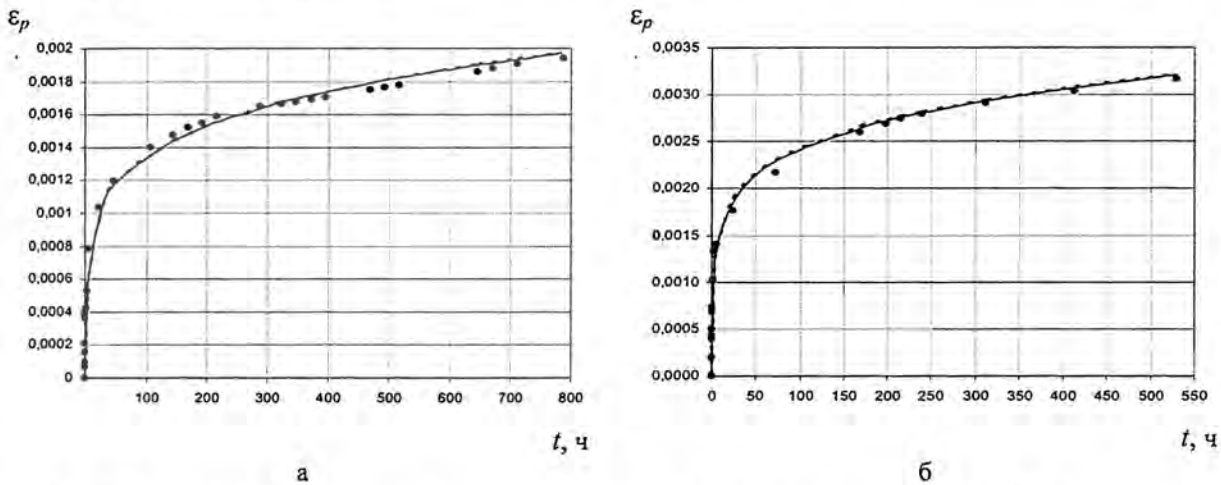


Рис. 3. Экспериментальные данные и расчетные кривые ползучести для пенопласта ПС-1 плотностью $0,4 \text{ г/см}^3$ при начальных напряжениях $4,3$ (а) и $6,4 \text{ Н/мм}^2$ (б): ● – экспериментальные данные по ползучести; — — — — расчетная кривая ползучести по параметрам рассматриваемого уровня напряжения; — — — — расчетная кривая ползучести по параметрам другого уровня напряжения

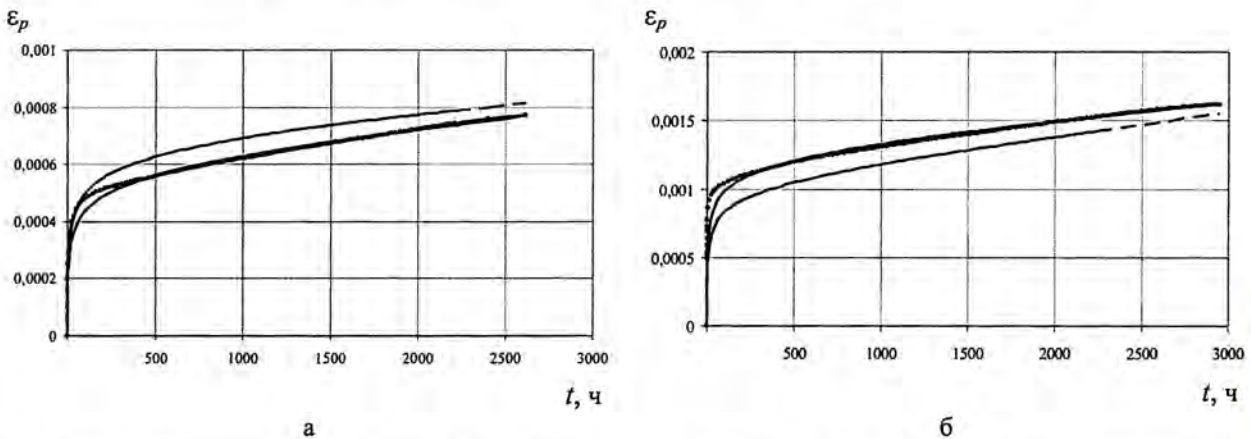


Рис. 4. Экспериментальные данные и расчетные кривые ползучести для пенопласта ПС-1 плотностью $0,6 \text{ г/см}^3$ при начальных напряжениях $3,2$ (а) и $4,8 \text{ Н/мм}^2$ (б): ● – экспериментальные данные по ползучести; — — — — расчетная кривая ползучести по параметрам рассматриваемого уровня напряжения; — — — — расчетная кривая ползучести по параметрам другого уровня напряжения

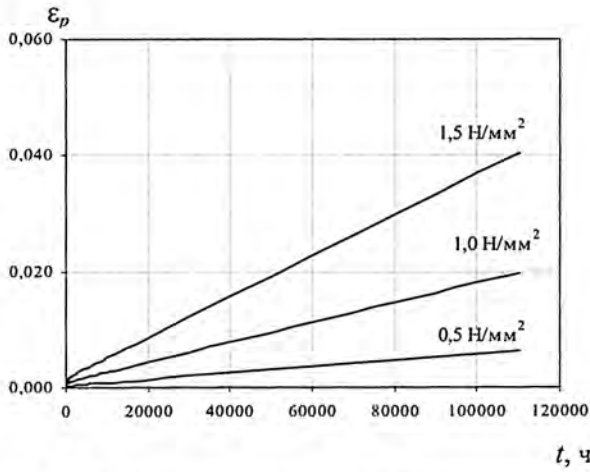


Рис. 5. Прогнозируемые кривые ползучести при сжатии пенопласта ПС-1 плотностью 0,2 г/см³

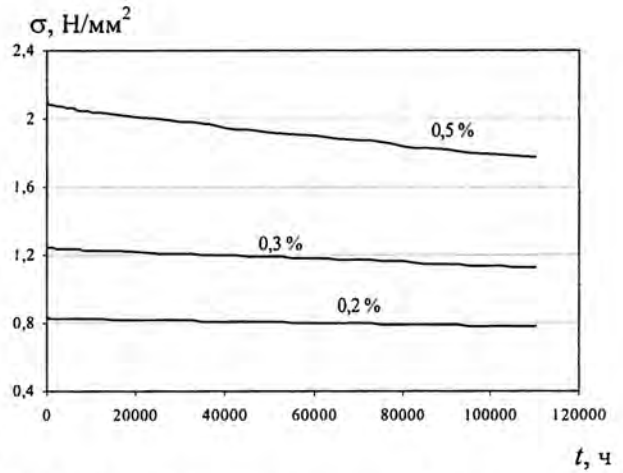


Рис. 6. Кривые прогноза релаксации напряжения при сжатии пенопласта ПС-1 плотностью 0,4 г/см³

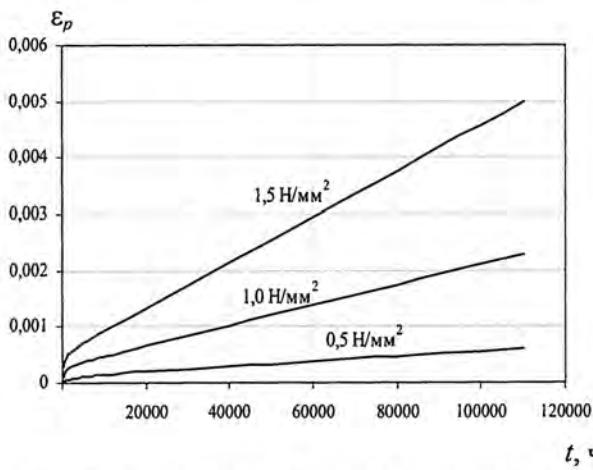


Рис. 7. Прогнозируемые кривые ползучести при сжатии пенопласта ПС-1 плотностью 0,4 г/см³

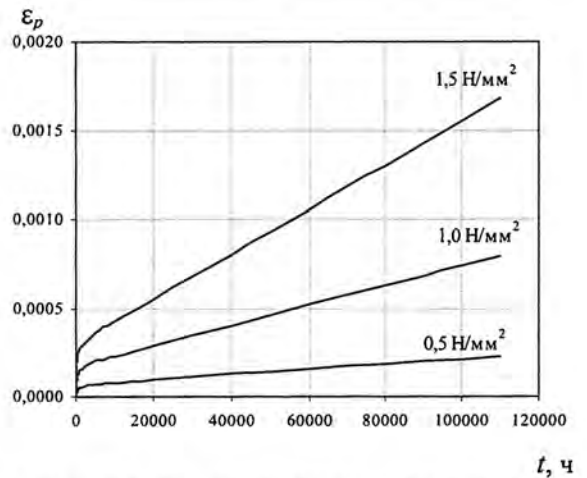


Рис. 8. Прогнозируемые кривые ползучести при сжатии пенопласта ПС-1 плотностью 0,6 г/см³

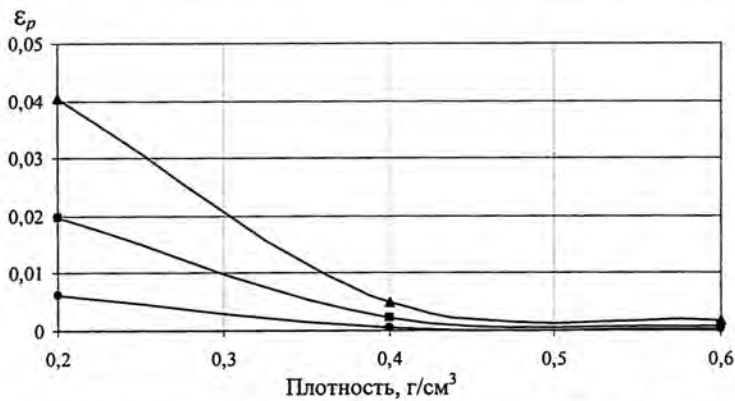


Рис. 9. Зависимость прогнозируемой деформации ползучести на 10 лет от плотности для пенопласта ПС-1: —●— $\sigma_0 = 0,5 \text{ Н/мм}^2$; —■— $\sigma_0 = 1,0 \text{ Н/мм}^2$; —▲— $\sigma_0 = 1,5 \text{ Н/мм}^2$

Заключение

Показана возможность использования структурно-феноменологической модели ползучести для адекватного описания процессов ползучести и релаксации при любых уровнях начальных напряжений и деформаций для пенопласта ПС-1 различной плотности. При этом отклонения расчетных кривых от экспериментальных составляют ~ 10 %, что не превышает разброса по физико-механическим свойствам для данного материала.

Используя построенную структурно-феноменологическую модель ползучести, можно прогнозировать процессы ползучести и релаксации на времена, большие, чем времена их экспериментального определения. Для пенопласта ПС-1 выполнен прогноз деформации ползучести за 10 лет в зависимости от плотности и уровня начального напряжения сжатия, позволяющий при проектировании конструкций из данного материала осуществлять выбор плотности материала в зависимости от величины расчетного напряжения сжатия и допустимого значения деформации ползучести.

Список литературы

1. Ведерникова И. И., Коршунов А. И., Поляков Л. В. Построение модели процессов релаксации и ползучести методами идентификации // Новые промышленные технологии. 2001. Вып. 1 (300). С. 10–12.
2. Ведерникова И. И., Коршунов А. И., Поляков Л. В., Коновалов А. В. Усовершенствованная структурно-феноменологическая модель ползучести композиционного материала // Сб. докладов научно-технической конференции «Молодежь в науке», г. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002 г. С. 542–544.
3. Уржумцев Ю. С. Прогностика деформативности полимерных материалов. Рига, Зинатне, 1975.

Predicting of Creeping and Stress Relaxation Processes of PS-1 foam Plastic Featuring Optional Densities

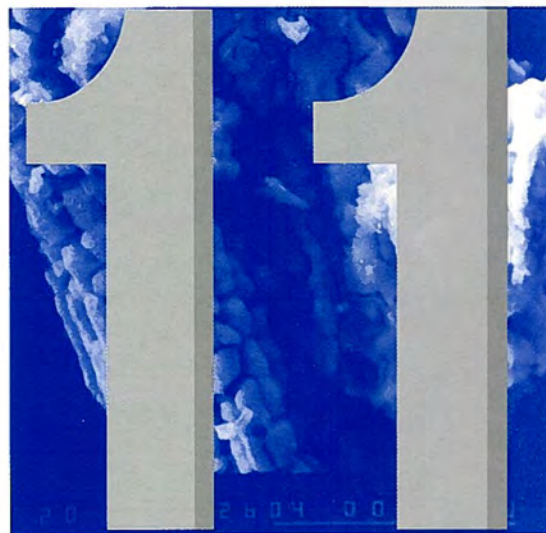
I. I. Vedernikova, A. I. Korshunov, L. V. Polyakov

The presents the results of studies of creeping and relaxation of PS-1 foam plastic featuring three densities (0.2, 0.4 and 0.6 g/cm³) under optional initial stresses and compressive deformation. The adequate structural-phenomenological model of these processes was designed. Using the mathematical model of creeping the above processes were predicted. Calculations of predictable creeping and relaxation for 12,5 years period for PS-1 foam plastic featuring three densities were done. As a result the dependencies permitting to select PS-1 foam plastic density depending on the value of calculated compression and the admissible creeping deformation were specified.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Дисперсность и химический состав порошков, образующихся при высокотемпературном воздействии на урансодержащие объекты.....</i>	<i>234</i>
---	------------

РАЗДЕЛ



**ВОПРОСЫ
БЕЗОПАСНОСТИ И
НАДЕЖНОСТИ
КОНСТРУКЦИЙ**



УДК 546.791+536.45

Дисперсность и химический состав порошков, образующихся при высокотемпературном воздействии на уран- содержащие объекты

Рассматриваются результаты исследований дисперсности и химического состава порошкообразных продуктов горения, образующихся при высокотемпературном воздействии на урансодержащие объекты. Данные о количественном и качественном составе порошкообразного вещества являются определяющими параметрами для оценки масштабов аварий и разработки методов ликвидации их последствий.

**А. А. Аушев, В. А. Афанасьев,
Л. Ф. Беловодский, А. Н. Гевлич,
А. В. Комиссаров, Н. М. Крекнина,
А. С. Митяшин, В. Н. Попов,
Р. М. Тагиров**

Введение

Исследование поведения урана при высокоинтенсивных воздействиях, таких как пожар и взрыв, чрезвычайно важно с точки зрения ликвидации последствий аварий. Анализ возможных аварийных ситуаций в жизненном цикле урансодержащих объектов показывает, что наиболее вероятной ситуацией является пожар. При этом диапазон тепловых воздействий очень разнообразен. Тепловое воздействие является особенно опасным для объектов, содержащих в своем составе наряду с ураном взрывчатые вещества (ВВ), которые в случае загорания при пожаре могут привести к повышению температуры воздействия на уран. Это, в свою очередь, будет влиять на процесс диспергирования (порошкообразования) урана. На этот процесс в определенной мере должны влиять материалы, которые могут входить в контакт с ураном, переходящим при расплавлении в чрезвычайно химически активное состояние [1].

Особую опасность для персонала, занимающегося ликвидацией последствий аварий с объектами, содержащими уран, представляет порошкообразное вещество, в особенности частицы респираторной фракции. Подобным веществам свойственны вторичное пылеобразование и перенос в приземном слое воздушной среды при их локализации. Это приводит к дополнительному загрязнению окружающей среды и поступлению респираторной фракции в организм человека.

В связи с этим данные о количественном и качественном составе порошкообразного вещества являются существенными параметрами для оценки масштабов аварий и разработки методов ликвидации последствий.

Постановка опытов

В опытах моделировались высокотемпературные воздействия, характерные для двух типов пожаров: пожар транспортного средства и пожар транспортного средства, сопровождающийся горением ВВ.

Более подробно условия проведения опытов, их постановка, описание установки для исследования объектов на высокотемпературные воздействия и общие наблюдения в опыте приводятся в работе [2].

В опытах проводились измерения температуры среды в зоне размещения объекта, а также температуры урановых образцов. После опытов остатки объектов анализировались и проводился весовой баланс. В первой серии опытов исследовалось диспергирование урана, не имеющего контакта с конструкционным материалом, высокотемпературная среда по температуре соответствовала пожару транспортного средства. В качестве объекта испытаний использовалась урановая оболочка с удельной поверхностью $0,48 \text{ см}^2/\text{г}$ в открытом виде, т. е. уран подвергался непосредственному высокотемпературному воздействию. Во второй серии исследовалось диспергирование урана, находящегося в стальном бьюксе, и среда по интенсивности теплового воздействия соответствовала пожару, протекающему с горением ВВ. В качестве объекта испытаний использовалась урановая оболочка с удельной поверхностью $0,53 \text{ см}^2/\text{г}$, находящаяся внутри стальной оболочки (массовое соотношение урана и стали 2,5:1).

Основные результаты опытов

Режимы высокотемпературного воздействия. Длительность теплового воздействия, максимальные значения температуры среды (активной зоны воздействия) и разогрева урановых оболочек приведены в табл. 1.

Таблица 1

Режимы нагрева, реализованные в опытах

Объект испытания	Длительность высокотемпературного воздействия, мин	Режим нагрева	
		Максимальная температура среды, °С	Максимальная температура разогрева урана, °С
Уран	~ 45	1080–1160	1040–1080
Уран в стальном бьюксе	~ 45	1570–1670	~ 1500

Массовый состав остатков. В результате взаимодействия открытого и защищенного урана с высокотемпературной средой образовались остатки, состоящие из двух компонентов: сыпучего материала – порошка – и твердого монолитного вещества. В первой серии твердый остаток представлял собой форму исходной урановой оболочки, частично выгоревшей в виде ажурной сетки с множеством отверстий и "бахромы", во второй – монолитный слиток, состоящий из интерметаллидных соединений и эвтектик урана с материалом защитной оболочки.

Для определения баланса масс образовавшийся порошок был разделен на две фракции: с размерами частиц менее 2 мм и более 2 мм. В табл. 2 приведено содержание в остатке порошка с размерами частиц менее 2 мм, отнесенное к общей массе остатков.

Таблица 2

Содержание в остатке порошка

Объект испытания	Длительность высокотемпературного воздействия, мин	Содержание порошка в остатке, %
Уран	~ 45	55–60
Уран в стальном бьюксе	~ 45	30–40

Дисперсность порошков. Дисперсность (фракционный состав) порошков определялась методами ситового и седиментационного (фракции с размерами частиц менее 25 мкм) анализов. Массовую долю фракции определяли как отношение массы порошка данной фракции к суммарной массе всех фракций. Характер распределения частиц порошка по фракциям представлен в табл. 3 и на рис. 1.

Таблица 3

Фракционный состав порошков

Размер фракции, мкм	Массовая доля фракции (уран), %	Массовая доля фракции (уран в стальном бьюксе), %
>1000	4,9	12,4
1000–500	18,0	12,2
500–315	9,0	6,3
315–250	4,1	3,2
250–200	3,0	2,9
200–160	4,3	4,5
160–100	6,2	7,8
100–90	2,0	2,5
90–80	2,5	2,8
80–71	1,1	1,0
71–63	1,8	2,3
63–50	5,0	5,5
50–40	2,4	1,5
40–36	12,0	10,6
36–32	10,8	9,7
32–28	5,4	7,5
28–25	3,6	3,5
25–10	2,2	3,2
< 10	1,7	0,6

Анализ дисперсности свидетельствует, что в опыте с открытым ураном крупных частиц (более 300 мкм) и мелких частиц, т. е. респиральной фракции (менее 10 мкм), образовалось больше, чем в опыте с ураном, находящимся в стальном бьюксе. Так, в опыте с ураном, находящимся в контакте со стальным бьюксом, в остатке содержится около 0,6 % респиральной фракции от общей массы частиц (порошка). В опыте с открытым ураном в остатке этих фракций почти в три раза больше, что составляет 1,7 %.

Среди частиц продуктов сгорания можно выделить большинство типовых форм, характерных для порошкообразных материалов. Имеются частицы округлой формы, угловатые с наличием криволинейных поверхностей, угловатые с наличием острых углов и плоских граней, стержневой формы, игольчатые, пластинчатые округлой и угловатой формы (рис. 2).

При этом было обнаружено, что частицы порошка имеют развитую структуру трещин и легко разрушаются при механических воздействиях (рис. 3). Разрушение частиц имеет место также при попадании их в жидкую среду, например в воду.

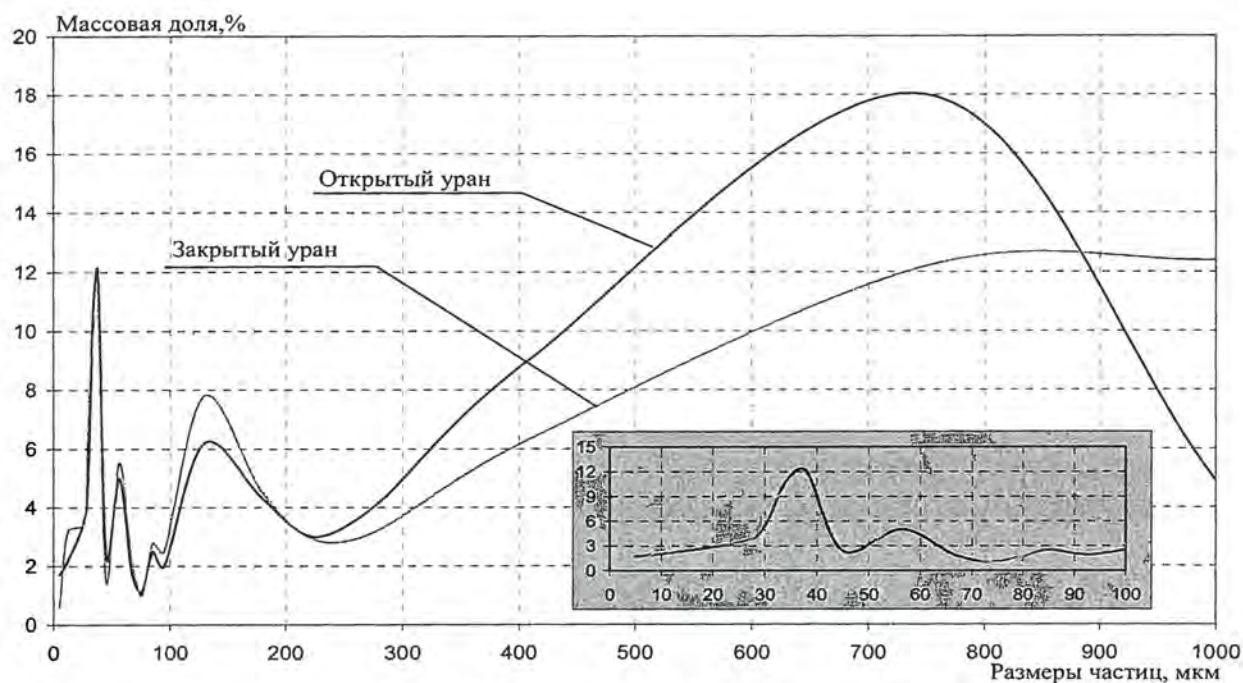


Рис. 1. Распределение частиц по фракциям

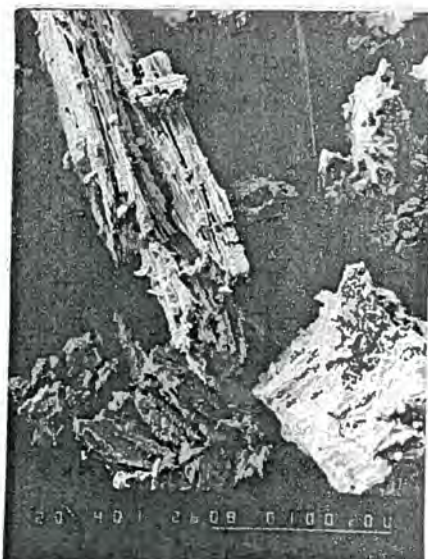


Рис. 2. Частицы пластинчатые угловатые



Рис. 3. Частицы с развитой структурой трещин

Химический состав порошков. В опыте с открытым ураном порошок состоит из урана, находящегося в окисленном состоянии, в основном в фазе U_3O_8 с примесью UO_2 .

С целью исследования зависимости химического состава порошка в опыте с ураном, находящимся в бунке, от размера его частиц проведены анализы по определению массовой доли урана и железа в различных по дисперсности фракциях этого порошка и определено отношение массовых долей урана и железа. Результаты анализов приведены в табл. 4.

Таблица 4

Массовые доли урана и железа в различных фракциях порошка

Размеры частиц, мкм	Отношение массовых долей урана и железа (м.д.U/ м.д.Fe)
>1000	1,9
500-350	3,0
312-250	3,4
250-200	3,9
200-160	6,0
160-100	8,3
100-90	9,4
90-80	9,2
80-71	11,2
71-63	9,7
63-50	9,6
50-40	9,6
40-36	11,3
36-32	12,2
32-28	14,0
28-25	16,7
<25	19,7

Отношение массовых долей урана и железа в зависимости от дисперсности порошков графически изображено на рис. 4. Точкам на кривой соответствуют усредненные значения размеров частиц и отношения массовых долей урана к железу (U/Fe).

По результатам проведенных исследований химического состава рассеянных фракций порошка после пожарного опыта с ураном, находящимся в стальном бьюксе, получено, что в порошке содержится урана больше, чем железа, и установлена зависимость содержания урана и железа от дисперсности порошков: с возрастанием дисперсности увеличивается массовая доля урана и уменьшается массовая доля железа. При этом порошок состоит из урана и железа, находящихся в окисленном состоянии. Основу порошка составляет фаза U_3O_8 , в качестве примесей присутствуют фазы Fe_2O_3 и UO_2 , причем со снижением дисперсности увеличивается содержание Fe_2O_3 .

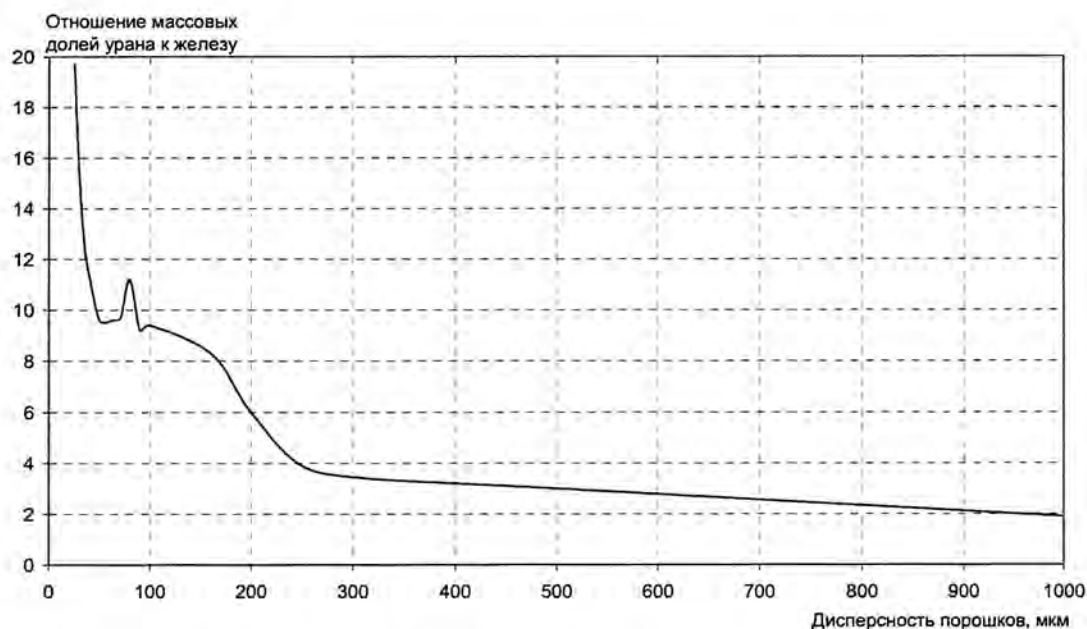


Рис. 4. Отношение массовых долей урана к железу в зависимости от дисперсности порошков

Заключение

В результате высокотемпературного воздействия на объекты, содержащие уран, образуются остатки в виде двух компонентов: порошкообразного вещества и твердого монолитного вещества.

Содержание порошкообразного вещества с размерами частиц менее 2 мм в остатке может составлять 55–60 %. Введение конструкционного материала, например стали, в контакт с ураном приводит к снижению содержания порошкообразного вещества в остатке, оно составляет 30–40 %.

Анализ дисперсности порошка свидетельствует, что в опытах с открытым ураном образовалось больше частиц респираторной фракции (менее 10 мкм), чем в опытах с ураном, находящимся в контакте со стальным бьюксом. Респираторная фракция составляет соответственно 1,7 % и 0,6 % от общей массы частиц порошка.

В опыте с открытым ураном порошок состоит из урана, находящегося в окисленном состоянии, в основном в фазе U_3O_8 с примесью UO_2 .

В случае с ураном, находящимся в стальном бьюксе, установлена зависимость содержания урана и железа от дисперсности порошков, причем с возрастанием дисперсности увеличивается массовая доля урана и уменьшается массовая доля железа. Основу порошка составляет фаза U_3O_8 , в качестве примесей присутствуют фазы Fe_2O_3 и UO_2 , причем со снижением дисперсности увеличивается содержание Fe_2O_3 . Изменение соотношения урана к железу составляет от 2,5 в исходном состоянии до 20 при дисперсности порошка менее 25 мкм.

Среди частиц продуктов сгорания можно выделить большинство типовых форм, характерных для порошкообразных материалов. Имеются частицы округлой формы, угловатые с наличием криволинейных поверхностей, угловатые с наличием острых углов и плоских граней, стержневой формы, игольчатые, пластинчатые округлой и угловатой формы.

В обоих случаях частицы порошка имеют развитую структуру трещин. При механических воздействиях или попадании в жидкую среду частицы легко разрушаются, образуя еще более мелкий спектр частиц. Подобное свойство порошкообразных остатков необходимо учитывать при разработке способов пожаротушения и проведении работ, связанных с ликвидацией последствий аварий.

Полученные результаты исследований показывают, что введение конструкционного материала в контакт с ураном при высокотемпературном воздействии приводит к снижению количества образующегося порошкообразного вещества в остатках, а также доли частиц респираторной фракции, что может найти практическое применение при конструировании объектов, содержащих уран, и устройств для их перевозки и хранения.

Список литературы

1. Сокурский Ю. Н., Стерлин Я. Н., Федоренко В. А. Уран и его сплавы. М.: Атомиздат, 1971.
2. Афанасьев В. А., Беловодский Л. Ф., Тагиров Р. М. Порошкообразование урана при высокотемпературных воздействиях. Международная конференция "Радиоактивность при ядерных взрывах и авариях". Москва, 2000.

Dispersiveness and Chemical Composition of the Powders, Forming Under High-Temperature Effect on Uranium- Containing Objects

A. A. Aushev, V. A. Afanasiev, L. F. Belovodsky, A. N. Gevlich,
A. V. Komissarov, N. M. Kreknina, A. S. Mityashin, V. N. Popov, P. M. Tagirov

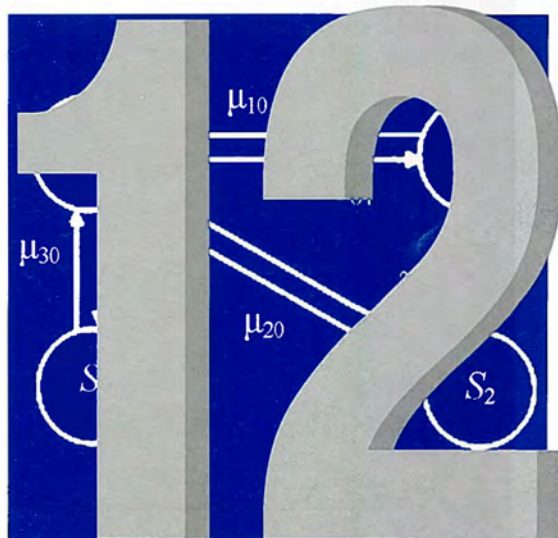
The paper presents the results of studies aimed at specification of dispersiveness and chemical composition of powdery combustion products, forming under high-temperature effect on uranium-containing objects. The data on the quantitative and qualitative composition of the powder material are the determinant parameters for estimation of the scale of accidents and serve for development of the methods for elimination of their consequences.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Анализ имитостойкости систем аутентификации сообщений с допустимостью погрешности передаваемых сигналов.....</i>	<i>244</i>
<i>Моделирование процессов ввода информации и оценки показателей эффективности систем санкционированного управления.....</i>	<i>254</i>

РАЗДЕЛ

СРЕДСТВА ЗАЩИТЫ ОТ НЕСАНКЦИОНИРОВАННЫХ ДЕЙСТВИЙ



УДК 681.3

Анализ имитостойкости систем аутентификации сообщений с допустимостью погрешности передаваемых сигналов

Приведен анализ защищенности от подделки нового класса систем аутентификации с погрешностью и классической совершенной системы аутентификации без погрешности.

В. Г. Грибунин*, А. П. Мартынов,
И. Н. Оков**

Существующие системы аутентификации сообщений, такие как криптографические системы формирования и проверки имитовставок и цифровых подписей, теряют свою способность к контролю подлинности при любой ошибке передачи их сигналов-носителей или кодограмм аутентификации [1]. Устранение этих недостатков возможно в новом классе систем аутентификации, способных контролировать подлинность передаваемых сообщений в условиях доставки их сигналами-переносчиками с некоторой допустимой погрешностью $\varepsilon_{\text{доп}} > 0$.

Рассмотрим защищенность от подделки систем аутентификации сообщений без допустимости погрешности и систем аутентификации с погрешностью, находящихся в одинаковых условиях. Для этого сравним систему аутентификации без погрешности, называемую \mathcal{A} -код, и систему аутентификации с погрешностью ε (\mathcal{A}_ε -код) при одинаковой энтропии $H(\mathcal{E})$ множества формируемых ими кодограмм аутентификации \mathcal{E} . В качестве \mathcal{A} -кода будем рассматривать алгоритм формирования и проверки имитовставок по ГОСТу 28147-89. Покажем, что при атаке имитации \mathcal{A}_ε -код способен обеспечить вероятность успешного обмана со стороны противника меньше, чем \mathcal{A} -код в тех же условиях.

Теорема 1. При фиксированной энтропии $H(\mathcal{E})$ множества кодограмм аутентификации \mathcal{E} совершенная система аутентификации с отличной от нуля погрешностью ε кодирования сигналов-носителей сообщений обеспечивает вероятность обмана при атаке имитации $P_I(\mathcal{A}_\varepsilon$ -код) меньше, чем вероятность $P_I(\mathcal{A}$ -код) в совершенной системе аутентификации без погрешности при той же атаке противника.

* Генеральный штаб ВС РФ.

** Военная академия связи.

Доказательство. Из работы [2] известно, что для совершенных систем аутентификации без погрешности при атаке имитации выполняется равенство вида

$$\log_2 P_I(\mathcal{A} \text{ - код}) = H(S) - H(E), \quad (1)$$

где $H(S)$ – энтропия множества сообщений.

Пусть в системе аутентификации сообщений с погрешностью ε кодирования их сигналов-носителей предварительно множество сигналов сообщений S отображается во множество их аппроксимаций \mathcal{U} с некоторой погрешностью $\varepsilon > 0$. Теория кодирования [3] определяет, что энтропия $H(U)$ множества аппроксимаций U равна ε -энтропии $H_\varepsilon(S)$ и справедливо строгое неравенство

$$H(S) > H(U) = H_\varepsilon(S). \quad (2)$$

В рассматриваемой системе аутентификации с погрешностью из предварительно сжатых с погрешностью ε сигналов сообщений источника S формируются кодограммы аутентификации множества \mathcal{E} точно так же, как и в исходной системе аутентификации без погрешности. Для \mathcal{A}_ε - кода, аналогично выражению (1), справедливо

$$\log_2 P_I(\mathcal{A}_\varepsilon \text{ - код}) = H(U) - H(E). \quad (3)$$

Так как $H(S) > H(U)$, то

$$H(U) - H(E) < H(S) - H(E), \quad (4)$$

следовательно,

$$\log_2 P_I(\mathcal{A}_\varepsilon \text{ - код}) < \log_2 P_I(\mathcal{A} \text{ - код}), \quad (5)$$

и при $P_I < 1$ выполняется строгое неравенство

$$P_I(\mathcal{A}_\varepsilon \text{ - код}) < P_I(\mathcal{A} \text{ - код}), \quad (6)$$

что и требовалось доказать для совершенных систем аутентификации.

Данный результат может быть пояснен следующим образом. В теории аутентификации Симмонса для совершенных систем без погрешности доказано выполнение равенства [2]

$$P_I(\mathcal{A}_\varepsilon \text{ - код}) = \frac{N_S}{N_E}, \quad (7)$$

где N_S – мощность множества сообщений источника, а N_E – мощность множества кодограмм аутентификации. После сжатия с погрешностью сообщений из множества S кодограммы аутентификации формируются из аппроксимаций множества \mathcal{U} . В совершенной системе аутентификации таких аппроксимаций справедливо

$$P_I(\mathcal{A}_\varepsilon \text{ - код}) = \frac{N_U}{N_E}. \quad (8)$$

В системе с погрешностью число аутентифицируемых сжатых сообщений (мощность множества \mathcal{U}) строго меньше числа N_S , и поэтому вероятность успешной атаки имитации уменьшилась.

Следствие 2. При фиксированной энтропии кодограмм $H(E)$ при сжатии сигналов заверяемых сообщений с погрешностью ε в совершенной системе аутентификации при атаке имитации выполняется равенство

$$\frac{P_I(\mathcal{A}\text{-код})}{P_I(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} = 2^{\Delta I}, \quad (9)$$

где величина потери при сжатии по необратимой функции эpsilon-энтропия множества состояний источника $H_\varepsilon(S)$ меньше энтропии $H(S)$ на величину потери при сжатии количества информации ΔI , где $\Delta I > 0$:

$$\Delta I = H(S) - H_\varepsilon(S). \quad (10)$$

Доказательство. Перепишем выражения (1) и (3) в виде

$$H(S) = \log_2 P_I(\mathcal{A}\text{-код}) + H(E); \quad (11)$$

$$H(U) = \log_2 P_I(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}) + H(E). \quad (12)$$

Подставляя выражения (11) и (12) в (10) с учетом $H(U) = H_\varepsilon(E)$, получаем

$$\Delta I = \log_2 P_I(\mathcal{A}\text{-код}) - \log_2 P_I(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}). \quad (13)$$

Потенцируя обе части равенства (13) по основанию 2, завершим доказательство.

Таким образом, возможность потери некоторого количества информации ΔI при сжатии сигналов-носителей повышает защищенность заверяемых сообщений от подделки противником. Количественно оценим степень возможного повышения имитозащищенности. Обозначим энтропию на символ источника $H_0(S)$. Известно, что для стационарного эргодического источника S^k , генерирующего сообщения длиной k символов, выполняется равенство вида $H(S^k) = k H_0(S)$ [3]. Построим границу, определяющую пределы повышения имитозащищенности при атаке имитации при необратимом сжатии аутентифицируемых сообщений.

Следствие 3. При атаке имитации вероятность успешного обмана в совершенной системе аутентификации сообщений стационарного эргодического источника уменьшается при сжатии их сигналов-носителей с погрешностью $\varepsilon \leq \varepsilon_{\text{доп}}$ в число раз

$$\frac{P_I(\mathcal{A}\text{-код})}{P_I(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} = 2^{k\{H_0(S) - R(\varepsilon)\}}, \quad (14)$$

где $R(\varepsilon)$ – функция скорости кодирования сигналов источника в зависимости от погрешности ε на символ источника, а аутентифицируемые сообщения состоят из k символов.

Для доказательства следствия 3 используются равенство (9) и определение функции скорости кодирования с погрешностью $R(\varepsilon)$ как наименьшего числа бит на символ источника при сжатии стационарного источника S с погрешностью ε на символ [3]. По определению $\Delta I = H(S^k) - R(\varepsilon) = H(S^k) - H_\varepsilon(S^k) = kH_0(S) - kH_\varepsilon(S) = k\{H_0(S) - H_\varepsilon(S)\}$, что завершает доказа-

тельство данного следствия: $\frac{P_I(\mathcal{A}\text{-код})}{P_I(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} = 2^{\Delta I} = 2^{H(S^k) - H_\varepsilon(S^k)} = 2^{k\{H_0(S) - R(\varepsilon)\}}$.

Интересно оценить, насколько велико может быть повышение имитозащищенности различных видов мультимедийных сообщений при их передаче. В соответствии с выражением (10) величина ΔI есть разница между энтропией $H(S)$ источника заверяемых сообщений и эpsilon-энтропией $H_\varepsilon(S)$ этого же источника. Для большинства реальных источников мультимедийных сообщений, которые требуется передавать с контролем их подлинности по каналам связи, вели-

чина $H_o(S) - H_\epsilon(S)$ во много раз превышает величину $H_\epsilon(S)$ при погрешности $\epsilon \leq \epsilon_{\text{доп}}$, допустимой в соответствии с действующими требованиями к достоверности связи. Например, для речевых сообщений на один отсчет речи – в единицы – десятки раз, причем величина k составляет не менее тысяч отсчетов, для телевизионных сообщений на один пиксел – в десятки – сотни раз (k порядка тысяч – миллионов пикселов).

Пусть при передаче изображений для их дешифрования зрительной системой оператора их размеры составляют порядка $k \approx 24 \times 24$ пикселов. В работе [4] для 18 тестовых изображений, в которых яркость каждого пиксела представляется 8 битами, получена практически достижимая верхняя граница энтропии тестовых изображений: $\bar{H}_o(S) = 2,99$ бит/пиксел. Для сохранения требуемой дешифруемости изображений их допустимый коэффициент сжатия с потерями несущественной для получателя информации обычно составляет порядка 4–16 раз, т. е. практически реализуется скорость кодирования с погрешностью $R_{\text{практ}}(\epsilon_{\text{доп}})$ от 2 до 0,5 бит/пиксел. В соответствии с полученным выражением определим, что аутентификация с погрешностью потенциально позволяет повысить имитозащищенность в $2^{k\{\bar{H}_o(S) - R(\epsilon_{\text{доп}})\}} = 2^{24 \times 24 \{2,99 - 2\}} = 4,5 \cdot 10^{171}$ число раз при $R(\epsilon_{\text{доп}}) = 2$ бит/пиксел.

Следовательно, необратимое сжатие сигналов заверяемых сообщений в системах аутентификации с погрешностью потенциально способно уменьшить вероятность имитонавязывания на много порядков, причем потенциальный выигрыш экспоненциально возрастает при использовании методов сжатия с меньшей скоростью кодирования и максимален при использовании в составе системы аутентификации алгоритма со скоростью кодирования $R(\epsilon_{\text{доп}})$, равной энтрон-энтропии $H_\epsilon(S)$.

Следует подчеркнуть, что полученные в следствии 3 оценки повышения имитозащищенности не требуют использования идеальных методов сжатия заверяемых сообщений, т. е. позволяют практически реализовать доказанное повышение защищенности сообщений от навязывания ложной информации. Они позволяют оценить предельную величину дополнительной имитозащищенности в практически реализуемых системах аутентификации с ключом ограниченной длины, использующей реально применимые алгоритмы сжатия сигналов, по сравнению с системами передачи заверяемых сообщений без сжатия.

Например, в работе [5] показано, что речевой сигнал ИКМ со скоростью 64 кбит/с может быть сжат без потерь до скорости порядка 17–19 кбит/с. Следовательно, при частоте дискретизации речи 8 кГц практически достигнутая верхняя оценка энтропии речевого сигнала на один отсчет равна $\bar{H}_o(S) \approx 2,1$ бит/отсчет. Оценим, насколько использование существующих алгоритмов сжатия речевых сигналов с потерями в составе систем аутентификации речи позволяет повысить их имитозащищенность.

В каналах связи широко используется сжатие речевого сигнала с помощью адаптивной дельта-моделиции (АДМ) до скорости 16 кбит/с. Для АДМ скорость кодирования с погрешностью $\epsilon \leq \epsilon_{\text{доп}}$ составляет $R_{\text{АДМ}}(\epsilon_{\text{доп}}) = 2$ бит/отсчет. Для речепреобразующего устройства типа АТ-3001М в режиме формантного вокодера на скорости 1,2 кбит/с скорость кодирования составляет $R_{\text{АТ-3001М-1,2}}(\epsilon_{\text{доп}}) = 0,15$ бит/отсчет, а в режиме полосно-формантного вокодера на скорости 2,4 кбит/с – $R_{\text{АТ-3001М-2,4}}(\epsilon_{\text{доп}}) = 0,3$ бит/отсчет. У кодека речи стандарта GSM на скорости 13 кбит/с скорость кодирования составляет $R_{\text{GSM}}(\epsilon_{\text{доп}}) = 1,625$ бит/отсчет. Пусть заверяется кадр речи, состоящий из 200 последовательных отсчетов: $k = 200$. По формуле (14) построим график (рис. 1), показывающий, насколько потенциально больше вероятность навязывания ложных рече-

вых кадров у системы имитозащиты без погрешности по сравнению с системой с погрешностью в зависимости от скорости кодирования заверяемой речи.

Из графика видно, что при использовании сжатия речи с потерями в АДМ вероятность навязывания ложных кадров речи потенциально можно уменьшить в 10^6 раз, встраивание кодека GSM в систему имитозащиты может дать потенциальный выигрыш в $3,9 \cdot 10^{28}$ раз, а использование формантного вокодера и полосно-формантного вокодера – в $2,3 \cdot 10^{108}$ и $2,5 \cdot 10^{117}$ раз соответственно. Следовательно, использование в каналах связи систем аутентификации сообщений с допустимостью погрешности их сигналов-носителей способно многократно повысить имитозащищенность их передачи.

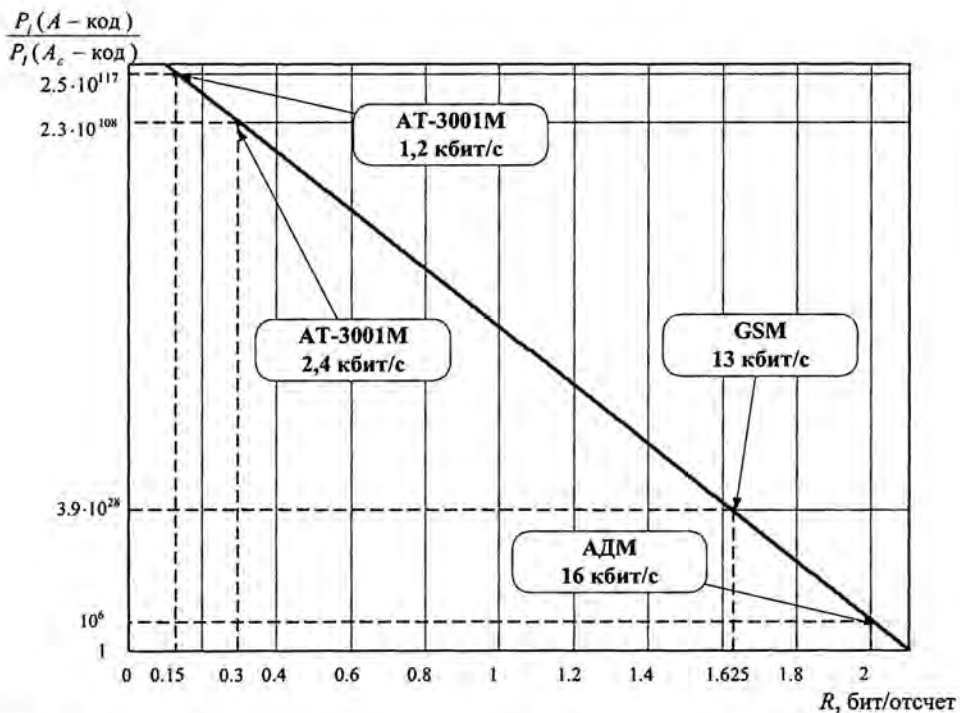


Рис. 1. Отношение вероятности навязывания ложных речевых кадров в атаке имитации системы имитозащиты без погрешности по сравнению с системой с погрешностью $\epsilon_{доп}$ в зависимости от скорости кодирования заверяемой речи

В работе [2] доказывается, что зависимость $\log P_f(A_e-код) \geq H(S) - H(E)$ справедлива как для систем аутентификации без обеспечения секретности передаваемых сообщений, так и для систем с обеспечением их секретности, причем равенство достигается только в совершенных системах. Следовательно, доказанная теорема и следствия из нее справедливы для систем аутентификации сообщений с допустимостью погрешности их сигналов-носителей и для систем с обеспечением их секретности при атаке имитации. Для каналов связи характерна передача большого числа L заверенных сообщений в течение времени действия ключа аутентификации. Покажем, что при атаке подмены порядка L системы аутентификации с погрешностью, обеспечивающие секретность передаваемых сообщений, способны обеспечить вероятность успешного обмана со сто-

роны нарушителя меньше, чем системы аутентификации без погрешности при одинаковых условиях. Исследуем $O(L)$ -секретные системы аутентификации сообщений, в которых в заданном порядке передается последовательность L преобразованных и имитозащищенных сообщений, и $U(L)$ -секретные системы аутентификации сообщений, в которых эта последовательность неупорядочена [6].

Теорема 4. При фиксированной энтропии пространства ключей $H(V(\mathcal{A}\text{-код})) = H(V(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}))$ $O(L)$ -секретная система аутентификации с отличной от нуля погрешностью ε кодирования сигналов сообщений стационарного эргодического источника уменьшает вероятность обмана при атаке подмены порядка $i = 1, 2, \dots, L$, где $1 \leq L \leq N_S - 1$, по сравнению с $O(L)$ -секретной системой аутентификации сообщений без погрешности в число раз

$$\frac{P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код})}{P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} \leq 2^{k\{H_0(S) - H_\varepsilon(S)\}}, \quad (15)$$

где N_S – мощность множества сообщений S .

Доказательство. Из работы [7] известно, что для систем аутентификации сообщений без погрешности (\mathcal{A} -код), удовлетворяющих требованию $O(L)$ -секретности к чтению упорядоченных сообщений, при атаке подмены порядка L , где $1 \leq L \leq N_S - 1$, а N_S есть число возможных сообщений источника, справедливо соотношение

$$2^{H(V(\mathcal{A}\text{-код}))} \geq 2^{H(S^L)} \prod_{i=1}^L \frac{1}{P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код})} \quad \text{для } 1 \leq i \leq L, \quad (16)$$

где S^L – последовательность из L заверяемых сообщений.

Выражение (16) выполняется с равенством, если для \mathcal{A} -кода выполняется свойство L -минимальной ключевой энтропии, справедливо равенство $H(V/E^L) = H(S^L)$ и заверяемые сообщения равновероятны [7]. Здесь E^L есть последовательность из L кодограмм, полученных из данных сообщений на действующем ключе; $H(V(\mathcal{A}\text{-код}))$ – энтропия ключей аутентификации системы без погрешности. Из выражения (16) последовательно получим

$$H(V(\mathcal{A}\text{-код})) \geq H(S^L) - L \log P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код}) \quad \text{для } 1 \leq i \leq L. \quad (17)$$

$$\log P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код}) \geq \frac{1}{L} \{H(S^L) - H(V(\mathcal{A}\text{-код}))\}. \quad (18)$$

Пусть передаваемые сигналы-носители сжимаются с погрешностью ε на символ сообщения. В соответствии с теорией кодирования источников с погрешностью [3] последовательность L сигналов произвольного стационарного эргодического источника S^L может быть сжата со средней погрешностью ε на символ до предела $H_\varepsilon(S^L)$. При аутентификации таких сигналов с использованием того же множества ключей аутентификации \mathcal{V} достижимая для противника вероятность имитонавязывания определяется как

$$\log P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}) \geq \frac{1}{L} \{H_\varepsilon(S^L) - H(V(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}))\}. \quad (19)$$

Так как по условию $H(V(\mathcal{A}\text{-код})) = H(V(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}))$, то из выражений (18) и (19) следует

$$H(S^L) - L \log P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код}) \geq H_\varepsilon(S^L) - L \log P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}); \quad (20)$$

$$L(\log P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код}) - \log P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})) \leq H(S^L) - H_\varepsilon(S^L). \quad (21)$$

Для стационарного эргодического источника энтропия множества из L сигналов длиной k символов каждый выполняется равенство

$$H(S^L) = kH_o(S) = kLH_o(S), \quad (22)$$

где $H_o(S)$ – энтропия на один символ, а эpsilon-энтропия этого же множества сжатых с погрешностью сигналов равна

$$H_\varepsilon(S^L) = kLH_\varepsilon(S), \quad (23)$$

где $H_\varepsilon(S)$ – эpsilon-энтропия на один символ, т. е. минимально необходимое число битов для кодирования символа данного источника со средней погрешностью не более ε .

Подставляя выражения (22) и (23) в (21) и выполняя элементарные преобразования, получаем

$$\frac{P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код})}{P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} \leq 2^{\frac{1}{L}\{H_o(S^L) - H_\varepsilon(S^L)\}} = 2^{k\{H_o(S) - H_\varepsilon(S)\}}, \quad \text{что и требовалось доказать.}$$

Выражение (15) выполняется с равенством, если для исходной системы аутентификации выполняются свойства L -минимальной ключевой энтропии, $H(V/E^L) = H(S^L)$ и равномерного распределения множества сообщений, т. е. сравниваются совершенные системы аутентификации с погрешностью и без погрешности.

Таким образом, из доказанной теоремы следует, что чем сильнее можно сжать аутентифицируемые сообщения (чем больше разница $H_o(S) - H_\varepsilon(S)$), тем выше может быть их защищенность от подделки и что имитозащищенность экспоненциально растет с увеличением длины k аутентифицируемых сообщений, а это является новыми свойствами системы аутентификации с погрешностью. В частности, для известных систем аутентификации без погрешности защищенность от подделки не зависит от длины сообщений.

Доказанная для случая $O(L)$ -секретных систем теорема также справедлива для $U(L)$ -секретных систем аутентификации, в которых противник наблюдает множество из L кодограмм в произвольном порядке.

Следствие 5. При фиксированной энтропии пространства ключей $H(V(\mathcal{A}\text{-код})) = H(V(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}))$ $U(L)$ -секретная система аутентификации с отличной от нуля погрешностью ε кодирования сигналов сообщений стационарного эргодического источника уменьшает вероятность обмана при атаке подмены порядка $i = 1, 2, \dots, L$, где $1 \leq L \leq N_S - 1$, по сравнению с $U(L)$ -секретной системой аутентификации сообщений без погрешности в число раз

$$\frac{P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код})}{P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} \leq 2^{k\{H_o(S) - H_\varepsilon(S)\}}. \quad (24)$$

Доказательство данного следствия аналогично доказательству предыдущей теоремы и использует результаты, полученные в работе [7], в которых устанавливается, что для $U(L)$ -секретных систем аутентификации выполняется выражение (16). Соответственно при выполнении свойств L -минимальной ключевой энтропии, $H(V/E^L) = H(S^L)$ и равномерного распределения множества сообщений $\{S^L\}$ справедливо строгое равенство в данном следствии, т. е. сравниваются совершенные системы аутентификации (\mathcal{A} -код) и (\mathcal{A}_ε -код).

Следствие 6. При фиксированной энтропии пространства ключей $H(V(A\text{-код})) = H(V(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код}))$ $O(L)$ - и $U(L)$ -секретные системы аутентификации с отличной от нуля погрешностью $\varepsilon \leq \varepsilon_{\text{доп}}$ кодирования сигналов-носителей сообщений стационарного эргодического источника уменьшают вероятность обмана при атаке подмены порядка $i=1,2,\dots,L$, где $1 \leq L \leq N_S - 1$, по сравнению с системами аутентификации без погрешности в число раз

$$\frac{P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код})}{P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} \leq 2^{k\{H_o(S)-R(\varepsilon)\}}, \quad (25)$$

где $R(\varepsilon)$ – практически достигнутая скорость кодирования сигналов заверяемых сообщений с погрешностью $\varepsilon \leq \varepsilon_{\text{доп}}$, а $\varepsilon_{\text{доп}}$ – допустимая для получателя погрешность сигналов-носителей.

Заметим, что если в предыдущем следствии рассматривались системы аутентификации, в которых сигналы-носители сжимались до теоретически достижимой границы $H_\varepsilon(S)$, то в данном следствии исследуются системы аутентификации со сжатием сигналов до практически достижимой в реальных алгоритмах скорости кодирования $R(\varepsilon)$. Данная скорость может находиться в пределах $H_\varepsilon(S) \leq R(\varepsilon) \leq H_o(S)$. Если выполняется равенство $H_o(S) = R(\varepsilon)$, то сжатие с погрешностью отсутствует, нет и выигрыша по имитозащищенности. По мере приближения скорости $R(\varepsilon)$ кодирования реальных алгоритмов сжатия к величине энтальпии $H_\varepsilon(S)$ экспоненциально растет имитозащищенность заверяемых сообщений, причем с ростом порядка атаки L степень повышения имитозащищенности остается постоянной.

Данное следствие позволяет оценить пределы повышения имитозащищенности сообщений, заверяемых системой аутентификации с погрешностью, использующей практически реализуемые алгоритмы сжатия. Например, пусть заверяются полутоновые изображения размером $n_x \times n_y = 32 \times 32, 128 \times 96$ (формат кадра SQCIF), 176×144 (QCIF), 352×288 пикселей (CIF). До сжатия яркость каждого пикселя изменяется в пределах $0 \dots 255$, т. е. скорость источника равна 8 бит/пиксел. Известно [4], что типичные изображения сжимаются без искажений со средней скоростью порядка $R(\varepsilon=0) \geq H_o(S) = 2,99$ бит/пиксел.

При оценке сжатия изображений обычно пользуются коэффициентом сжатия $K_{\text{сж}}$, который для различных изображений и алгоритмов сжатия может изменяться в пределах от единицы до нескольких сотен. Практически достижимую скорость кодирования заверяемых изображений с погрешностью $\varepsilon \leq \varepsilon_{\text{доп}}$ удобно выразить в виде $R(\varepsilon) = \frac{8}{K_{\text{сж}}}$.

В соответствии с формулой (25) для различных размеров изображений и коэффициентов сжатия вычислим максимальные значения их имитозащищенности при использовании системы аутентификации с погрешностью

$$\frac{P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код})}{P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} \leq 2^{(n_x \times n_y)\{H_0(S) - R(\varepsilon)\}} = 2^{(n_x \times n_y)\left\{2,99 - \frac{8}{K_{сж}}\right\}}$$

На рис. 2 представлены пределы уменьшения вероятности навязывания ложных кадров изображения при атаке подмены порядка L . Для всех размеров кадров изображения при сжатии без потерь при $R(\varepsilon = 0) \geq H_0(S) = 2,99$ бит/пиксел повышение имитозащищенности отсутствует:

$\frac{P_{d_i}(\mathcal{A}\text{-код})}{P_{d_i}(\mathcal{A}_\varepsilon\text{-код})} = 1$. Однако с ростом коэффициента сжатия неминуемо появляется погрешность сжатия ($\varepsilon > 0$) и имитозащищенность начинает увеличиваться по экспоненциальному закону. При малых размерах 32×32 пикселей и очень умеренной величине коэффициента сжатия $K_{сж} = 4$ вероятность навязывания ложных кадров может быть снижена в 2^{1000} раз. С ростом $K_{сж}$ и увеличением размера заверяемого кадра вероятность имитонавязывания ложных сообщений очень быстро уменьшается.

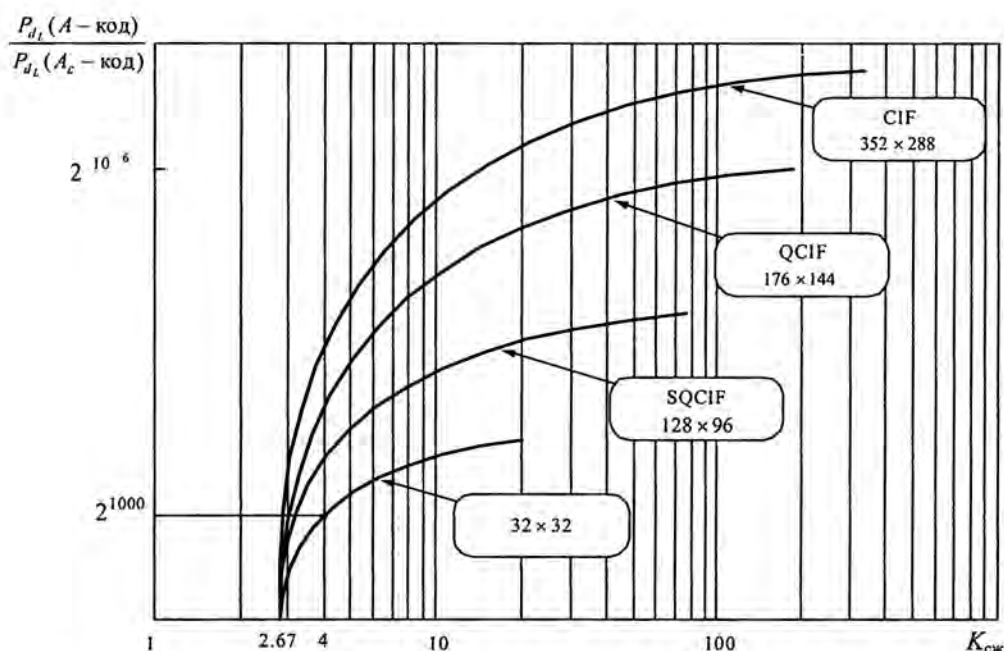


Рис. 2. Пределы уменьшения вероятности навязывания ложных кадров изображения при атаке подмены порядка L

Таким образом, контроль подлинности сжимаемых с погрешностью сигналов заверяемых мультимедийных сообщений, таких как видео и речь, способен существенно повысить их имитозащищенность при атаках имитации и подмены порядка L . Подчеркнем, что этот выигрыш получен благодаря допустимости для получателя сообщений погрешности их сигналов-носителей в пределах $\varepsilon \leq \varepsilon_{доп}$. При этом разница между двумя сравниваемыми системами аутентификации

заключается в том, что в системе с погрешностью сигнал заверяемого сообщения допустимо необратимо сжимать с погрешностью $\varepsilon > 0$, что создает дополнительную неопределенность для нарушителя.

Список литературы

1. Оков И. Н. Криптографические системы аутентификации сообщений: оценки стойкости и требования к каналам передачи // Защита информации. Конфидент. 2001. № 5. С. 50–58.
2. Simmons G. J. Authentication theory/coding theory // Advances in Cryptology. Proc. CRYPTO-84. LNCS 196. Springer. 1985. P. 411–431.
3. Шеннон К. Э. Работы по теории информации и кибернетике. М.: ИЛ, 1963.
4. Marvel L. Image Steganography for Hidden Communication // Thesis D. University of Delaware, 1999. P. 115.
5. Калинин Ю. К. Разборчивость речи в цифровых вокодерах. М.: Радио и связь, 1991.
6. Зубов А. Ю. Совершенные шифры. М.: Гелиос АРВ, 2003.
7. Casse L. R., Martin K. M., Wild P. R. Bounds and characterizations of authentication/secretcy schemes // Design, codes and cryptography. 1998. Vol. 13, № 2. P. 107–129.
8. Волошин Н. П., Мартынов А. П., Николаев Д. Б., Фомченко В. Н. Алгоритмы криптографического преобразования. Симметрические и асимметрические криптографические системы и криптографические протоколы. Саров: «ИНФО», 2002.

Imitoresistance Analysis Message Authentication Systems With Admissible Error of Sending Signals

V. G. Gribunin, A. P. Martynov, I. N. Okov

The analysis of damage protection of new class of authentication systems with a error and the classical perfect authentication system without an error is resulted.

УДК 681.325.3

Моделирование процессов ввода информации и оценки показателей эффективности систем санкционированного управления

Предложена модель процесса ввода информации в ССУ, на основании анализа которой получены формализованные выражения для оценки показателей эффективности информационно-кодowego управления. Произведены оценки влияния защитных механизмов на эффективность управления и определены зависимости основных вероятностных и временных характеристик, по результатам анализа которых обоснован выбор характеристик ССУ.

Ю. В. Александров, С. В. Елагин,
В. Н. Фомченко

В настоящее время системы санкционированного управления (ССУ) широко внедряются в различные производственные сферы для обеспечения безопасности потенциально-опасных объектов (ПОО) и технологических процессов (ТП). ССУ должны обеспечивать, с одной стороны, требуемые уровни защищенности ППО и ТП, а с другой – оперативность управления ПОО и ТП с целью пресечения несанкционированных действий (НСД) и предотвращения опасных событий. В связи с этим к основным показателям эффективности ССУ могут быть отнесены следующие вероятностные и временные характеристики: вероятность совершения НСД, ожидаемое безопасное время [1], среднее время ввода санкционирующей информации (СИ).

Для оценки указанных показателей эффективности необходимо проанализировать модель процесса ввода СИ и исследовать влияние действующих защитных механизмов. Ожидаемое безопасное время (ожидаемое время подбора СИ T_C) может быть определено как произведение среднего числа попыток подбора r на время совершения одной попытки t_n [1]

$$T_C = r t_n. \quad (1)$$

При исчерпывающем переборе кодовых комбинаций r определяется в соответствии с выражением [2]

$$r = \sum_{i=1}^M i \left(1 - \frac{i}{M}\right) \frac{1}{M-i} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M i = \frac{1}{M} \frac{M(M+1)}{2} = \frac{M+1}{2}. \quad (2)$$

Для варианта подбора СИ с использованием случайного закона формирования кодовых комбинаций среднее число попыток r подбора СИ может быть определено по формуле [3]

$$r = \sum_{i=1}^{\infty} i q^{i-1} p, \quad (3)$$

где $p = 1/M$ – вероятность правильного подбора СИ с первой попытки; M – число возможных кодовых комбинаций; $q = 1 - p$.

Пользуясь правилами преобразования рядов, выражение (3) можно получить в виде

$$r = 1/p. \quad (4)$$

Соответственно T_C с учетом (1) будет определяться зависимостью

$$T_C = t_n/p = t_n M. \quad (5)$$

Таким образом, при подборе СИ методом случайного формирования кодовых комбинаций T_C будет в два раза больше, чем в случае исчерпывающего перебора.

Ожидаемое безопасное время должно соответствовать условию $T_C < T_{\text{отв}}$, где $T_{\text{отв}}$ – время, отводимое злоумышленнику на совершение попыток подбора СИ. В том случае, если данное условие не выполняется, необходимо предпринимать меры увеличения T_C . С этой целью применяются различные способы, в числе которых можно выделить следующие:

- динамическое увеличение времени задержки;
- динамическое увеличение разрядности СИ (эргодической мощности).

Динамическое увеличение времени задержки происходит после выполнения определенного количества k попыток подбора СИ. При этом T_C может быть вычислено по формуле

$$T_C = 1/2M \left[t_n (\kappa + 1) \kappa + (t_{\text{ф}} + t_{\text{в}} + w t_{\text{зд}}) ((M + 1)M - (\kappa + 1)\kappa) \right], \quad (6)$$

где w – коэффициент увеличения времени задержки.

Динамическое увеличение эргодической мощности происходит в результате перехода ССУ в состояние ограничения числа попыток (ОЧП) после выполнения определенного количества неудачных операций подбора СИ [2]. С целью выхода из состояния ОЧП требуется подбор дополнительного массива СИ.

При реализации в ССУ счетчика ОЧП исчерпывающий перебор кодовых комбинаций не гарантирует 100 %-ного успеха, так как истинная комбинация СИ может быть опробована злоумышленником при нахождении ССУ в состоянии ОЧП [2]. Поэтому следует ожидать, что в этом случае осведомленный злоумышленник воспользуется альтернативным вариантом подбора СИ способом случайного формирования кодовых комбинаций.

Представляет интерес проанализировать модель ввода информации, характеризующей процесс подбора СИ для вариантов наличия и отсутствия счетчика ОЧП.

При случайном законе формирования кодовых комбинаций появление событий, соответствующих успешным попыткам подбора СИ, происходит случайным образом. Можно с некоторыми допущениями предположить, что время подбора СИ до успешной попытки характеризуется показательным законом распределения. В этом случае процесс подбора СИ может быть представлен в виде непрерывной цепи Маркова [3].

При отсутствии счетчика ОЧП процесс подбора СИ характеризуется цепью Маркова, показанной на рис. 1,а. В результате решения линейных алгебраических уравнений, составленных для цепи Маркова, получены формулы для оценки финальных вероятностей состояний:

$$P_1 = P_0 \lambda_{01} / \mu_{10}; \quad P_0 = (1 + \lambda_{01} / \mu_{10})^{-1}.$$

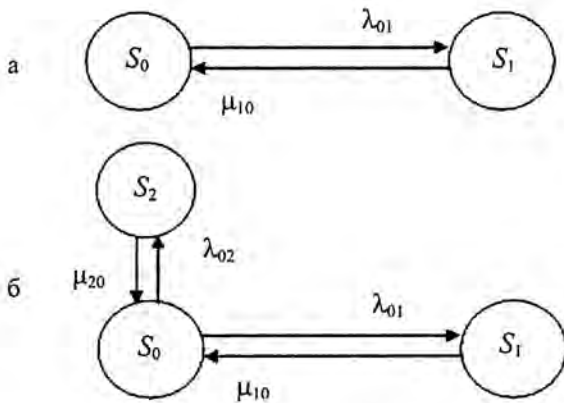


Рис. 1. Граф состояний процесса подбора СИ при отсутствии (а) и наличии (б) счетчика ОЧП: S_0 – исходное состояние процесса подбора СИ; S_1 – состояние правильного подбора СИ; S_2 – состояние ОЧП

Переход из исходного состояния S_0 в состояние правильного подбора шифра S_1 осуществляется с интенсивностью в соответствии с выражением

$$\lambda_{01} = 1/t_n M. \quad (7)$$

Переход в исходное состояние из состояния S_1 происходит с интенсивностью, определяемой временем между двумя попытками ввода СИ по формуле

$$\mu_{10} = 1/t_n. \quad (8)$$

С учетом вероятностей состояния цепи Маркова (см. рис. 1,а), а также формул (7), (8) может быть получена зависимость для определения r :

$$r = M = 1/P_1 - 1. \quad (9)$$

При наличии счетчика ОЧП процесс подбора СИ может быть представлен в виде цепи Маркова (рис. 1,б). Решая линейные алгебраические уравнения, составленные для данной цепи, можно определить финальные вероятности состояний $P_1 = P_0 \lambda_{01} / \mu_{10}$; $P_2 = P_0 \lambda_{02} / \mu_{20}$; $P_0 = (1 + \lambda_{01} / \mu_{10} + \lambda_{02} / \mu_{20})^{-1}$.

Интенсивности переходов λ_{01} , μ_{10} определяются по формулам (6), (7). Интенсивность перехода в состояние ОЧП может быть оценена в соответствии со следующим выражением $\lambda_{01} = Q_k / t_n \kappa$, где κ – число попыток ограничения подбора СИ; P_k – вероятность успешного подбора СИ за κ попыток; $Q_k = 1 - P_k$.

В том случае, если подбор СИ осуществляется по случайному закону формирования кодовых последовательностей, формула для определения вероятности P_k может быть получена в соответствии с геометрическим законом распределения вероятностей в виде

$$P_k = \sum_{i=1}^k q^{i-1} p. \quad (10)$$

Переходы из состояния S_2 в исходное состояние S_0 осуществляются с интенсивностью $\mu_{20} = 1/M t_n$. На основании полученных соотношений выражение для определения вероятности состояния успешного подбора СИ P_1 может быть получено в виде

$$P_1 = (1 + Q_k M / \kappa + 1/M)^{-1} 1/M. \quad (11)$$

Соответственно с учетом (1), (9) и (11) выводится формула для оценки T_C :

$$T_C = t_n [(1 + Q_k M / \kappa + 1/M) M] - 1. \quad (12)$$

К важнейшим показателям, характеризующим эффективность ССУ, относится вероятность совершения НСД $P_{НСД}$. В частном случае, когда злоумышленник осуществляет раскрытие СИ методом подбора, в качестве $P_{НСД}$ следует рассматривать вероятность подбора СИ за ограниченное время $P_{ПСИ}$. При исчерпывающем переборе СИ оценки $P_{ПСИ}$ могут быть получены в соответствии с выражением

$$P_{\text{ПСИ}} = l/M, \quad (13)$$

где $l = T_{\text{отв}}/t_n$ – среднее число попыток подбора СИ за $T_{\text{отв}}$.

В случае подбора СИ с использованием случайного закона формирования кодовых последовательностей $P_{\text{ПСИ}}$ определяется по следующей формуле, полученной с учетом (10)

$$P_{\text{ПСИ}} = \sum_{i=1}^l q^{i-1} p. \quad (14)$$

При наличии счетчика ОЧП вероятность $P_{\text{ПСИ}}$ определяется путем решения алгебраических уравнений для цепи Маркова (рис. 1,б). При этом полученное решение с достаточной степенью точности может быть аппроксимировано системой уравнений, которой удобно пользоваться для расчетов

$$P_{\text{ПСИ}} = 1 - l \frac{1}{m} \text{ при } l \leq \kappa; \quad (15)$$

$$P_{\text{ПСИ}} = 1 - l \frac{\kappa}{m} + 1 - l \frac{1}{\eta} \text{ при } \kappa \leq l \leq \infty.$$

До срабатывания счетчика ОЧП $P_{\text{ПСИ}}$ определяется верхней формулой системы уравнений (15). При реализации κ попыток происходит переход в состояние ОЧП. После этого необходимо выполнить подбор дополнительного массива СИ, требуемый для возврата в исходное состояние S_0 цепи Маркова. В этом случае оценка $P_{\text{ПСИ}}$ осуществляется в соответствии с нижней формулой системы уравнений (15). Далее процесс подбора может повторяться циклически. При этом выражение для определения среднего числа попыток подбора r_l может быть получено в виде

$$r_l = 1/P_1 - \kappa - 1 = \left(1 + M/\kappa(1 - 1/M)^\kappa + 1/M\right)M - \kappa - 1. \quad (16)$$

Показательным параметром, характеризующим оперативность управления, является среднее время ввода СИ $t_{\text{вс}}$ в аппаратуру ССУ. Для оценки $t_{\text{вс}}$ со специализированных носителей (СН) и кнопочного наборного поля может быть проанализирована модель процесса ввода СИ, представленная в виде цепи Маркова (рис. 2). В результате решения линейных алгебраических уравнений, составленных для данной цепи, получены формулы для определения финальных вероятностей состояний

$$P_1 = P_0 \lambda_{01}/\mu_{10}; P_2 = P_0 \lambda_{02}/\mu_{20}; P_3 = P_0 \lambda_{03}/\mu_{30};$$

$$P_0 = (1 + \lambda_{01}/\mu_{10} + \lambda_{02}/\mu_{20} + \lambda_{03}/\mu_{30})^{-1}.$$

Для определения $t_{\text{вс}}$ можно воспользоваться формулой

$$t_{\text{вс}} = r(t_{\text{в}} + t_{\text{зд}}). \quad (17)$$

Среднее число попыток ввода информации r определяется по аналогии с (9) с учетом вероятностей состояний цепи Маркова (рис. 2)

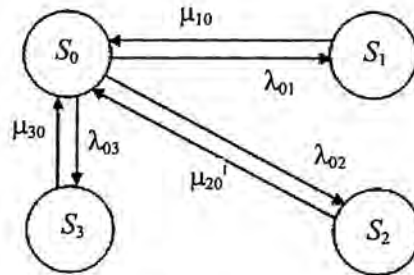


Рис. 2. Граф состояний процесса ввода информации в аппаратуру управления: S_0 – исходное состояние процесса ввода СИ; S_1 – состояние ОЧП; S_2 – состояние отказа средств ввода; S_3 – состояние безошибочного ввода СИ

$$r = 1/P_3 - 1. \quad (18)$$

Таким образом, формула (17) для определения $t_{вс}$ приобретает вид

$$t_{вс} = (1/P_3 - 1) (t_{в} + t_{зд}). \quad (19)$$

Выражение для оценки интенсивности переходов в состояние безошибочного ввода СИ с СН может быть получено в следующем виде:

$$\lambda_{03} = (1 - P_{инф} - P_{от}) \lambda_{в}, \quad (20)$$

где $\lambda_{в} = 1/(t_{в} + t_{зд})$ – интенсивность попыток ввода информации; $P_{от}$ – вероятность отказа средств ввода СИ; $P_{инф} = 1 - e^{-P_0 N}$ – вероятность ошибки ввода блока информации с СН; P_0 – вероятность ошибки передачи элемента сигнала; N – число разрядов блока СИ.

При вводе СИ с кнопочного наборного поля вероятность ошибки ввода блока информации определяется в соответствии с формулой $P_{инф} = 1 - (1 - P_{симв})^n$, где $P_{симв}$ – вероятность ошибочного ввода символа; n – число символов в кодовой комбинации.

Переход в состояние S_0 из состояния S_3 цепи Маркова (см. рис. 2) происходит с интенсивностью, определяемой временем между двумя попытками ввода СИ $\mu_{30} = 1/(t_{в} + t_{зд})$. В случае превышения числа ошибочных попыток ввода СИ над заданными ограничениями осуществляется переход в состояние S_1 ОЧП с частотой $\lambda_{01} = P_{ош} \lambda_{в} / \kappa$, где $P_{ош}$ – вероятность перехода в состояние ОЧП вследствие ошибок ввода СИ. При этом для возвращения в исходное состояние необходимо осуществить ввод соответствующей СИ. Эта операция может быть выполнена за время $t_{уб}$.

Выражение для оценки $P_{ош}$ может быть получено в следующем виде:

$$P_{ош} = P_{\kappa} C_{m-\kappa+1}^1 / C_m^{\kappa} = (m - \kappa + 1) P_{инф}^{\kappa} (1 - P_{инф})^{m-\kappa}. \quad (21)$$

В процессе ввода СИ возможны отказы средств ввода СИ, возникающие с частотой $\lambda_{02} = P_{от} \lambda_{в}$. Устранение отказов осуществляется за время t_{yo} с интенсивностью $\mu_{20} = 1/t_{yo}$.

С учетом полученных соотношений $t_{вс}$ может быть выражено следующей зависимостью:

$$t_{вс} = \frac{(t_{в} + t_{зд}) + (P_{ош} / \kappa) t_{уб} + P_{от} t_{yo}}{(1 - P_{инф} - P_{от})}. \quad (22)$$

Предложенная модель процесса ввода позволяет получать сравнительные оценки $t_{вс}$ от объемов вводимой СИ с СН и кнопочного наборного поля в виде графиков (рис. 3).

С целью обоснования выбора числа попыток подбора СИ κ может быть предложена графическая модель (рис. 4), которая характеризует зависимость вероятности перехода в состояние ОЧП P_1 вследствие ошибок ввода информации и вероятности подбора СИ $P_{пси}$ от значения κ . В качестве исходных приняты следующие данные:

$$M = 16,7 \cdot 10^6, \quad T_{отв} = 2880 \text{ ч}, \quad t_n = 12 \text{ с}, \quad t_3 = 3 \text{ с}, \quad P_{ош} = 10^{-3}, \quad P_{НСД}^{доп} < 10^{-6}.$$

В соответствии с полученными графиками можно выделить область значений k , которая ограничивается, с одной стороны, допустимой вероятностью совершения НСД $P_{НСД}^{доп} < 10^{-6}$, а с другой – вероятностью P_1 , которую также целесообразно ограничить уровнем $P_1 < 10^{-6}$ для того, чтобы свести к минимуму возможности перехода в состояние ОЧП вследствие ошибок ввода информации. На рис. 4 данная область заключена между значениями k , равными 8 и 15, которые удовлетворяют сформулированным условиям. Из этого диапазона может быть выбрано значение счетчика ОЧП.

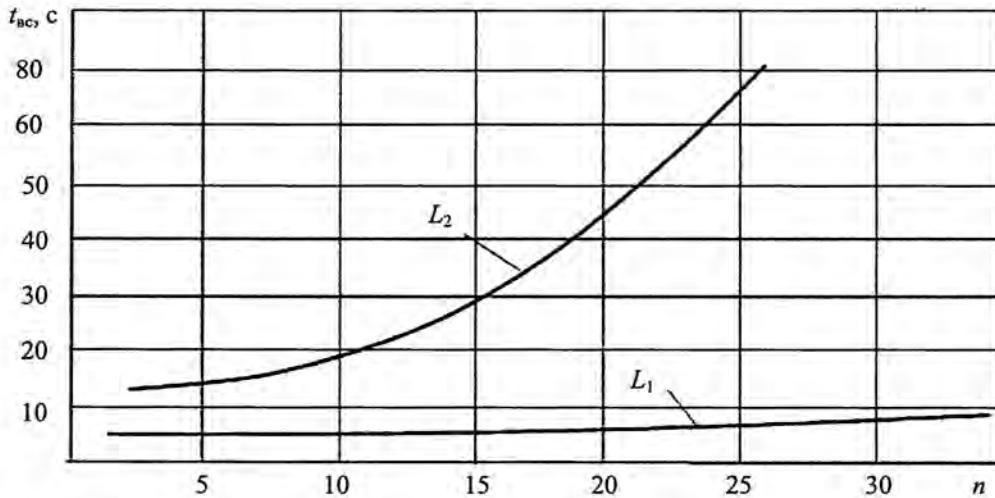


Рис. 3. График зависимости среднего времени ввода $t_{вс}$ от объемов вводимой информации с СН (L_1) и кнопочного наборного поля (L_2)

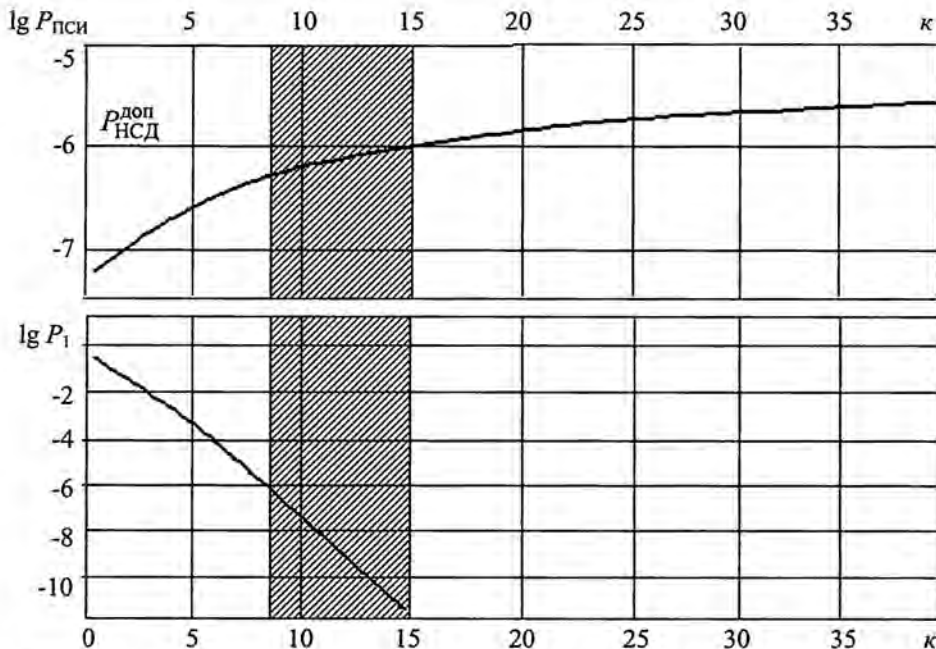


Рис. 4. Графики зависимости вероятности перехода в состояние ОЧП P_1 вследствие ошибок ввода информации и вероятности подбора СИ $P_{пси}$ от значения счетчика ОЧП k

Предложенные модели процесса ввода СИ в ССУ, основу которых составляют марковские процессы, и разработанный методический аппарат позволяют получить оценки основных показателей эффективности ССУ, вывести формализованные зависимости основных временных и вероятностных характеристик, выполнить сравнительные оценки эффективности способов автоматизированного и ручного (кнопочного) ввода информации. Предложенная графическая модель дает возможность определить оптимальное значение ОЧП в соответствии с требуемыми показателями оперативности управления и уровнями защищенности ПОО и ТП.

Список литературы

1. Хоффман Л. Дж. Современные методы защиты информации. М.: Сов.радио, 1980.
2. Александров Ю. В., Елагин С. В., Кушнарев А. П. и др. Электронные кодовые переключатели. Защита цифровой информации от утечки по побочным каналам / Научно-технический сборник под редакцией А. И. Астайкина, В. Н. Фомченко. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. С. 364–443.
3. Вентцель Е. С., Овчаров Л. А. Прикладные задачи теории вероятности. М.: Радио и связь, 1983.

Simulation of Input Information Processes and Estimation of Efficiency Parameters of Authorized Management Systems

Y. V. Alexandrov, S. V. Elagin, V. N. Fomchenko

The model of input information process in authorized management systems (AMS) on the basis of which analysis the formalized expressions for an estimation of parameters of efficiency of information – code management are received is offered. Estimations of influence of protective mechanisms on a management efficiency are made and dependences of the basic вероятностных and time characteristics by results of which analysis the choice of characteristics AMS is proved are determined.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Исследование стойкости приборов автоматики с гидравлическим затуханием к комплексным механическим нагрузениям.....</i>	<i>264</i>
<i>Разработка субъектно-объектной модели системы обеспечения безопасности информации автоматизированной системы на основе ее декомпозиции.....</i>	<i>272</i>

РАЗДЕЛ

13

The number '13' is rendered in a large, grey, 3D-style font. It is set against a blue rectangular background that features a white technical drawing. The drawing includes various lines, a zigzag line, and the letters 'm' and 'C'.

**РАЗРАБОТКА
АППАРАТУРЫ И
НОВЫХ
ПРОМЫШЛЕННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ**

УДК 532.4

Исследование стойкости приборов автоматики с гидравлическим затуханием к комплексным механическим нагрузениям

С. В. Колесников, М. В. Каминский,
В. Д. Смирнов, Н. О. Андреев,
В. Г. Собянин, С. Д. Литвинов,
О. Э. Борисенкова

Комплексные одновременные воздействия на ПА боевых частей неядерного вооружения ряда внешних механических факторов, что имеет место в реальных условиях эксплуатации ПА, позволяют в отличие от последовательных однофакторных воздействий выявить новые эффекты в поведении ПА. Это показано расчетным путем на примере приборов инерционного типа с гидравлическим демпфированием при комплексных механических нагрузениях (случайная вибрация и линейное ускорение). Рассмотрены две нелинейные модели приборов, приведены графики перемещения подвижных систем ПА. Предложенный метод может быть использован для анализа стойкости ПА при наличии сложного спектра возможных натуральных нагрузений, возникающих в условиях применения.

В условиях эксплуатации приборы автоматики (ПА) подвержены одновременному воздействию ряда факторов. Такой характер нагружения носит название комплексного. Исследования, проводимые во ВНИИЭФ, показали, что из комплекса нагружений весьма важным с точки зрения влияния на приборы инерционного типа является комплекс линейного ускорения и вибрации. Это влияние показано в наших работах расчетно-теоретическим путем и экспериментально на установках комплексных нагружений. В статье впервые в практике наших работ дается анализ поведения приборов автоматики инерционного типа с жидкостным затуханием к комплексным нагружениям. Ставится вопрос о необходимости проведения испытаний ПА при комплексных нагружениях, результаты которых следует сопоставить с расчетными данными.

1. Конструктивная схема прибора и ее модель

Конструктивная схема прибора приведена на рис. 1 [1]. При увеличении линейного ускорения $n_x > n_0$ (n_0 – определяется начальным поджатием пружины) происходит смещение поршня 1 из среднего положения. При смещении поршня до совпадения проточки с флажком 2 прибор срабатывает. Корпус прибора заполнен кремнийорганической жидкостью. В процессе движения под поршнем создается избыточное давление.

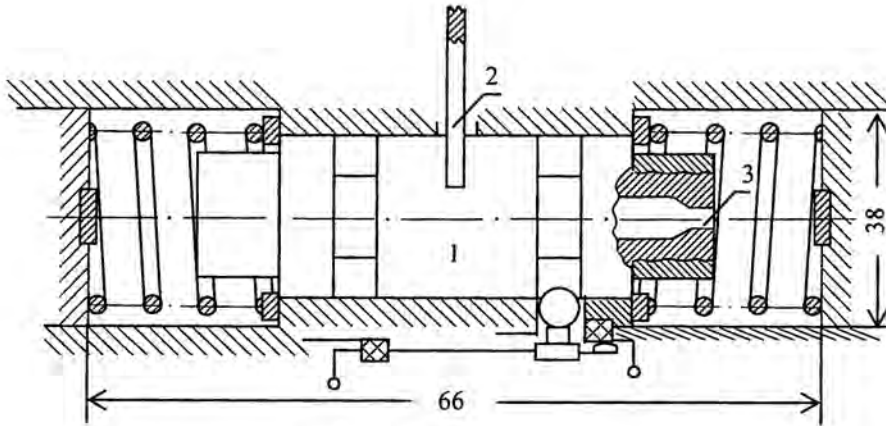


Рис. 1. Конструктивная схема

Существует два варианта конструктивной схемы. В первом варианте под действием давления жидкость начинает перетекать через отверстие в поршне и зазор между поршнем и корпусом (модель 1). В другом варианте перетекание жидкости идет через канал в поршне. Канал заканчивается резким сужением (жиклёр 3).

Двум конструктивным схемам соответствуют две расчетные модели, используемые для оценки влияния на ПА комплексного нагружения.

Первая модель прибора автоматики. Модель представлена на рис. 2.

Как уже говорилось, одной из особенностей рассматриваемой модели является наличие жидкостного затухания, определяющего, во-первых, характер зависимости перемещения подвижной системы модели при действии линейного ускорения (функционал прибора) и, во-вторых, уменьшающего влияние внешней вибрации на работу ПА. Анализ данной модели с использованием параметров приборов и данных внешних нагружений позволил оценить характер перетекания жидкости в зазоре (ламинарный) и канале поршня (турбулентный). Условия перетекания жидкости влияют на вид уравнения движения модели при сложных внешних нагружениях.

Определение сил сопротивления при движении подвижной системы модели. Составление уравнения движения. Силы сопротивления в рассматриваемой гидромеханической системе определяются, как правило, скоростями движения массы модели \dot{X} , движения жидкости в зазоре V_3 и канале V_k . Для нахождения связи между скоростями используются уравнение секундного расхода жидкости и условие равенства давления Δp в параллельных каналах (зазор, отверстие в поршне):

$$S_{\Pi} \dot{X} = V_3 S_3 + V_k S_k, \quad (1)$$

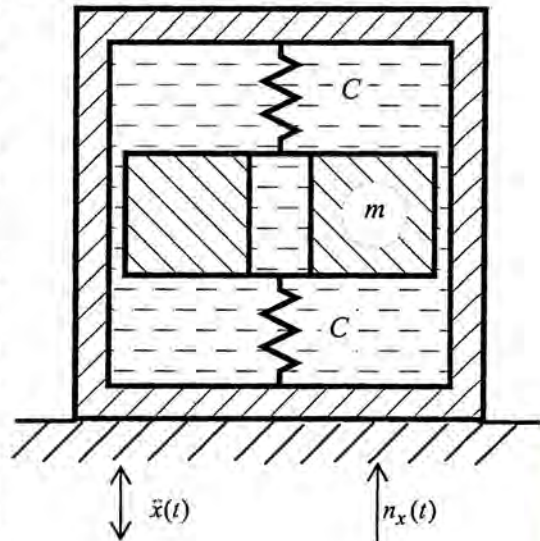


Рис. 2. Первая модель прибора (m – масса подвижной системы; C – упругость пружинного подвеса; $\ddot{x}(t)$ – случайное вибрационное нагружение; $n_x(t)$ – линейное ускорение (перегрузка))

где S_k – площадь поперечного сечения канала; S_3 – поперечная площадь зазора.

Давление в каналах определяется следующим образом:

$$\Delta p_3 = \frac{12V_3\mu\ell S_3}{2\pi R\delta^3}, \quad \Delta p_k = \frac{\rho V_k^2}{2}, \quad \Delta p_3 = \Delta p_k; \quad (2)$$

$$V_k^2 = \frac{24\mu\ell V_3}{\delta^3\rho}, \quad V_k = \frac{24\mu\ell}{\delta^3\rho} \sqrt{V_3} = C_1 \sqrt{V_3},$$

где $C_1 = \frac{24\mu\ell}{\delta^3\rho}$; Δp_3 – перепад давления в зазоре; Δp_k – перепад давления в канале; ℓ – длина зазора (поршня, канала); μ – динамическая вязкость жидкости; ρ – плотность жидкости; R – радиус поршня; δ – величина зазора.

Из выражений (1) и (2) соотношение скоростей V_k, V_3, \dot{X} будет иметь вид [1]:

$$\frac{V_3}{\dot{X}} = \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 \frac{1}{\dot{X}}, \quad \frac{V_k}{\dot{X}} = \frac{C_1}{\dot{X}} \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a}, \quad (3)$$

где $a = \frac{S_3}{S_\Pi}$, $b = C_1 \frac{S_k}{S_\Pi}$.

Сила сопротивления движению массы m (поршня) в связи с перетеканием жидкости в зазоре при давлении Δp есть $F = \Delta p S_3$. В то же время эта сила сопротивления для ламинарного течения имеет вид $F = h\dot{X}$, где h – коэффициент линейного сопротивления. Тогда коэффициент сопротивления движению массы m , связанный с демпфирующим действием жидкости при истечении ее через зазор, представим как

$$h = \frac{F}{\dot{X}} = \frac{\Delta p S_3}{\dot{X}}.$$

Используя выражение (2), получим

$$h = \frac{12\mu\ell S_3}{\delta^2} \frac{V_3}{\dot{X}} = \frac{12\mu\ell S_3}{\delta^2} \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 \frac{1}{\dot{X}}. \quad (4)$$

Таким же образом определим коэффициент сопротивления при движении поршня в связи с перетеканием жидкости в канале.

Скорость в канале, как показано выше, равна

$$V_k = C_1 \sqrt{V_3} = C_1 \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a}.$$

Здесь для скорости V_3 коэффициенты C_1, a, b находятся в зависимости от конструктивных параметров системы и свойств жидкости. Далее, поскольку давление Δp , проталкивающее жидкость по каналу, приложено к поршню, сила сопротивления движению поршня от турбулентного движения жидкости в канале имеет вид $F_k = \Delta p S_\Pi = h_1 (\dot{X})^2$, так как $\Delta p (S_\Pi - S_3) \cong \Delta p S_\Pi$.

Сила сопротивления от турбулентного потока жидкости, как правило, пропорциональна квадрату скорости движения, поэтому

$$h_1 = \frac{\Delta p S_{\Pi}}{(\dot{X})^2} = \frac{\rho S_{\Pi}}{2} \left(\frac{C_1}{\dot{X}} \right)^2 \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2. \quad (5)$$

Тогда в первом приближении уравнение движения подвижной системы модели запишем в виде

$$m\ddot{X} + \frac{12\mu\ell S_3}{\delta^2} \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 + \frac{\rho C_1^2 S_{\Pi}}{2} \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 + F_{\Pi} + F_1 \text{sign } \dot{X} + C_x = -m (\ddot{y} + n_x). \quad (6)$$

Здесь F_{Π} – начальное поджатие пружины; F_1 – начальная сила трения.

Уравнение (6), однако, не учитывает приведенной массы системы, связанной с перетеканием жидкости в канале и зазоре. При перетекании жидкости к массе поршня m "добавляется" так называемая "вносимая" масса жидкости [1]. Ее необходимо учитывать. Согласно [1] суммарная масса $M = m + \pi r^2 \ell \rho \left(\frac{V_k}{\dot{X}} \right)^2 + S_3 \ell \rho \left(\frac{V_3}{\dot{X}} \right)$. Окончательное уравнение движения системы с учетом вносимой массы имеет вид:

$$\left[\pi r^2 \ell \rho \left(\frac{C_1}{\dot{X}} \right)^2 \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 + S_3 \ell \rho \frac{1}{\dot{X}^2} \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^4 + m \right] \ddot{X} + \frac{12\mu\ell S_3}{\delta^2} \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 + \frac{\rho C_1^2 S_{\Pi}}{2} \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 \text{sign } \dot{X} + F_{\Pi} + F_1 \text{sign } \dot{X} + C_x = -M(\ddot{y} + n_x), \quad (7)$$

где M – эффективная динамическая масса системы;

$$M = \left[\pi r^2 \ell \rho \left(\frac{C_1}{\dot{X}} \right)^2 \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^2 + S_3 \ell \rho \frac{1}{\dot{X}^2} \left(\frac{-b + \sqrt{b^2 + 4a\dot{X}}}{2a} \right)^4 + m \right].$$

С использованием выражения (7) были проведены расчеты относительного перемещения подвижной системы $x(t)$ при действии случайной вибрации и линейного ускорения. Результаты расчетов приведены на рис. 3. В расчетах были использованы следующие значения параметров системы:

$$\ell = 25 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \delta = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}, C_1 = 21 \text{ (м/с)}^{-1/2}, S_3 = 4,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2, S_{\Pi} = 1,76 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2, b = \frac{1}{420},$$

$$a = \frac{1}{37,5}, r = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \rho = 9,7 \cdot 10^2 \text{ Н} \cdot \text{с}^2 / \text{м}^4, \mu = 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ Н} \cdot \text{с} / \text{м}^2, R = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

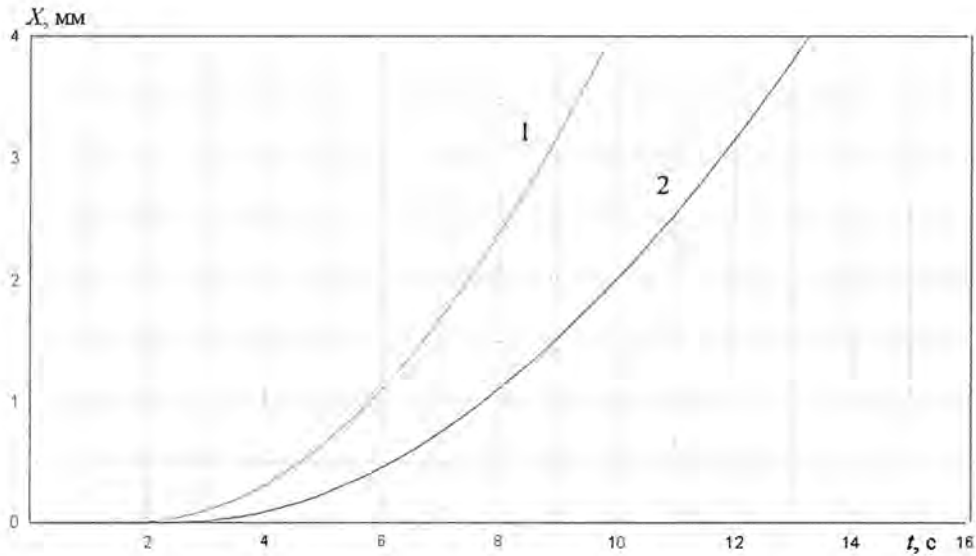


Рис. 3. Предельные зависимости перемещения поршня ИВ от времени при действии линейно нарастающей продольной перегрузки с фронтом $1,0 \text{ g}_0/\text{с}$ и случайной широкополосной вибрации в диапазоне частот 20–2000 Гц со среднеквадратическим значением $\sigma = 14,5 \text{ g}_0$: 1 – $t_{\text{пред}}^{\text{мин}}$; 2 – $t_{\text{пред}}^{\text{макс}}$

2. Вторая модель ТИВ316 с гидродинамическим затуханием

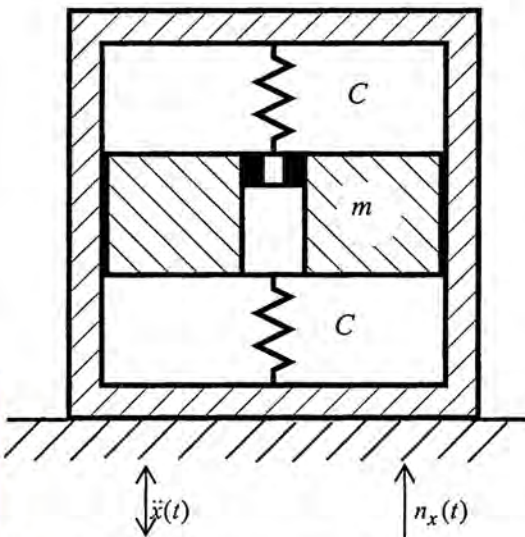


Рис. 4. Вторая модель прибора (m – масса подвижной системы); C – упругость пружинного подвеса; $\ddot{x}(t)$ – случайный вибрационный процесс; $n_x(t)$ – линейное ускорение (перегрузка)

Модель приведена на рис. 4.

Данная модель отличается от рассмотренной ранее (см. рис. 2) тем, что практически отсутствует зазор, а сквозной канал заканчивается резким сужением (жиклер). Далее дается оценка гидродинамического затухания системы при ее движении и составляется уравнение движения подвижной системы.

Определение сил сопротивления движению подвижной системы. За счет срыва потока в малых отверстиях (насадка, жиклёр) истечение, как правило, носит турбулентный характер [2]. Истечение жидкости через канал, имеющий площадь поперечного сечения на порядки больше, чем насадка, носит сугубо ламинарный характер. При выводе необходимых математических соотношений, используемых для составления уравнения движения подвижной системы модели, воспользуемся выражениями для перепада давления Δp и секундного расхода жидкости Q .

Перепад давления, вызывающий течение жидкости, записывается в виде $\Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2$, где Δp_1 – перепад давления, связанный с турбулентным течением жидкости через насадку; Δp_2 – перепад давления в канале при ламинарном истечении.

Согласно [2]

$$\Delta p_1 = \frac{\rho V_n^2}{2}, \quad \Delta p_2 = \frac{V_k S_k 8\mu \ell}{\pi r^4}.$$

Из равенства секундного расхода жидкости через насадку Q_1 и канал Q_2 следует, что

$$Q_1 = S_n V_n \varepsilon, \quad Q_2 = V_k S_k, \quad S_n V_n \varepsilon = V_k S_k,$$

тогда $V_n = \frac{V_k \varepsilon}{S_n}$, где V_n – скорость истечения в насадке; V_k – скорость истечения жидкости в канале; ε – коэффициент сжатия струи; S_k и S_n – площадь поперечного сечения насадки и канала. Далее

$$\Delta p = \frac{\rho V_n^2}{2} + \frac{V_k 8\mu \ell S_k}{\pi r^4} = \frac{\rho V_n^2}{2} + \frac{8\mu \ell V_k}{r^2}. \quad (8)$$

Расход жидкости выражается как $Q = S_{\Pi} \dot{X}$, тогда $S_{\Pi} \dot{X} = V_n S_n \varepsilon$ и $V_n = \frac{S_{\Pi}}{S_n} \dot{X}$. Таким же образом находим соотношения между скоростями V_k и \dot{X} :

$$S_{\Pi} \dot{X} = V_k S_k, \quad V_k = \frac{S_{\Pi}}{S_k} \dot{X}.$$

Теперь могут быть найдены силы сопротивления движению поршня: $F = \Delta p S_{\Pi}$. Согласно (8)

$$\Delta p S_{\Pi} = \left(\frac{V_k 8\mu \ell}{r_k^2} + \frac{\rho V_n^2}{2} \right) S_{\Pi} = \frac{S_{\Pi} \dot{X}}{S_k} \frac{8\mu \ell}{r_k^2} S_{\Pi} + \left(\frac{S_{\Pi}}{S_n} \frac{\dot{X}}{\varepsilon} \right)^2 \frac{S_{\Pi} \rho}{2}.$$

Отсюда сила сопротивления движению поршня

$$F = \frac{S_{\Pi}^2}{S_k} \frac{8\mu \ell}{r^2} \dot{X} + \frac{\rho}{2} \left(\frac{S_{\Pi}}{S_n \varepsilon} \right)^2 S_{\Pi} \dot{X} |\dot{X}| = h \dot{X} + h_1 \dot{X} |\dot{X}|.$$

Здесь h и h_1 соответственно линейный и нелинейный коэффициенты сопротивления.

Для составления уравнения движения необходимо, как это было сказано в разделе 1, знание приведенной массы системы. Для жидкости, связанной с каналом, дополнительная (вносимая) масса есть [2]

$$m_{\partial k} = \pi r_k^2 \ell_k \rho \left(\frac{V_k}{\dot{X}} \right)^2 = \pi r_k^2 \ell_k \rho \left(\frac{S_{\Pi}}{S_k} \right)^2.$$

Для насадки $m_{\partial n} = \pi r_n^2 \ell_n \rho \left(\frac{V_n}{\dot{X}} \right)^2 = \pi r_n^2 \ell_n \rho \left(\frac{S_{\Pi}}{S_n \varepsilon} \right)^2$. Тогда уравнение движения будет иметь вид:

$$(m_{\partial k} + m_{\partial n} + m) \ddot{X} + \frac{S_{\Pi}^2}{S_k} \frac{8\mu \ell_k}{r^2} \dot{X} + \frac{\rho}{2} \left(\frac{S_{\Pi}}{S_n \varepsilon} \right)^2 S_{\Pi} \dot{X} |\dot{X}| + CX + F_0 + F_1 \text{sign} \dot{X} = -\mu(\ddot{y} + n_x); \quad (9)$$

$$\left[\pi r_k^2 \ell_k \rho \left(\frac{S_{\Pi}}{S_k} \right)^2 + \pi r_n^2 \ell_n \rho \left(\frac{S_{\Pi}}{S_n \varepsilon} \right)^2 + m \right] \ddot{X} + \frac{S_{\Pi}^2 8 \mu \ell_k}{r_k^2} \dot{X} + \frac{\rho}{2} \left(\frac{S_{\Pi}}{S_n \varepsilon} \right)^2 S_{\Pi} \dot{X} |\dot{X}| + CX + F_0 + F_1 \text{sign} \dot{X} = -M(\ddot{y} + n_x). \quad (10)$$

В уравнении движения $r_k = 2 \cdot 10^{-3}$ м – радиус канала; $r_n = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м – радиус насадки; $\ell_k = 25 \cdot 10^{-3}$ м – длина канала; $\ell_n = 0,8 \cdot 10^{-3}$ м – "длина" насадки; $S_{\Pi} = 1,74 \cdot 10^{-4}$ м²; $S_k = 12,56 \cdot 10^{-6}$ м²; $S_n = 0,03 \cdot 10^{-6}$ м².

Параметры, характеризующие используемую жидкость μ и ρ , те же, что и при решении первой задачи раздела 1. Выражение (10) было использовано для расчета параметров движения подвижной системы второй модели. Результаты расчетов приведены на рис. 5.

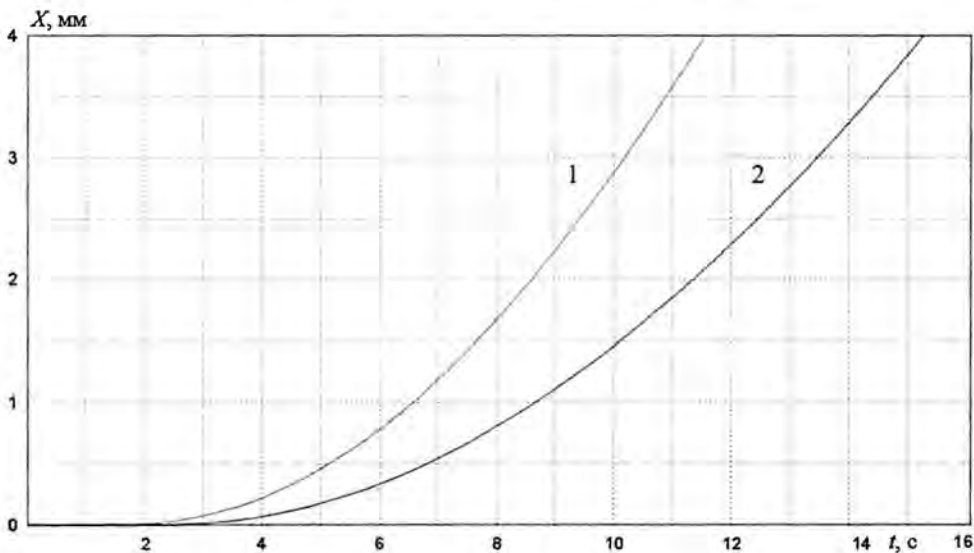


Рис. 5. Предельные зависимости перемещения поршня ИВ с уплотненным кольцевым зазором от времени при действии линейно нарастающей продольной перегрузки с фронтом $1,0 \text{ g}_0/\text{с}$ и случайной широкополосной вибрации в диапазоне частот 20–2000 Гц со среднеквадратическим значением $\sigma = 14,5 \text{ g}_0$: 1 – $t_{\text{пред}}^{\text{мин}}$; 2 – $t_{\text{пред}}^{\text{макс}}$

Список литературы

1. Арэнд В. Р., Севент К. Дж. Практика следящих систем. М., Л., Гос. энергетическое изд-во, 1962.
2. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.

Study of Tolerance of Automatic Devices Featuring Hydraulic Attenuation Subject to Complex Mechanic Loadings

S. V. Kolesnikov, M. V. Kaminsky, V. D. Smirnov, N. O. Andreev,
V. G. Sobyenin, S. D. Litvinov, O. E. Borisenkova

Complex simultaneous effects posed by numerous extraneous factors on automatic devices (AD) constituent of the warheads of non-nuclear weapons, characteristic to real operational conditions of AD, aid in revealing the new traits of AD behavior, which is not achievable in case of consequent single-factor effects. The paper demonstrates the above via calculations made for the inertial devices with hydraulic damping subject to complex mechanic loadings (occasional vibration, linear acceleration). Two nonlinear models of the devices are considered. The plots illustrating transport of the mobile AD systems are presented. The method being offered can be used to analyze AD tolerance under the complex spectrum of plausible natural loadings, characteristic of real operational environment.

УДК 681.326

Разработка субъектно-объектной модели системы обеспечения безопасности информации автоматизированной системы на основе ее декомпозиции

**С. Н. Гончаров, А. В. Комаров,
В. Б. Медведев**

Представлена субъектно-объектная модель, описывающая состояния автоматизированной системы, позволяющая разделять безопасное и опасное состояния, сформулировать положения, при выполнении которых система останется в безопасном состоянии при осуществлении любых переходов. Использование субъектно-объектной модели позволяет формализовать описание политики безопасности и построить гарантированно защищенную систему.

Подход к разработке модели системы обеспечения безопасности информации

Для синтеза системы обеспечения безопасности информации использован формальный подход. Использование данного подхода позволит создать описание взаимодействия субъектов и объектов в соответствии с прохождением информационных потоков, а также выработать требования, необходимые для контроля доступа. За счет абстрагирования от особенностей архитектуры автоматизированной системы (АС) появляется возможность применения унифицированных методов обеспечения безопасности: средства управления доступом, не зависящие от политики безопасности; средства авторизации, идентификации и аутентификации, не зависящие от особенностей функционирования прикладных средств, и т. п.

Разрабатываемая модель должна учитывать особенности построения АС и характер процессов, протекающих в ней. Большое значение придается критичности информационных потоков, связанных с передачей команд управления, а также строгой аутентификации и фиксации всех производящихся операций.

Функционирование АС строится на создании информационных потоков между компонентами системы и управления этими потоками. Система обеспечения безопасности информации должна разрешать допустимые потоки, предотвращать недопустимые потоки, обеспечивать конфиденциальность, целостность циркулирующей информации и доступность компонентов системы их легальным пользователям.

Требования к разрабатываемой модели

Задача исследований состоит в формулировании модели взаимодействия элементов АС с требованием строгого описания воздействия на объекты, в том числе в процессе передачи по каналам связи. Данная модель должна легко проецироваться на архитектуру современных АС. В рамках субъектно-ориентированной модели рассматриваются условия гарантий выполнения политики безопасности, задаваемой руководящими документами по защите информации. В системе должна реализовываться процедура принятия решений, которая определяет, разрешить запрашиваемый доступ или запретить.

Модель должна позволять разбивать взаимодействующие компоненты АС на подмножества, наделенные определенными функциями, при этом рассматривается как внутреннее, так и внешнее взаимодействие компонентов АС. Вычислительная система может быть рассмотрена в виде субъектов и объектов, взаимодействующих посредством операций, разрешение взаимодействия определяется доступом, при взаимодействии образуется информационный поток. Такую модель можно назвать субъектно-объектной. Субъектно-объектная модель описывает состояния системы, позволяет разделять безопасное и небезопасное состояния, формулировать положения, при выполнении которых система останется в безопасном состоянии при осуществлении любых переходов. Использование субъектно-объектной модели позволяет формализовать описание политики безопасности и построить гарантированно защищенную систему.

Модель субъектно-объектного взаимодействия

Модель произвольной АС в виде конечного множества элементов можно разделить на два подмножества: множество объектов и множество субъектов. Данное разделение основано на свойстве элемента сети быть активным, производить некоторые операции, получать управление. Оно исторически сложилось на основе модели вычислительной машины фон Неймана, согласно которой последовательность выполняемых инструкций (программа, соответствующая понятию "субъект") находится в единой информационной среде с данными (соответствующими понятию "объект").

Субъект является активным процессом, который способен выполнять некоторые операции над другими объектами сети, получая управление. Для порождения процесса используется некоторая информация, изначально заключенная в неактивном объекте сети: исходный код, скомпилированный исполняемый файл и т. п.

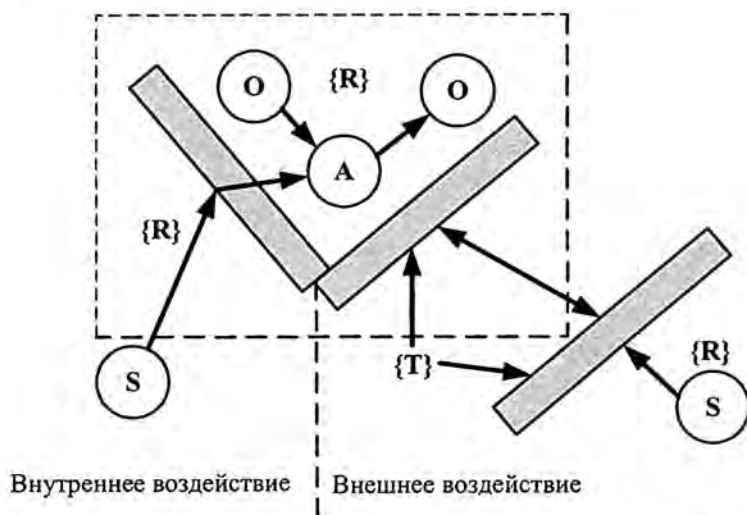
Объект – пассивная сущность вычислительной сети. В общем случае вычислительная сеть является распределенной, т. е. представляет собой комплекс различных вычислительных машин, объединенных каналами передачи данных. Субъекты и объекты такой АС располагаются на различных ЭВМ и устройствах обработки, входящих в ее состав. Сущности АС: объекты и субъекты должны однозначно идентифицироваться или иметь наименования.

В АС для каждого пользователя рассматриваются две сущности: субъект – процесс (программа), представляющий пользователя или действующего от его имени, а также сам пользователь. Вторая сущность – пассивная: объект – информация, к которой пользователь имеет санкционированный доступ.

Кроме этого существует набор административных и защитных механизмов, обслуживающих АС, поддерживающих среду для передачи, обработки и хранения информации. Они представляются отдельными субъектами. Аспекты обеспечения их безопасности, а также поддержка их функционирования не рассматриваются в проводимых исследованиях – это отдельные задачи. Считается, что данные механизмы постоянно и безотказно предоставляют системе защиты АС

необходимые функции. На рисунке представлено схематичное изображение структуры АС с точки зрения распределения компонентов сети на объекты и субъекты, при этом заштрихованными прямоугольниками обозначены барьеры защиты. На рисунке приняты следующие обозначения: **A** – администратор; **O** – объекты; **S** – субъекты; **{R}** – множество видов доступа (операций) в сети (создание субъекта/объекта, обращение к ресурсу сервера базы данных, запрос на исходящее/входящее сообщения, удаление субъекта/объекта); **{T}** – множество требований к механизмам защиты АС (при передаче (шифрование, контроль целостности), при авторизации и аутентификации, при аудите и регистрации событий).

Для построения субъектно-объектной модели необходимо описать процесс взаимодействия между субъектами и объектами системы, управление информационными потоками в вычислительной среде.



Субъектно-объектная декомпозиция структуры АС

Обозначения сущностей и операций разработанной модели

Нами были выявлены сущности и операции, присущие и покрывающие архитектуру наиболее распространенных АС. Приведем единую таблицу формальных наименований операций, используемых для описания модели АС.

С помощью введенных формальных операций можно описать поведение АС в соответствии с разработанной политикой безопасности. При выполнении требований обеспечения информационной безопасности, предъявляемых к объектам и субъектам, а также к процедурам взаимодействия с ними, АС будет находиться в безопасном состоянии, в рамках выполнения описанного набора операций. В итоге использования модели удастся сформулировать набор априорно неочевидных требований к компонентам сети и системе обеспечения безопасности. Совокупности этих требований должны отвечать компоненты сети и проектируемая система обеспечения безопасности.

Формальные наименования операций, используемых для описания модели АС

Обозначение	Наименование	Операнды	Выполняемая функция
$If(K_0 A)$	Создание новой команды	Предыдущая команда, администратор	Если разрешено администратором, формируется новая команда
$Run(O_i, K_0, S_i A_0)$	Операция над объектом	Объект, команда, субъект, администратор	Если разрешено администратором, выполняется команда K_0
$[O_i, S_i] = Create(A_0)$	Создание пары субъект-объект	Объект, субъект, администратор	Создание пары субъект-объект
$O_i = Create(A_0)$	Создание объекта	Объект, администратор	Администратор создает объект
$A_j = Create(S_{A_i} A_i)$	Создание администратора	Администратор, разрешение администратора	Создается администратор
$Delete(O_i, S_i A_0)$	Удаление субъекта-объекта	Объект, субъект, администратор	Удаление пары субъект-объект
$Delete(A_i, S_i) \rightarrow A_m$	Удаление администратора	Администратор, разрешение администратора	Удаление администратора
$AddRights(S_A, K_0 A) \rightarrow [O_i, S_i]$	Раздача прав	Администратор, команда, разрешение администратора	Пара субъект-объект наделяется правами доступа
$DelRights(S_A, K_0 A) \rightarrow [O_i, S_i]$	Удаление прав	Администратор, команда, разрешение администратора	Удаление взаимных прав у пары субъект-объект
$AddAttribs(S_A, K_0 A) \rightarrow S_i$	Присвоение атрибутов субъекту	Администратор, команда, разрешение администратора	Субъекту присваиваются атрибуты
$DelAttribs(S_A, K_0 A) \rightarrow S_i$	Удаление атрибутов субъекта	Администратор, команда, разрешение администратора	У субъекта удаляются атрибуты

Список литературы

1. ГОСТ Р ИСО/МЭК 15408-1-2002. Информационная технология. Методы и средства обеспечения безопасности. Критерии оценки безопасности информационных технологий. Часть 1, 2, 3. – М.: ИПК Издательство стандартов, 2002.
2. Гостехкомиссия России. Руководящий документ. Безопасность информационных технологий. Критерии оценки безопасности информационных технологий. Москва, 2002.

**Development of the Safety Information System
Subject-Objective Model for the Automated System
on its Decomposition Basis**

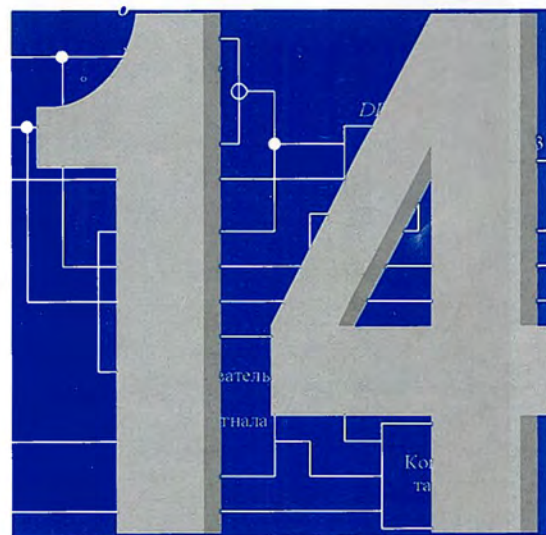
S. N. Goncharov, A. V. Komarov, V. B. Medvedev

The subject-objective model describing conditions of automated system is submitted, allowing to divide safe and dangerous conditions, to formulate positions at which performance the system remain in a safe condition at realization of any transitions. Use of subject-objective model allows to formalize the description of a policy of safety and to construct is guaranteed the protected system.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Модель источника звука и расчет ожидаемых звуковых полей.....</i>	<i>278</i>
--	------------

РАЗДЕЛ



**ЭЛЕКТРОНИКА.
РАДИОТЕХНИКА.
ОПТОЭЛЕКТРОНИКА**

УДК 534.2 + 621.391.1

Модель источника звука и расчет ожидаемых звуковых полей

А. И. Астайкин, В. И. Долгов,
В. П. Ульянов

Предложены теоретические модели возникновения и распространения акустических сигналов, возникающих при работе технических средств обработки информации, содержащих коммутирующие устройства. Рассмотрены основные механизмы разрушения исходной структуры сигналов и уменьшения их различимости, связанные с особенностями распространения акустической волны через преграды в ограниченных пространствах. Предложены расчетные соотношения, позволяющие определять уровень звукового давления на заданном расстоянии от источника.

Для расчета распространения побочных акустических излучений (ПАИ), возникающих при работе технических средств, содержащих коммутирующие устройства (реле), необходимо разработать физическую и математическую модели источника побочных излучений и канала их распространения с учетом помех.

Экспериментально подтверждено, что ПАИ при срабатывании электромеханических реле определяется в основном ударами якорей о сердечники реле и в меньшей степени дребезгом контактов. Удар одного тела о другое можно рассматривать как бесконечно короткий δ -импульс силы, возбуждающий акустические колебания конструкции прибора на резонансных частотах, достаточно медленно затухающие со временем. Эти колебания возбуждают звуковые волны в воздухе (акустические сигналы). Акустические сигналы, падая на пол, полки, стены помещения, возбуждают в них вибрационные колебания. После выхода вибрационных колебаний на свободную поверхность, например на стену, в воздух смежных помещений, распространяются сгенерированные стеной акустические колебания, которые добавляются к акустическим колебаниям, попавшим в смежное помещение по разного рода воздушным путям (отверстие в стене, вентиляция и т. п.). Механические колебания корпуса прибора одновременно вызывают и вынужденные колебания механических конструкций, непосредственно соприкасающихся с корпусом (вибрационные сигналы). Носителями акустических и вибрационных сигналов являются упругие волны. Эти волны, распространяющиеся в воздухе или в жесткой среде, имеют общий источник, разделение их на акустические и вибрационные связано с различиями как физических принципов их образования, так и акустических параметров среды их распространения. Кроме того, различны и принципы работы датчиков, регистрирующих акустические и вибрационные виды волн. Для регистрации акустических сигналов используются микрофоны, реагирующие на изменение потенциальной энергии акустического поля. Для регистрации вибрационных сигналов используются акселерометры, реагирующие на изменение ускорения механических тел.

При срабатывании электромеханических реле в приборе предполагается возникновение различного числа собственных мод и частот механоакустической системы, которую представляет собой прибор. При расчете отклика этой сложной механоакустической системы необходимо учитывать статистический характер процесса и реальные условия эксплуатации. Помещение, в котором производится эксплуатация, также необходимо рассматривать как сложную механоакустиче-

скую систему с определенными механизмами образования собственных мод и частот колебаний. При расчете распространения звука обычно используется классическая модель звукопередачи, основанная на поршневом излучении плоскости бесконечных размеров. Однако существующий богатый экспериментальный материал показывает, что классическая модель звукопреобразования в конструкциях ограниченных размеров в звуковом диапазоне частот, основанная на методах геометрической акустики и широко применяемая в решениях задач по звукоизоляции, на частотах ниже 40 кГц неадекватно отражает реальные физические процессы. Расчетные данные и результаты экспериментов обычно очень сильно расходятся. Поэтому модель распространения ПАИ должна быть основана на анализе процесса звукопередачи с учетом поведения изгибных волн в материале конструкции и с учетом линейных размеров конструкции. При этом может быть уточнена частотная и пространственная структура акустического поля, возникающего вокруг звукоизолирующей панели при воздействии на нее различным образом ориентированных звуковых волн.

При создании физической модели процесса образования акустического сигнала, возникающего при срабатывании реле, можно исходить из следующего.

1. Прибор можно представить некоторой замкнутой механоакустической системой, характеризующейся равномерным распределением волновой энергии по различным направлениям внутри ее объема, возникающим при срабатывании электромагнитных реле, т. е. считать, что образующееся волновое поле в объеме прибора изотропно. Эта изотропность является следствием случайного характера поля и существенной неоднородности самого объекта. Изотропность волнового поля внутри объекта не означает, однако, равномерности распределения энергии по волновым формам колебаний. Например, степень податливости конструкции изгибу и растяжению (сжатию) можно оценить соответствующим отношением импедансов. Изгибные волны значительно преобладают над продольными в области частот ω , для которых выполняется соотношение $\omega h/c < 1$ (h – толщина пластины, c – скорость звука в материале пластины), т. е. до сотен килогерц для тонкостенных конструкций толщиной до единиц миллиметров. Таким образом, в нашем случае можно предположить, что в объеме прибора преобладает возникновение изгибных волн деформаций, а изотропный характер волнового поля внутри объема прибора можно объяснить различной ориентацией внутренних тонкостенных элементов конструкции. Прибор также можно представить параллелепипедом с шестью гранями, представляющими собой пластины заданных размеров из упругого материала толщиной h с плотностью ρ . При работе прибора грани параллелепипеда кинематически возбуждаются ударным воздействием импульсов электромагнитных реле. Ударное воздействие импульса раскладывается на три составляющие по координатным осям, при этом предполагается, что X -, Y - и Z - составляющие удара примерно равны. Затем пространственные колебания конструкции также раскладываются на три составляющие по координатным осям и рассматриваются отдельно. Гипотеза о равномерном распределении энергии по осям координат не является принципиальной, она может быть видоизменена и заменена на другую при конкретном расчете. После удара возникают изгибные колебания граней, что приводит к образованию акустических волн в окружающей среде и волн вибрации в опорных конструкциях. Далее можно использовать классическую теорию для оценки параметров колебаний внешних поверхностей прибора, создающих акустические сигналы во внешней воздушной среде и вибрационные сигналы в опорных строительных конструкциях.

2. Можно произвести точный расчет уровня звукового давления, создаваемого колеблющейся тонкой плитой, являющейся одной из граней прибора. При этом предполагается, что на нее воздействует ударный импульс, соответствующий срабатыванию реле, прошедший через систему пластинчато-стержневых конструкций и кинематически возбуждивший грань параллелепипеда. Спектр ударного воздействия импульса срабатывания реле можно рассчитать на основе контакт-

ной теории Герца, спектр изгибных колебаний граней параллелепипеда измерить непосредственно, ПАИ также можно измерить и сравнить их с расчетными. Далее с учетом конечных размеров каждой плоской грани прибора можно произвести уточнение расчета. При этом будем полагать, что прибор эксплуатируется в "свободном поле".

Предлагаемая модель источника звука – прибор в виде параллелепипеда с шестью гранями – является приближенной, но имеет существенное практическое обоснование. Поршневое излучение звука пренебрежимо мало и приводит лишь к наличию в спектре излучаемого звука составляющей с нулевой частотой. В случае излучения звука изгибными пластинами наблюдается ряд характерных особенностей. Во-первых, акустическое поле такого источника звука характеризуется наличием ближнего и дальнего полей. В ближнем поле наблюдаются звуковые волны всех частот, но эти волны нераспространяющиеся (неоднородные), экспоненциально затухающие, локализованы вблизи поверхности излучающей пластины и их можно исключить из рассмотрения. Дальнее акустическое поле образуется плоскими распространяющимися волнами, но они характеризуются некоторой граничной частотой, ниже которой частота уходящей от пластины (распространяющейся) звуковой волны быть не может. Во-вторых, частотная зависимость звуковых волн однозначно связана с их пространственной (угловой) ориентацией относительно излучающей пластины. Граничная частота распространяющихся звуковых волн определяется геометрией и упругими свойствами излучающей пластины и их соотношением с внешней упругой средой (упругими свойствами окружающего источник звука воздуха). В-третьих, временная локализация звуковой волны связана с затуханием колебаний излучающей пластины, обусловленным внутренними потерями в материале пластины, и с потерями энергии, связанными с излучением звуковых волн, после прекращения действия ударного импульса на излучающую пластину. Для предлагаемой модели источника акустических сигналов можно точно рассчитать звуковое поле во внешнем пространстве (предполагая, что внешняя среда безгранична, случай внешнего по отношению к источнику помещения необходимо рассматривать отдельно).

Исследования различных электромеханических приборов показывают, что в реальных условиях корреляционные функции акустических и вибрационных сигналов, сопровождающих работу приборов, приобретают вид, близкий к экспоненциально-косинусным функциям, причем различия в форме и амплитуде этих функций для одного класса сигналов существенно уменьшаются и имеют случайный характер. Подобная "фильтрация" импульсных акустических сигналов связана с особенностями звукового поля помещений замкнутой формы. Как известно, при распространении акустических сигналов в "свободном поле" происходит их уменьшение амплитуды при увеличении расстояния точки наблюдения от центра прибора по обратноквадратичному закону в соответствии с законом распространения сферической волны. При этом измеряемая спектральная плотность мощности сигналов равна:

$$G_1(f) = G_0(f)[R_0/R_1]^2,$$

где R_1 – расстояние от центра прибора до точки регистрации акустических сигналов; G_0 – спектральная плотность мощности сигнала, измеренная на расстоянии R_0 . Следовательно, спектральная структура акустических сигналов, измеряемых в "свободном поле", не меняется при отсутствии внешних шумов.

При распространении широкополосных акустических сигналов по каналам с переотражениями от преград (например, в помещениях) наблюдается разрушение спектральной структуры выходных сигналов по сравнению с сигналами источника. Это разрушение спектральной структуры определяется четырьмя различными процессами. Первый из процессов разрушения исходной спектральной структуры сигнала определяется искажением спектральной структуры отраженных от преграды звуковых волн по сравнению с нормально падающими на преграду волнами за счет не полностью активного акустического импеданса преграды. Второй тип искажений в акустиче-

ских каналах связан с наклонным падением звуковых волн из воздушной среды на отражатель. Скорость звука в воздухе при этом много меньше скорости звука в отражающей панели, что приводит при углах падения более 5 градусов к так называемой "локальной" дисперсии и разрушению структуры волнового пакета падающей полигармонической волны. Третий тип разрушений обусловлен особенностями частотной структуры собственных колебаний трехмерных объемов воздуха в реальных помещениях и наложением близко расположенных по частоте собственных частот собственных форм колебаний этих объемов, число которых резко возрастает с ростом частоты. Четвертый тип разрушений определяется механизмом звукопередачи за счет образования изгибных волн в звукоизолирующих конструкциях.

Отражение нормально падающих на преграду полигармонических волн от реактивного (или не полностью активного) отражателя (что всегда имеет место для реальных стен потолка, пола помещения) приводит к тому, что в действительности звуковая волна сложной формы (широкополосная) в результате отражения от реальной преграды деформируется, изменяются ее форма и частотный спектр. При этом образуется диффузный звук, имеющий в своем составе слабокогерентную с источником часть. Этот диффузный звук представляет собой процесс, маскирующий высокочастотные составляющие исходного звука источника и усиливающий сигналы источника в его низкочастотной области. В случае узкополосного источника звука диффузный звук в полном соответствии с классической теорией реверберации когерентен с источником и усиливает исходный звук.

Экспериментально установлено, что только стационарные акустические сигналы в помещениях с реверберацией имеют когерентную с источником спектральную структуру. Многолучевое распространение, характерное для акустики помещений, приводит к образованию между источником звука и точкой, достаточно удаленной от него, акустического канала, который можно считать линейной системой, имеющей импульсную характеристику $h(t)$ экспоненциального вида. Из вида импульсной характеристики указанного канала следует, что акустический сигнал, излучаемый источником в помещении с реверберацией, преобразуется в энергию диффузного поля, подвергаясь при этом низкочастотной фильтрации. Известно, что при воздействии на линейный фильтр нижних частот стационарного случайного процесса с нормальным распределением, на его выходе наблюдается полностью когерентный с входным процесс. Если же сигнал, воздействующий на вход фильтра, является импульсным и его длительность сравнима с временем установления переходных процессов фильтра, то когерентность выходного сигнала с входным существенно нарушится. Следовательно, в помещениях с реверберацией, за счет возбуждения колебаний многочисленных мод помещения, происходит определенная фильтрация излучения источника звука (характерного для излучения в свободном поле), регистрируемая в некоторой точке R_1 помещения в виде большого числа откликов (зависящего от частоты) фазосдвигающих каналов и в среднем характеризуемая как низкочастотная.

Хотя спектр колебательного ускорения поверхностей приборов простирается до частот в сотни килогерц, измерения спектральной структуры воздушных акустических сигналов показывает, что занимаемая ими полоса частот при измерениях в "свободном поле" не превышает 20 кГц. Уровень прямого вибрационного сигнала резко уменьшается при переходах от корпуса прибора на окружающие конструкции и становится пренебрежимо малым на полу помещения. Однако исследования показывают, что вторичный вибрационный сигнал, наведенный на упругие конструкции помещения (трубы воздухопроводов, стенки металлических шкафов) воздушным акустическим сигналом, отчетливо различим на фоне шумов.

Методика расчета распространения ПАИ в воздушном пространстве разработана на основе данных источников [1–3]. Для выполнения подобного акустического расчета необходимо предварительно измерить уровни L_{0i} акустического сигнала в октавных частотных полосах вблизи источника в соответствии с ГОСТом Р 51401.

Для источника ПАИ, находящегося вблизи земной поверхности, в отсутствие вокруг него ограждающих конструкций (вне здания) уровни звукового давления ПАИ L_{1i} (в дБ) на расстоянии R_1 вычисляются по формуле

$$L_{1i} = L_{0i} - 20\lg(R_1/R_0) - \beta_i R_1/1000 + 3n,$$

где L_{1i} , L_{0i} – амплитудные значения звукового давления ПАИ соответственно на заданном расстоянии R_1 и на расстоянии R_0 (обычно $R_0 = 1$ м); β_i – минимальные значения коэффициента затухания звука в воздухе (дБ/км); n – число отражающих поверхностей в точке приема ПАИ.

Минимально возможные значения коэффициента затухания звука в воздухе приведены в таблице (по данным [2]). Из таблицы видно, что высокочастотные составляющие звука в воздухе затухают сильнее, чем низкочастотные.

Минимальные значения коэффициента затухания звука в воздухе

β_i , дБ/км	0,2	0,7	1,5	3,7	8,5	21	34
f_i , Гц	125	250	500	1000	2000	4000	8000

При расчете распространения акустических сигналов источника ПАИ, расположенного в здании, необходимо иметь схему пространственного размещения источника ПАИ в здании, данные об акустических характеристиках помещений, ограждающих конструкций и системы вентиляции. По результатам анализа схемы размещения определяются пути распространения ПАИ с наименьшим затуханием в различных направлениях. Критическими чаще всего являются пути распространения ПАИ через окна и вентиляционные воздуховоды (затухание сигналов через окна 8–15 дБ, через воздуховоды 10–20 дБ [2]). Фактические значения звукоизоляции ограждающих конструкций можно определять в соответствии с ГОСТом 27296. При расчете необходимо учитывать ослабление ПАИ конструкциями здания (окнами, дверями, стенами, перекрытиями), в поворотах коридоров, в воздуховодах систем вентиляции и кондиционирования воздуха. Для источника ПАИ, расположенного в здании, уровни ПАИ L_{1i} (в дБ) на расстоянии R_1 определяются по формуле

$$L_{1i} = L_{0i} - S_{ki} - 20\lg(R_1/R_0) - \beta_i R_1/1000 + 3n + 10\lg\Phi,$$

где S_{ki} – суммарное ослабление ПАИ конструкциями здания или в воздуховоде на выбранном потенциально критическом пути, дБ; Φ – фактор направленности излучения звука конструкцией здания ($\Phi = 1$, если выход звука находится на крыше здания; $\Phi = 2$, если выход звука находится на поверхности стены; $\Phi = 4$, если выход звука находится в двухгранном углу, образованном двумя стенами [2]).

Общий уровень ПАИ L_1 (в дБ) на расстоянии R_1 определяется по формуле

$$L_1 = 10\lg \sum_{i=1}^m 10^{0,1L_{1i}},$$

где m – число октавных частотных полос.

Список литературы

1. Волобуев С. В. Оценка акустической защищенности без применения инструментальных средств // Системы безопасности связи и телекоммуникаций. 1999. № 2. С. 38–45.

2. Юдин Е. Я., Борисов Л. А., Горенштейн И. В. и др. Борьба с шумом на производстве: Справочник. М.: Машиностроение, 1985.
3. Иванов Н. И., Никифоров А. С. Основы виброакустики. СПб.: Политехника, 2000.

Sound Source Model and Calculation of Estimated Sound Fields

A. I. Astaikin, V. I. Dolgov, V. P. Ulyanov

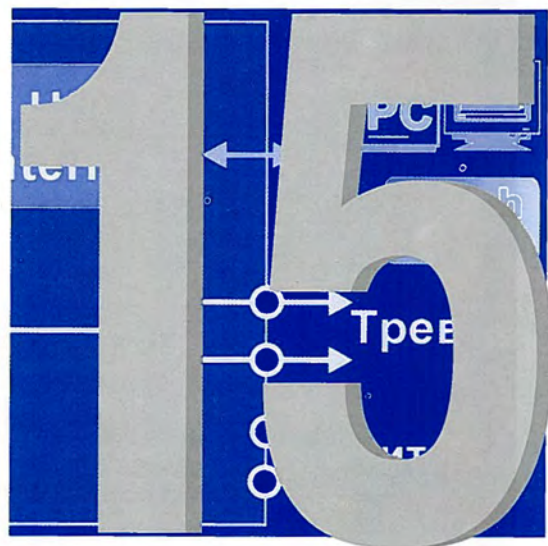
Theoretical models of origination and propagation of sound signals, generated by the data processing systems, containing commutation devices, are proposed. Basic mechanisms governing destruction of initial signal structure and reduction of their distinguishability due to peculiarity of acoustic wave propagation through obstacles in restricted spaces are considered. Calculated ratios permitting to determine the level of sound pressure at the specified distance from the source are offered.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Применение видеотехнологий и распознавания образов в медицине.....</i>	<i>286</i>
<i>Твердотельная фтор-ионная батарея для автономного длительного питания микроэлектроники.....</i>	<i>292</i>

РАЗДЕЛ

КОНВЕРСИОННЫЕ РАБОТЫ



Применение видеотехнологий и распознавания образов в медицине

И. В. Жуков, А. А. Городнов,
М. Р. Мочалов, А. Н. Подувалов,
Г. М. Скрипка, А. Л. Сорокин,
С. В. Сорокин, А. Д. Черевань

Изложены разработки лаборатории, базирующиеся на двух основных технических решениях и позволяющие на их основе реализовать ряд перспективных прикладных технологий. Это методика быстрого поиска в больших базах данных изображений, подобных заданному, по свойствам самих изображений, таким как цвет, текстура и форма объектов (контентно-ориентированный поиск). Вторая разработка – интеллектуальный визуальный датчик – малогабаритное устройство, аналогичное видеокамере, но с возможностью встроенной автономной обработки получаемых изображений, сравнимой по производительности с современными ПК.

Контентно-ориентированный поиск

Контентно-ориентированные системы поиска изображений – КОСПИ (известные под аббревиатурой CBIR) – служат для селекции из больших коллекций (баз данных) тех изображений, которые наиболее похожи на заданный образец.

В таких системах изображение представляется в виде унифицированного для всех изображений набора числовых признаков (векторов признаков), отвечающих за цвет, текстуру и форму содержащихся в нем объектов. Степень подобия изображений интерпретируется как расстояние между векторами признаков в многомерном пространстве. Компактность набора признаков позволяет в сотни раз уменьшать объем данных, подлежащих хранению и передаче по сетям связи, и таким образом осуществлять быстрый поиск, в том числе и с привлечением сетевых технологий.

Одна из реализаций такой технологии разработана по проекту МНТЦ № 2191 "Разработка многоаспектной системы распознавания образов" в 2003 году. Целью проекта являлась разработка библиотек алгоритмов для создания прообраза системы быстрого поиска изображений, похожих на изображение, заданное в качестве образа для поиска. Предполагаемое использование – электронная коммерция – поиск в электронных магазинах товаров по заданному образу.

В рамках этой работы были сформулированы общие требования к процедурам выделения признаков в смысле независимости их от формата изображения, т. е. от глубины представления цвета, размерности матрицы и от аспектного отношения. Разработан алгоритм сегментации, где в основу разделения объектов или отделения объекта от фона положен принцип автоматической сегментации объектов методом анализа HLS-представления цветного изображения. Разработаны библиотеки выделения признаков, характеризующих:

- форму объектов – полигональная аппроксимация, контурные моменты, коэффициенты Фурье-представления и др.;

- цвет объектов и/или фона – использованы центральные нормализованные моменты и моменты $X_y [1]$ для GrayScale и R, G и B- плоскостей изображения;

– текстуру объектов и/или фона – спектральный анализ посредством библиотеки обработки изображений IPL (Image Processing Library), разработанной фирмой "Intel" совместно с ВНИИЭФ [2].

Разработан быстрый алгоритм вычисления расстояния Махаланобиса, позволяющий существенно повысить скорость поиска похожих векторов в базе данных. Отладка алгоритмов проведена на нескольких тысячах изображений. Такие изображения моделировали в лаборатории, а также брали как из коллекций художественных фотографий, так и из Интернета в виде образцов товаров магазинов типа Walmart, Dillards и других.

На рис. 1 видно, что из тестовой базы данных, содержащей более 4000 изображений с самыми разнообразными объектами, достаточно уверенно селективируются изображения объектов, похожих на заданный образец поиска (левое верхнее изображение). Более подробное описание можно найти в работах [3–5].

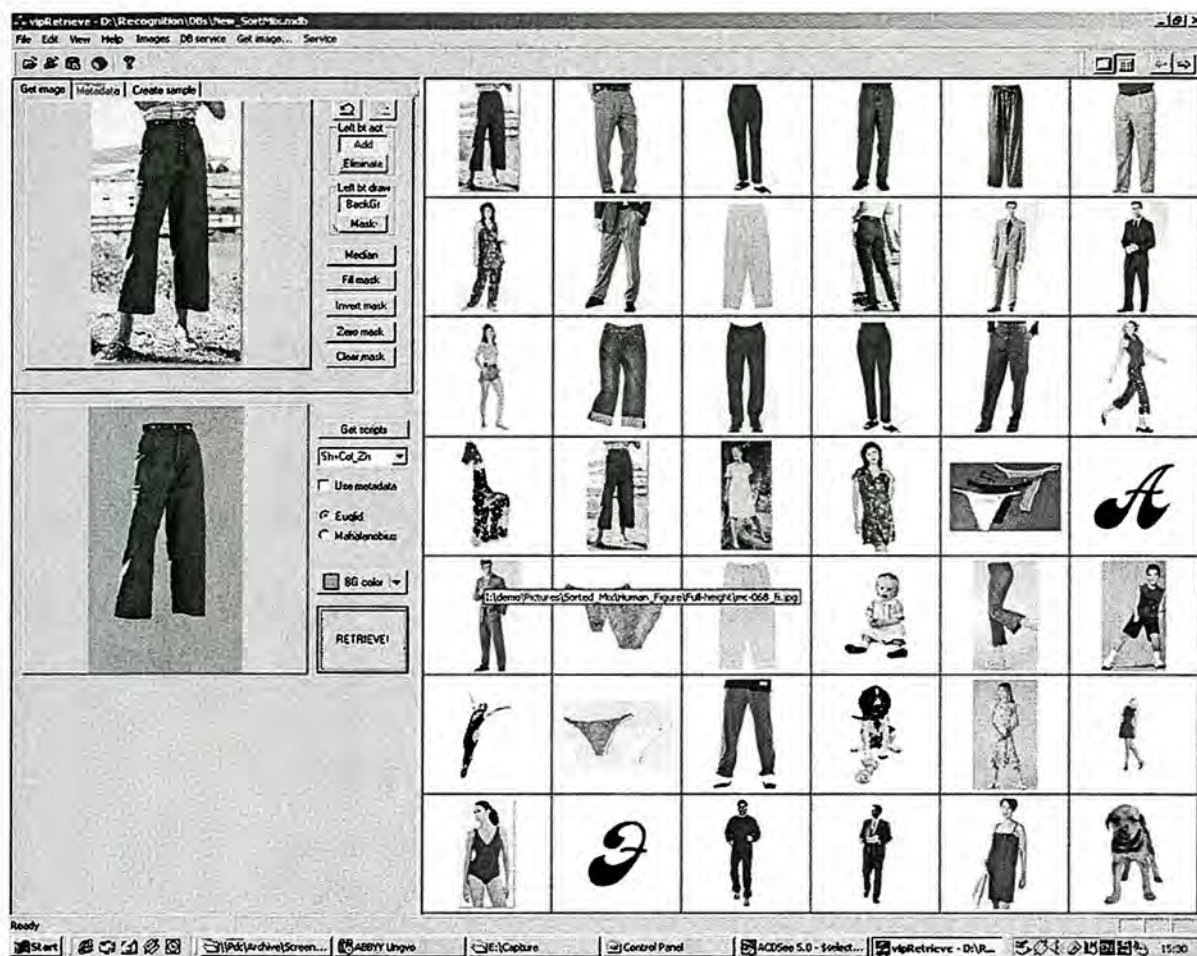


Рис. 1. Интерфейс демонстрационной программы в режиме поиска

Разработанная технология открывает также перспективу создания в Интернете поисковых систем нового типа, в которых поиск производится на основе графического образца, а не текстовых дескрипторов, как в большинстве действующих систем.

Механизм контентно-ориентированного поиска изображений достаточно универсален (рис. 2) и может быть применен для решения совершенно разных классов задач в различных сферах человеческой деятельности:

- системы безопасности и криминалистика – автоматизированный поиск лиц по базам данных фотографий, сравнение отпечатков пальцев, радужки глаза;
- медицина – диагностика, основывающаяся на сравнении рентгенограмм и томограмм, изображений ран и симптомов кожных заболеваний, глаз и т. д.;
- промышленность и технология – сравнение образца с эталоном (например, отбраковка на конвейере) или поиск аналогов (например, форма кузова автомобиля);
- дизайн – подбор материалов по цвету, фактуре.



Рис. 2. Механизм контентно-ориентированного поиска

Интеллектуальный визуальный датчик

Интеллектуальный визуальный датчик (ИВД) конструктивно представляет собой объединение двух сложных электронных компонентов – высококачественной цифровой видеочкамеры и полнофункционального компьютера, ориентированного на обработку потоковых данных. Важной составляющей ИВД является динамически загружаемое специализированное программное обеспечение (рис. 3).

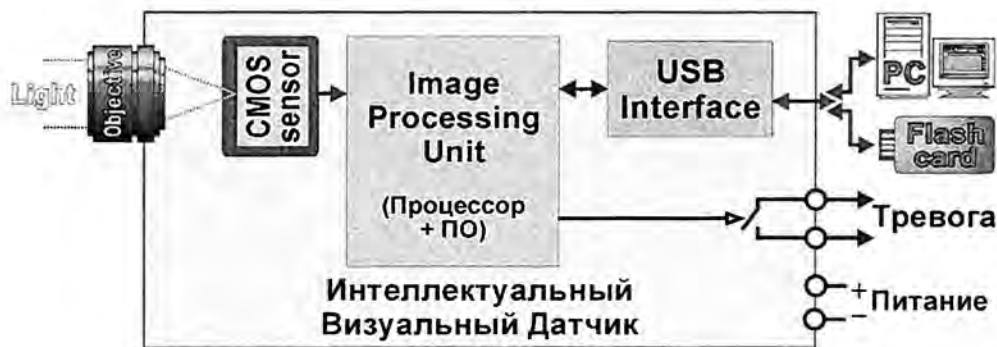


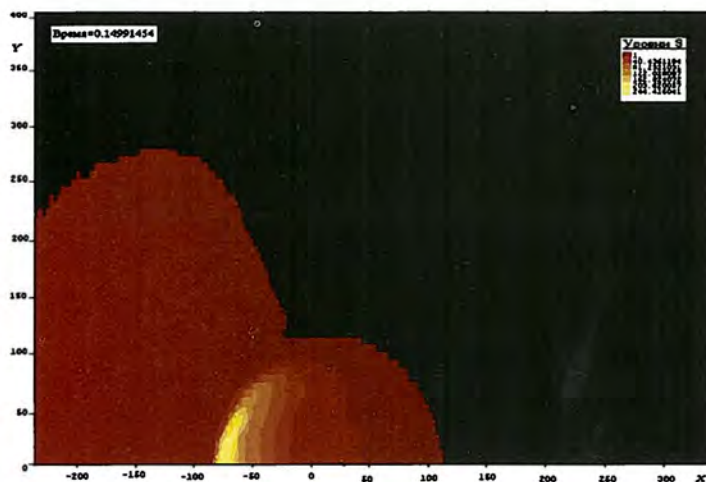
Рис. 3. Структура ИВД

Такая идеология построения ИВД наделяет его совершенно уникальным набором свойств, среди них:

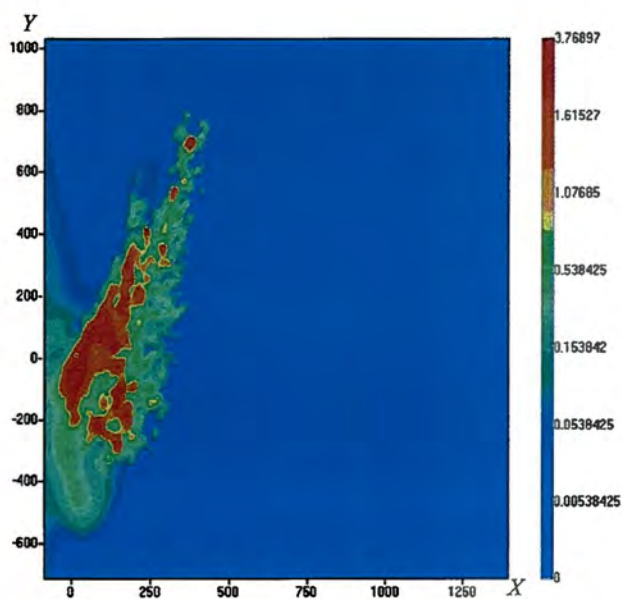
- производительность современного персонального компьютера;
- возможность динамической загрузки и использования любого встроенного алгоритма, необходимого для решения конкретной задачи;
- возможность работать (через информационный канал) в качестве абонента информационных систем – как локальных, так и распределенных.

Физические эффекты ядерного взрыва в операции «Морская звезда»

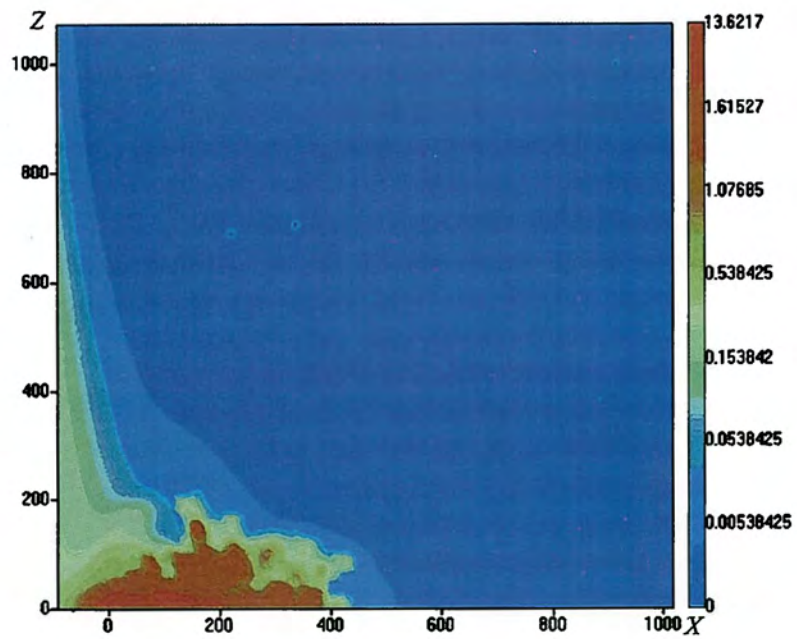
В. А. Жмайло, И. М. Анисина, В. Г. Будников, Е. С. Гаврилова,
Л. И. Дегтяренко, Е. А. Лисенкова, И. Г. Новиков, А. И. Панов,
И. В. Соболев, С. С. Соколов, Ю. В. Янилкин



Светящаяся область. Меридиональная плоскость, $t = 0,15$ с. Уровни светимости приведены на шкале. X – ось симметрии; Y – горизонтальная ось



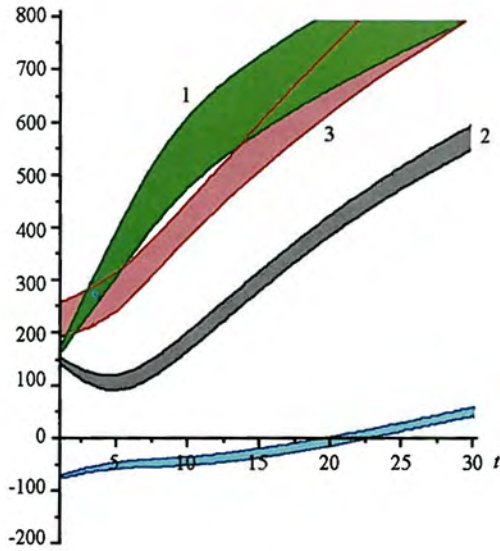
Светящаяся область, плоскость магнитного меридиана, $t = 10$ с



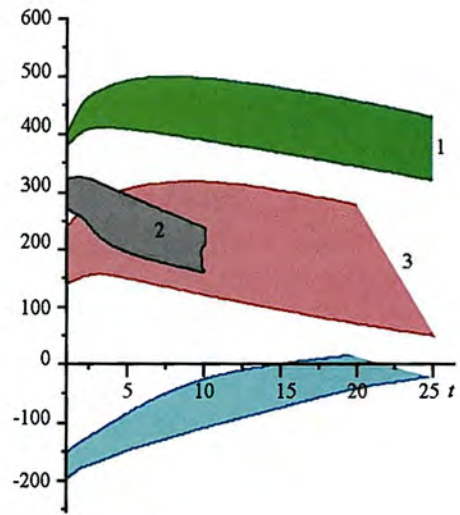
Светящаяся область, плоскость магнитной долготы, $t = 10$ с



Светящаяся область в опыте «Морская звезда»), $t < 1$ мин

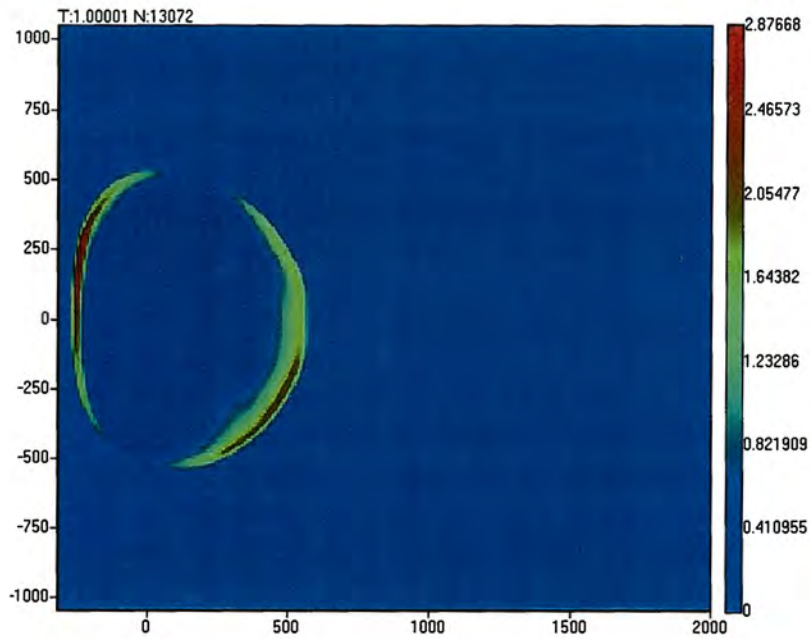


а



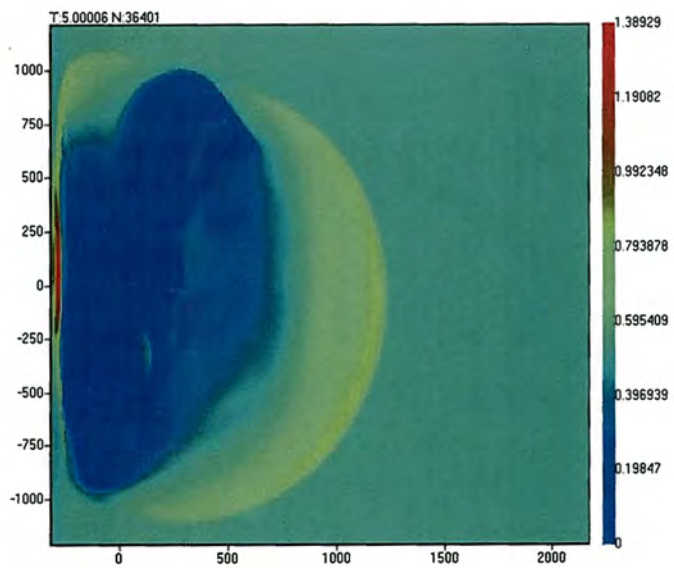
б

Размеры светящейся области (а — расчетные данные; б — данные наблюдений); 1 — $\frac{D_{\text{гор}}^{(1)}}{2}$; 2 — $\frac{D_{\text{гор}}^{(2)}}{2}$; 3 — $z_{\text{в}}$; 4 — $z_{\text{н}}$, где $D_{\text{гор}}^{(1)}$ — горизонтальный размер в меридиональной плоскости; $D_{\text{гор}}^{(2)}$ — горизонтальный размер в широтной плоскости; $z_{\text{н}}$ и $z_{\text{в}}$ — нижняя и верхняя границы светящейся области

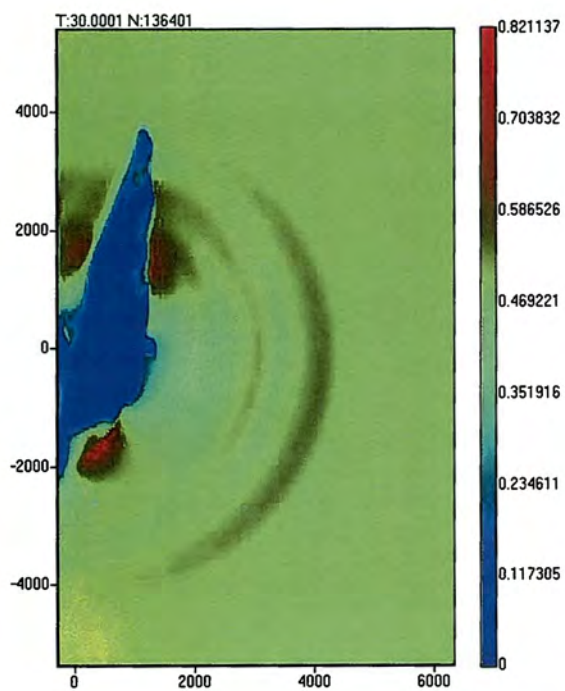


Изолинии магнитного давления в меридиональной плоскости, $t = 1$ с.

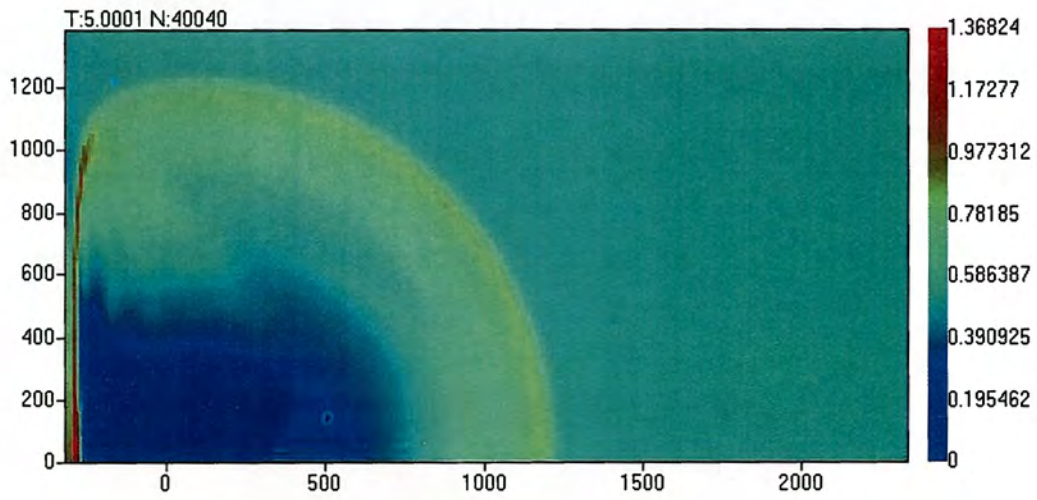
Для невозмущенного магнитного поля $P_{\text{mag}} = 0,5$



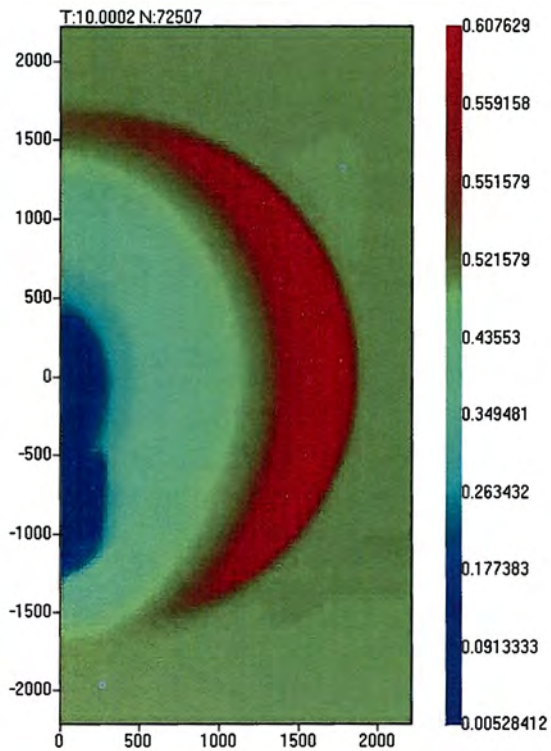
Изолинии магнитного давления в меридиональной плоскости, $t = 5$ с



Изолинии магнитного давления в меридиональной плоскости, $t = 15$ с



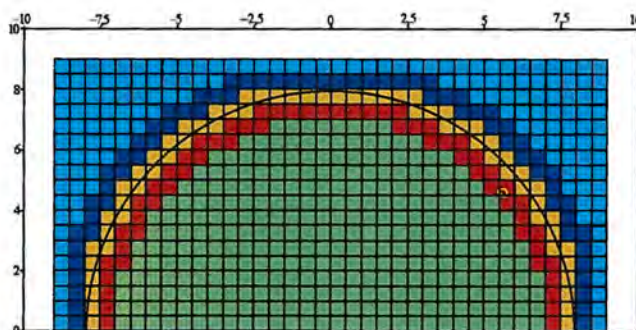
Изолинии магнитного давления в широтной плоскости, $t = 5$ с



Изолинии магнитного давления в горизонтальной плоскости
на высоте 250 км над Землей, $t = 10$ с

Методика РАЗЕС-КП для расчета пространственных движений многокомпонентных теплопроводных сред в эйлерово-лагранжевых координатах

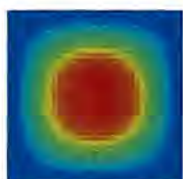
А. Н. Быков, В. А. Веселов, Б. Л. Воронин, А. М. Ерофеев



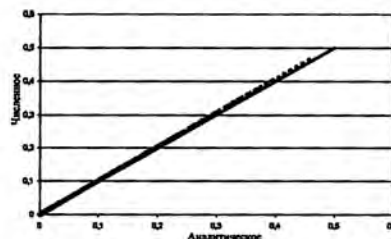
Распределение ячеек эйлеровой сетки по группам

Решение многомерных задач механики сплошных сред на неструктурированных лагранжевых сетках

С. С. Соколов, И. Д. Софронов, В. В. Рассказова, О. И. Бутнев, А. И. Панов, В. Н. Мотлохов, Б. М. Жогов, С. Г. Волков, А. А. Воропинов, И. Г. Новиков, В. А. Пронин, И. В. Соболев, А. В. Ялозо

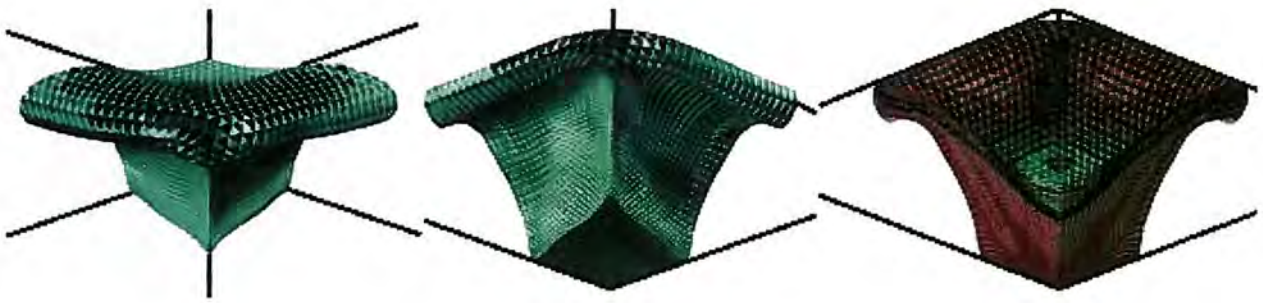


а

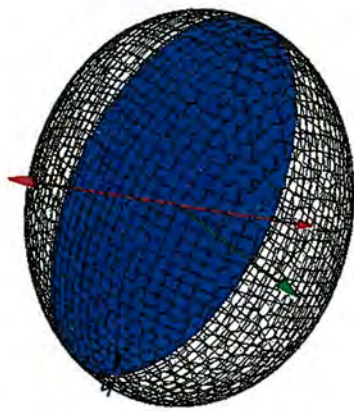


б

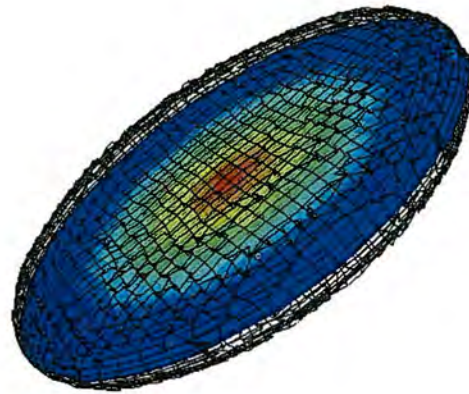
Распределение температуры в плоскости $Z=0,5$ в момент времени $t=0,05$ и отклонение численного решения от точного по всем ячейкам сетки



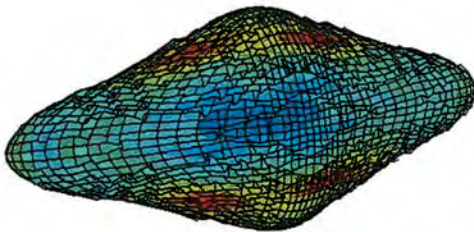
Форма фреона и поле давления в момент времени $t = 0,764$ мс



а



б

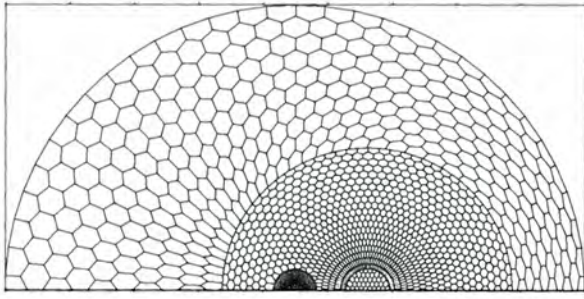


в

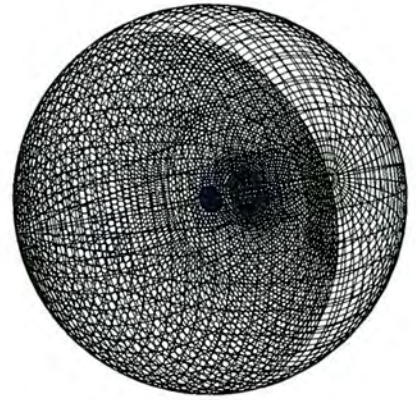


г

Динамика обжатия эллипсоида с сеткой в центральном сечении на момент времени $t = 0$ (а);
 $t = 9$ (б); $t = 15$ (в); $t = 20$ (г)

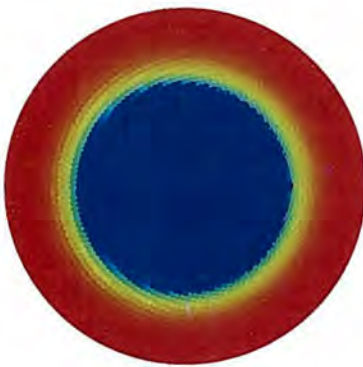


а

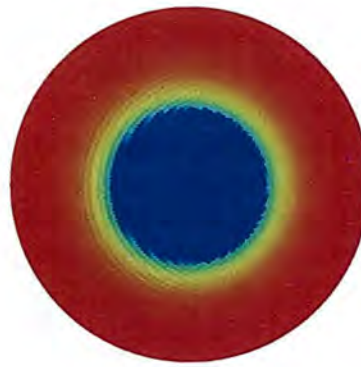


б

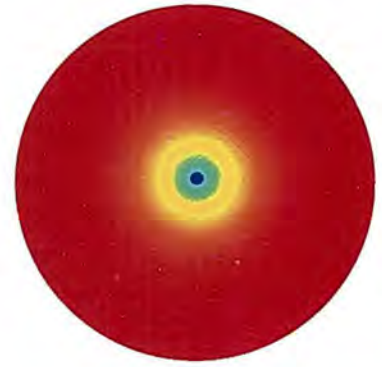
Счетная сетка задачи о сферической тепловой волне



а

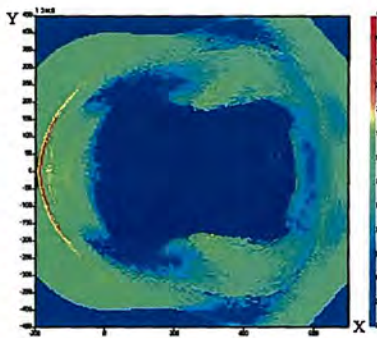


б

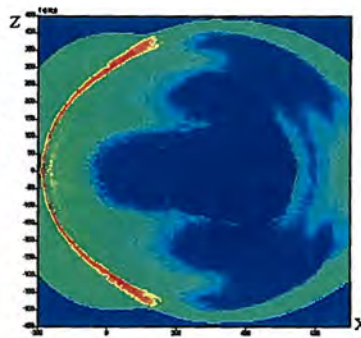


в

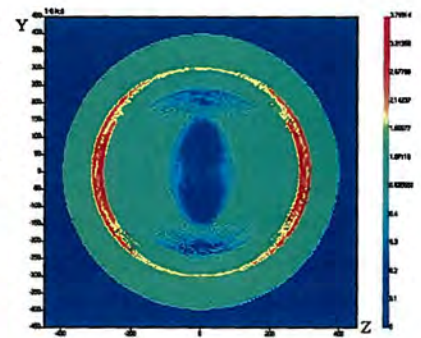
Распределение температуры в различные моменты времени



а



б

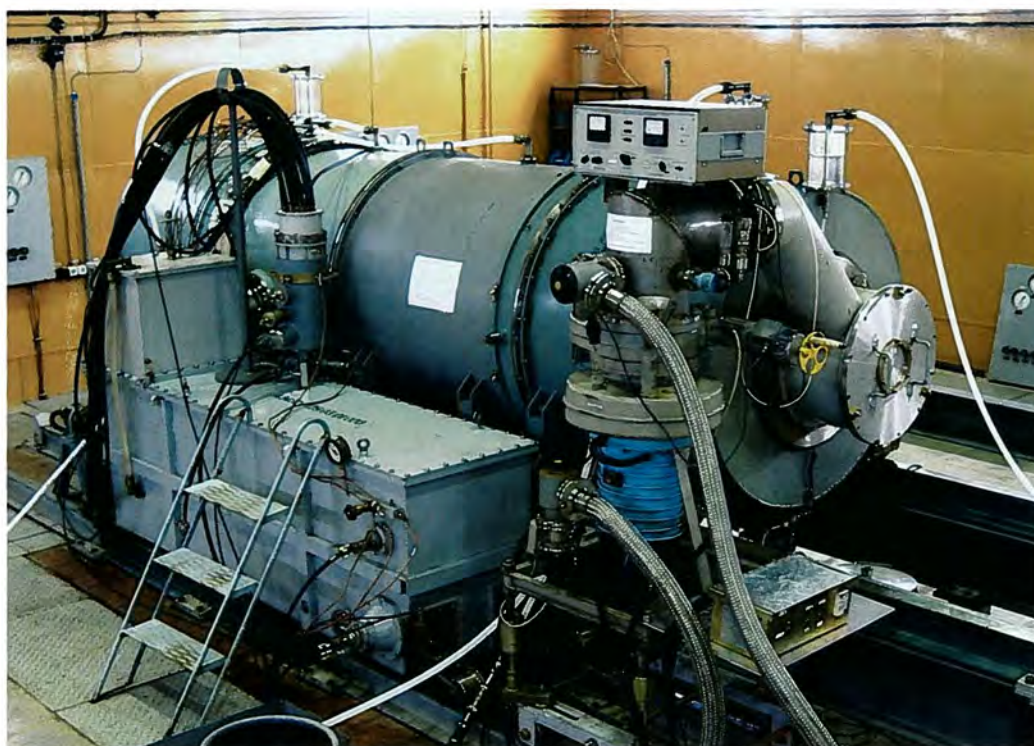


в

Распределение магнитного давления в трех координатных плоскостях XY, XZ, ZY на момент времени $t = 3,5$

Исследование режимов работы ускорителя СТРАУС-Р

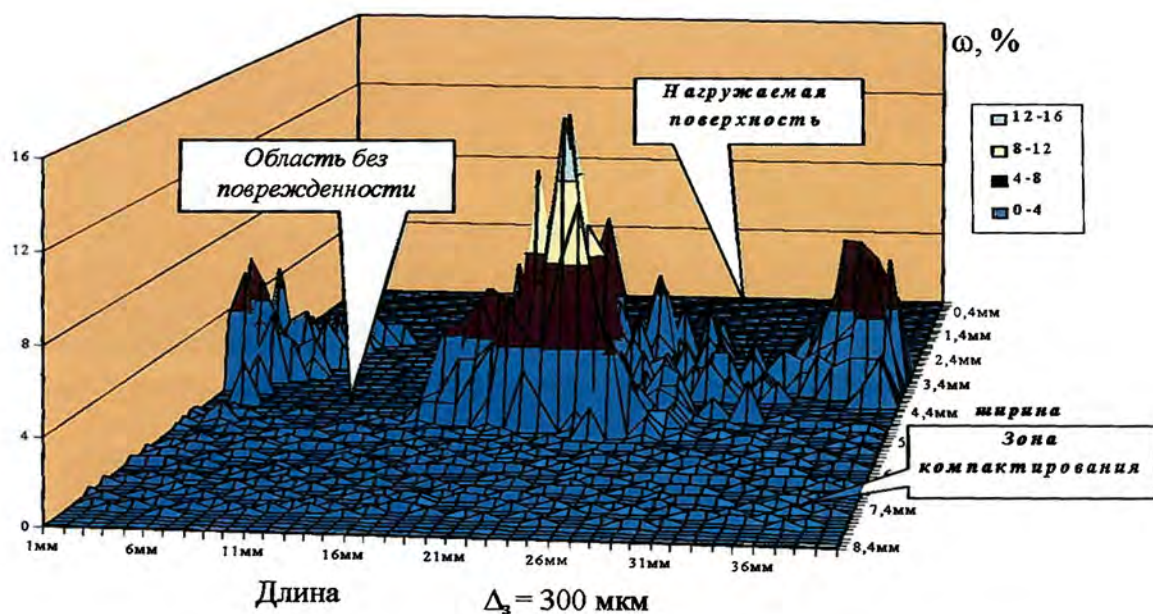
**В. С. Гордеев, Г. А. Мысков, В. С. Никольский, Н. Н. Сулин, Г. Н. Акатов,
Н. Н. Утюмов, М. В. Волков, П. В. Гусаков, А. Н. Драчев,
Ю. Г. Кудрявцев, А. Ю. Копкин, В. И. Потапин**



Ускоряющая система СТРАУС-Р

Особенности стадии зарождения поврежденности при интенсивном нагружении меди

Ю. В. Батьков, О. Н. Игнатова, И. Н. Кяжкина, А. Н. Малышев,
С. С. Надежин, П. Н. Низовцев, В. А. Огородников, С. А. Новиков,
А. М. Подурец, В. А. Раевский, В. И. Скоков,
И. А. Терешкина, О. А. Тюпанова



Распределение поврежденности по плоскости образца, подвергнутого ударно-волновому нагружению $P \sim 30$ ГПа с последующей разгрузкой в зазор $\Delta_z = 300$ мкм

Экспресс-методы определения плотности загрязнения местности ураном-238

Л. Ф. Беловодский, Д. И. Полев



120-мм танковые снаряды с обедненным ураном производства США



Последствия взрыва боеприпасов с обедненным ураном на военной базе Doha
вблизи Кувейт-Сити 11 июля 1991 г.

Применение видеотехнологий и распознавания образов в медицине

И. В. Жуков, А. А. Городнов, М. Р. Мочалов, А. Н. Подувалов,
Г. М. Скрипка, А. Л. Сорокин, С. В. Сорокин, А. Д. Черевань



Интерфейс демонстрационной программы в режиме поиска



Механизм контактно-ориентированного поиска



Структура ИВД

ИВД с описанными свойствами может быть применен в разнообразных системах, основанных на использовании видеотехнологий. Например, таких как:

- "машинное зрение". Система может состоять из произвольного количества (в том числе и из одного) ИВД, выполняющих свою задачу автономно либо в составе сложной системы;
- "безопасность". Совокупность произвольного количества ИВД способна стать базовой (системообразующей) частью локальных или интегрированных систем безопасности с распределенной архитектурой любого масштаба. Единичный ИВД может представлять собой законченную одноканальную систему безопасности (охрана жилища, офиса и т. д.);
- "физические исследования". Регистрация разнообразных периодических (различной длительности, скважности) и однократных сигналов.

Предложение по созданию интеллектуального видеодатчика прорабатывалось при разработке различных систем. Например, при разработке предложений по созданию системы мониторинга потенциально опасных объектов [6]. Для проверки осуществимости идеи в лаборатории проведено макетное моделирование ИВД. Полученные результаты подтверждают реализуемость и эффективность предложенного решения.

Комплексное применение КОСПИ и ИВД

Построение систем с использованием КОСПИ и ИВД рассмотрено на примере некоторых медицинских приложений, которые были предложены в [7].

Одно из перспективных применений контентно-ориентированного поиска – это медицинская диагностика, основывающаяся на изображениях или отображаемых в графической форме наборах данных, которые также могут рассматриваться как разновидность изображения. В качестве примера можно назвать рентгенограммы, флюорограммы, томограммы, кардиограммы, окулограммы, энцефалограммы, ангиограммы, изображения ран и симптомов кожных заболеваний, глаз и т. д. Сюда же в полной мере относятся изображения в медицинской микроскопии, такие как кровь, спермограмма, картина кристаллизации биологических жидкостей (сыворотка крови, моча, слюна, слеза), изображения сетчатки и другие изображения, связанные с глазными заболеваниями. Реализация подобной технологии предоставила бы лечащему врачу по полученной, например, рентгенограмме легких нового пациента быстро найти похожие случаи, сопровождаемые любыми метаданными, такими, например, как поставленный диагноз, способ лечения и полученные результаты, в национальном или интернациональном масштабе.

Применение ИВД сможет дополнить рассмотренные выше приложения в тех случаях, когда изображение-образец для поиска должно быть получено непосредственно на месте нахождения пациента. Такое устройство должно найти применение в полевой медицине, а в ряде случаев позволит снять необходимость или уменьшить частоту очных консультаций врача, что немаловажно для жителей районов, отдаленных от медицинских центров. ИВД, например, может использоваться для дистанционного контроля заживления ран, кожных и некоторых глазных заболеваний. Возможно построение специализированной модели устройства или насадки к нему, обеспечивающей возможность получения определенных видов микроизображений в бытовых условиях или в условиях сельского медпункта, например, картины кристаллизации биологических жидкостей.

Наличие информационного канала в ИВД позволяет организовать передачу данных посредством подключения к телефонным или беспроводным сетям связи. Передача исходных данных в разных технологиях может осуществляться как лечащему врачу, так и непосредственно службам автоматического информационного поиска. Передача же результатов поиска в специализированных базах данных в зависимости от требуемой их формы также может осуществляться как

врачу, так и непосредственно пациенту. Конечно, ответственная диагностика без участия врача на сегодняшний день недопустима, но нам кажется, что технически возможна и полезна предварительная автоматическая диагностика наличия или отсутствия некоторых болезненных состояний, которая в ряде случаев позволит снять необоснованное беспокойство пациента и угрозу последствий, вызываемых беспокойством как таковым.

Возможно оснащение ИВД встроенными или выносными датчиками не визуальной информации, например, микрофоном и термометром, что позволит получать дополнительную информацию, имеющую диагностическую ценность, например, регистрацию частоты и наполнения пульса, спектрального аудиоанализа чистоты дыхания и т. д. Возможна дистанционная предварительная диагностика на основе тепловых изображений.

В условиях медицинского учреждения можно представить ряд возможных самостоятельных применений ИВД в качестве "умного" регистрирующего прибора. Например, одним из применений, на реализацию которого уже поступили заявки, является оценка психофизиологического состояния человека путем регистрации движений глаз (включая саккадические) в ответ на тестовые раздражители. Аналогичным образом ИВД может автономно оценивать визуальные данные по ходу ангиографического обследования.

В целом предоставляемые с применением КОСПИ и ИВД возможности по оперативной дистанционной доставке и высокой скорости изображений должны существенно расширить возможности диагностики и лечения на основе прецедента.

Список литературы

1. Hu M. K. Visual pattern recognition by moment invariants // IRE Transactions on Information Theory. 1962. Vol. IT-8. P. 179–187.
2. Intel Corporation. Image Processing Library. Reference Manual. Order Number 663791-004 <http://developer.intel.com>
3. Zhukov I. V., Mochalov M. R., Poduvalov A. N. et al. A system for images retrieval resembling the given sample // Доклад на 6-м открытом российско-немецком семинаре "Распознавание образов и понимание изображений", 25–30 августа 2003 г., Катунь, Алтайский край.
4. Жуков И. В., Мочалов М. Р., Подувалов А. Н. и др. Система поиска изображений, подобных заданному // Доклад на семинаре МНТЦ "Развитие экспертно-криминалистических технологий в России", 9–11 декабря 2003 г., Москва.
5. Gorodnov A. A., Zhukov I. V., Mochalov M. R. Color image segmentation based on its HLS-presentation analysis // Доклад на 6-м семинаре МНТЦ "Science and computing", 15–17 сентября 2003 г., Москва.
6. Жуков И. В., Мочалов М. Р., Скрипка Г. М. и др. Использование телевизионных технологий для контроля доступа при обеспечении сохранности и безопасности ДМ и выявления нештатных ситуаций // Доклад на российско-американском семинаре "Безопасность и сохранность ядерных боеприпасов при демонтаже", 2004, Снежинск.
7. Жуков И. В., Мочалов М. Р., Подувалов А. Н. и др. Применение видеотехнологий и распознавания образов в медицине // Доклад на конференции по электронной и дистанционной медицине (Med-e-Tel 2005), 6–8 апреля 2005 г., Люксембург.

Video Technology and Image Recognition Complex Application

I. V. Zhukov, A. A. Gorodnov, M. R. Mochalov, A. N. Poduvalov, G. M. Skripka,
A. L. Sorokin, S. V. Sorokin, A. D. Cherevan

The article presents the developments of the laboratory based on two principal technical solutions, which provide means for a series of promising applied technologies implementing. This is a technique of fast retrieving from large databases of images similar to a preset one by the image inherent features such as object color, texture and shape (content-oriented search). The second development is Smart Visual Sensor – a small-size device similar to a video camera, but possessing an embedded capability for the acquired images autonomous processing, comparable by the effectiveness with modern PCs.

УДК 621.351

Твердотельная фтор-ионная батарея для автономного длительного питания микроэлектроники

А. А. Потанин, К. В. Коршунов,
В. В. Горелов, А. М. Шаповалов

Приведены результаты отработки первичной фтор-ионной батареи для постоянного питания электроники микроваттной мощностью в течение длительного времени эксплуатации в диапазоне температур от -50 до $+170$ °С. Приведены результаты исследований температурной зависимости разрядных и энергетических параметров батареи. Полученные результаты открывают новые возможности использования первичных твердотельных фтор-ионных батарей с микроваттной мощностью для длительного автономного питания электроники без регламентного обслуживания.

Введение

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в области энергетики, связанной с созданием химических источников тока. Такая тенденция обусловлена возрастающей потребностью как в портативных источниках электрической энергии различного назначения, так и в различных системах сохранения и распределения электрической энергии. Усиление внимания потребителей к химическим источникам тока вызывает повышенные требования к их характеристикам. В частности, перспективные батареи должны иметь высокую удельную электрическую энергию (более 100 Вт·ч/кг и более 500 Вт·ч/дм³) и большой срок сохранности электрической энергии. В этой связи представляют интерес твердотельные химические источники тока на основе твердых ионных проводников. Отличительным свойством этих материалов является высокий уровень ионной проводимости в твердой фазе ($1 \cdot 10^{-5} - 1$ Ом⁻¹·см⁻¹). Этот уровень, конечно, существенно ниже электронной проводимости металлов ($1 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$ Ом⁻¹·см⁻¹), но значительно выше ионной проводимости в обычных ионных кристаллах ($1 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-12}$ Ом⁻¹·см⁻¹). Так как порядок ионной проводимости суперионных проводников ближе всего к проводимости расплавов ионных соединений или концентрированных жидких растворов, эти вещества называют также твердыми электролитами.

Среди суперионных проводников особый интерес представляют твердые вещества с высокой фтор-ионной разупорядоченностью решетки и соответственно с высокой проводимостью ионов фтора в твердой фазе. Существование таких соединений послужило импульсом в развитии исследований в области первичных твердотельных источников тока на их основе. Токообразующая реакция с участием анионов F⁻ теоретически является наиболее эффективной для получения высокой удельной электрической энергии.

Концептуальный подход к разработке первичного твердотельного фтор-ионного источника тока базируется на следующих основных положениях [1]:

1) твердотельный фтор-ионный источник тока представляет собой керамическую многослойную структуру и состоит из твердого анода, электролита и катода;

2) твердый анод – на основе металла или сплава, фторирование которого приводит к образованию фторида с высоким изобарным потенциалом образования и высокой фтор-ионной проводимостью;

3) твердый катод – термостойкий фторид металла или твердый раствор фторидов с высокой фтор-ионной проводимостью и низким изобарным потенциалом образования;

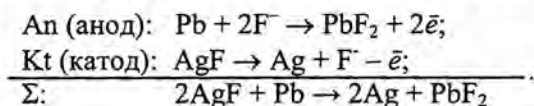
4) твердый электролит – термостойкий фторид металла или твердый раствор фторидов с высокой фтор-ионной проводимостью и низкой электронной проводимостью.

Такое устройство твердотельного источника тока позволяет реализовать при разряде высокоэнергетическую твердофазную токообразующую реакцию с участием ионов фтора. При замыкании внешней цепи ионы F^- диффундируют по твердой фазе ионного проводника, составляющего основу катода, затем по твердому электролиту. Последующее твердофазное взаимодействие материала анода с ионом фтора приводит к образованию фторида с высокой анионной подвижностью и переходу электронов во внешнюю цепь. Таким образом, в ходе разряда область металлического анода, прилегающая к электролитному слою, фторируется с образованием твердого ионного проводника и не блокирует процесс дальнейшего разряда.

Подобные твердотельные первичные источники тока имеют ряд значительных преимуществ:

- высокие удельные энергетические характеристики;
- безопасность при эксплуатации или хранении; в батарее не наблюдается газовыделения и соответственно повышения внутреннего давления;
- широкий температурный диапазон эксплуатации батареи;
- невосприимчивость к инерционным нагрузкам, батарея содержит только твердофазные компоненты в условиях эксплуатации;
- низкий саморазряд и высокая сохранность электрической энергии в течение длительного времени эксплуатации или хранения.

В настоящей работе приведены результаты отработки первичной батареи микроваттной мощности для постоянного питания микроэлектроники в течение 15 лет. В этом первичном твердотельном источнике тока на основе электрохимической системы $Pb/La_{0,94}Ba_{0,06}F_{2,94}/AgF$ [2] при разряде реализуются следующие твердофазные электродные реакции:



Теоретическая емкость анода составляет 0,258 А·ч/г, катода – 0,211 А·ч/г.

Для твердотельных гальванических элементов данного типа исследованы электрохимические свойства в интервале температур от -50 до $+250$ °С. В частности, эти исследования показали, что при разряде этих источников тока реализуется устойчивая электрохимическая реакция с напряжением разомкнутой цепи (НРЦ) 1,28–1,3 В и удельной разрядной емкостью 0,1 А·ч/см³.

Параметры твердотельной фтор-ионной батареи

Батарея представляет собой конструкцию цилиндрической формы, которая представлена на рис. 1. Источник тока выполнен по одноэлектродной схеме, при этом корпус батареи является отрицательным электродом. Батарея имеет следующие габаритные размеры: диаметр – 33 мм, высота – 52 мм. Для предотвращения взаимодействия активных компонентов батареи с окружающей средой и для поддержания стабильных условий работы в течение длительного времени батарея имеет герметичный корпус, заполненный в процессе изготовления аргоном.



Рис. 1. Твердотельная фтор-ионная батарея

В этой первичной батарее, рассчитанной на микроваттную мощность постоянного разряда в течение как минимум 15 лет, реализуется следующая схема коммутации гальванических элементов (рис. 2). Разрядные характеристики первичной фтор-ионной батареи, определенные в режимах гальваностатического разряда при температурах 170, 70, 25 и -50°C , приведены на рис. 3–6 соответственно. Полученные из результатов этих испытаний вольт-амперные характеристики приведены на рис. 7–10.

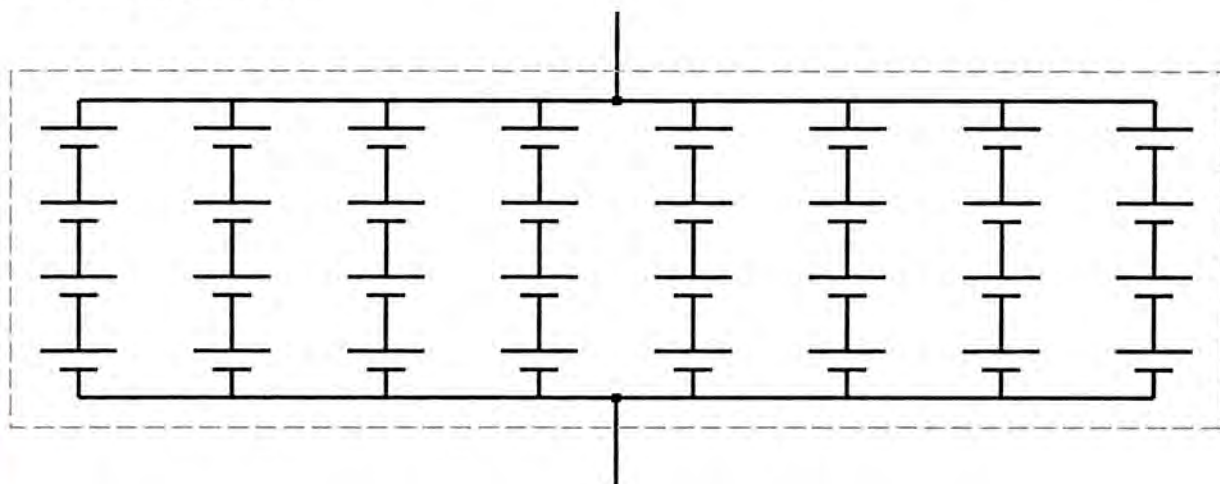


Рис. 2. Схема коммутации гальванических блоков в батарее (параллельная коммутация 8-вольтовых столбов, в каждом из которых четыре последовательно скоммутированных гальванических элемента)

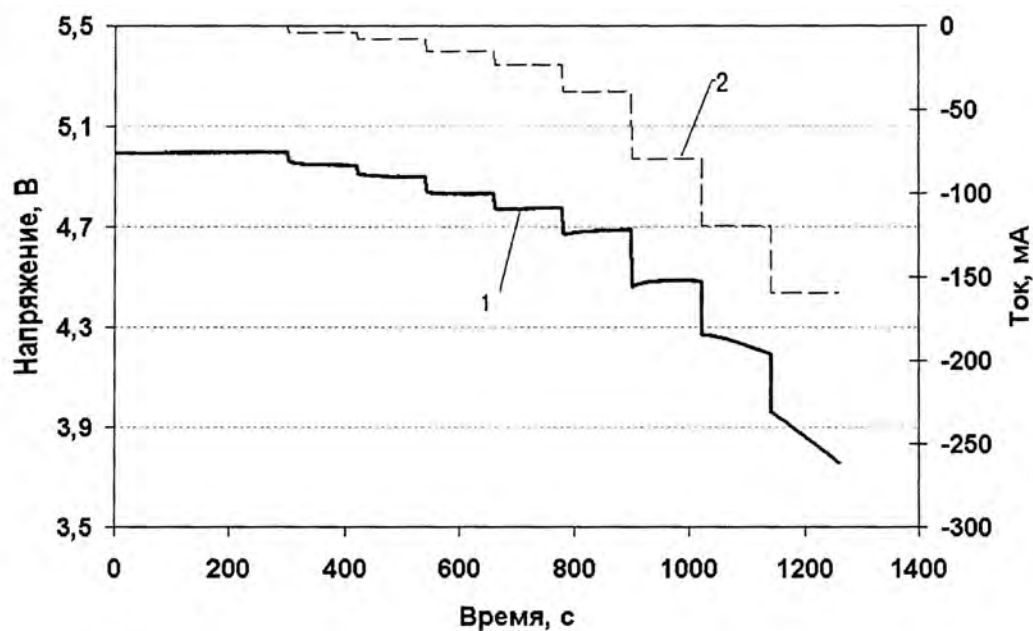


Рис. 3. Гальваностатический разрядный тест фтор-ионной батареи при температуре 170 °С:
1 – напряжение; 2 – ток

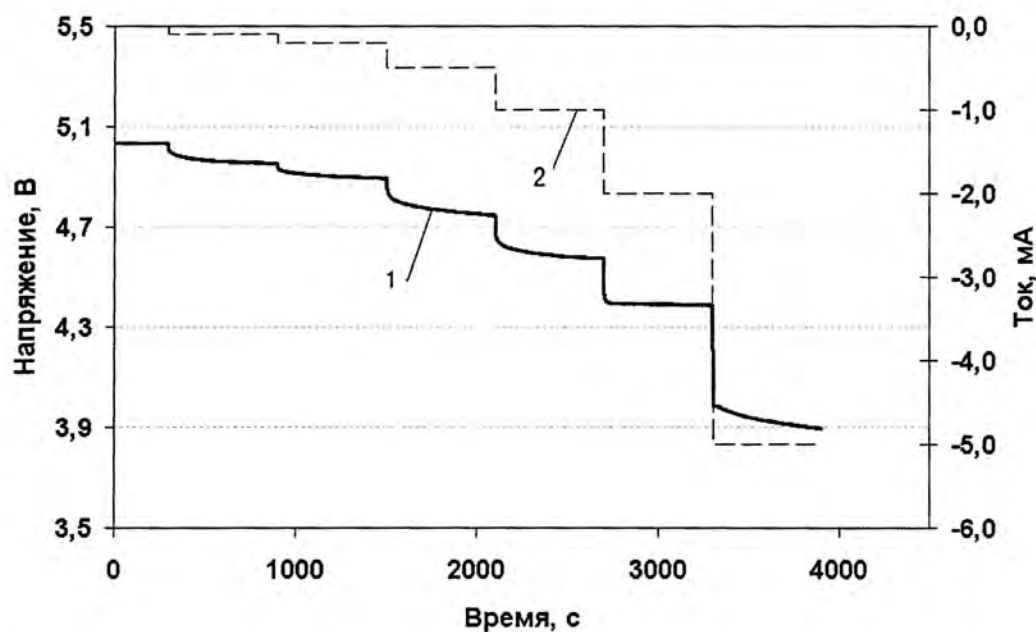


Рис. 4. Гальваностатический разрядный тест фтор-ионной батареи при температуре 70 °С:
1 – напряжение; 2 – ток

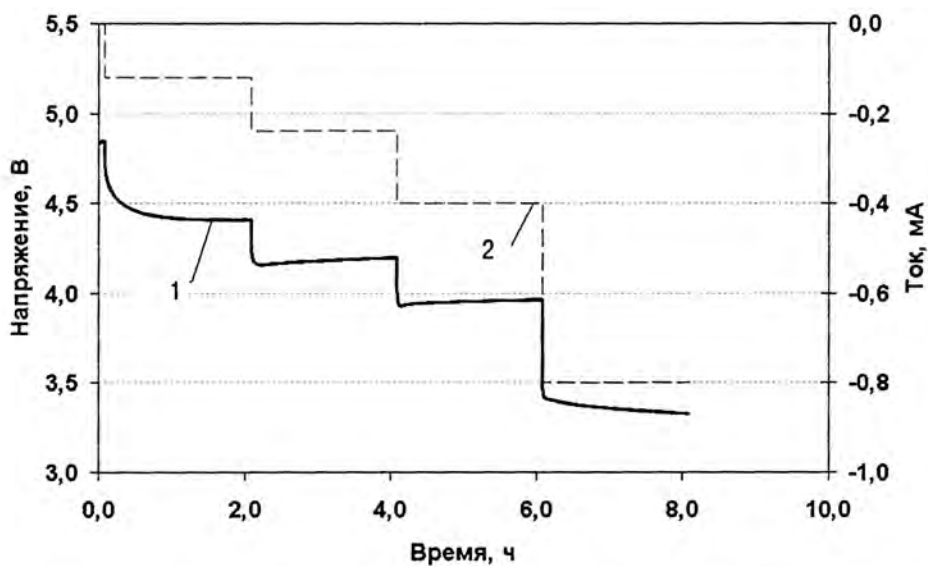


Рис. 5. Гальваностатический разрядный тест фтор-ионной батареи при температуре 25 °С:
1 – напряжение; 2 – ток

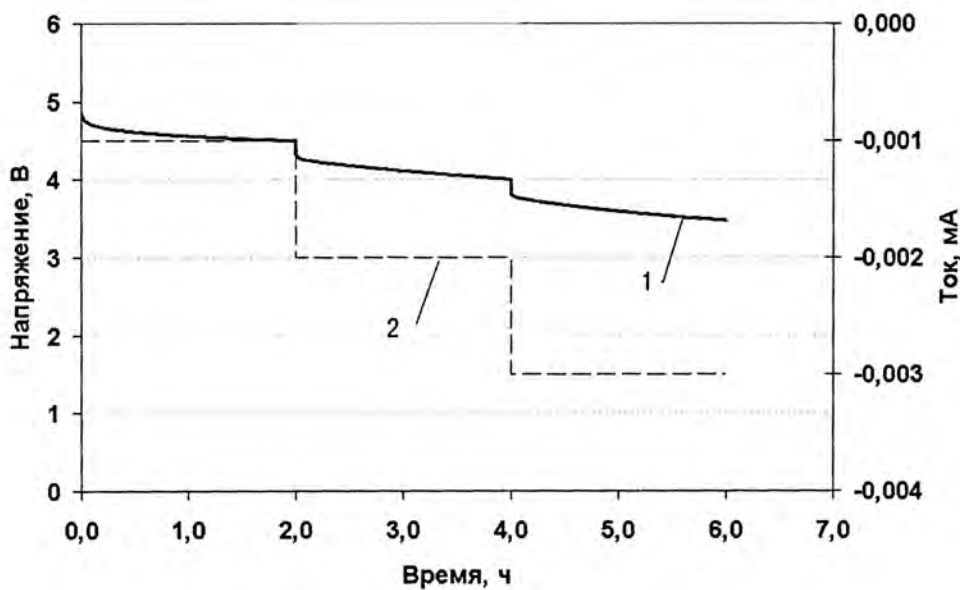


Рис. 6. Гальваностатический разрядный тест фтор-ионной батареи при температуре -50 °С:
1 – напряжение; 2 – ток

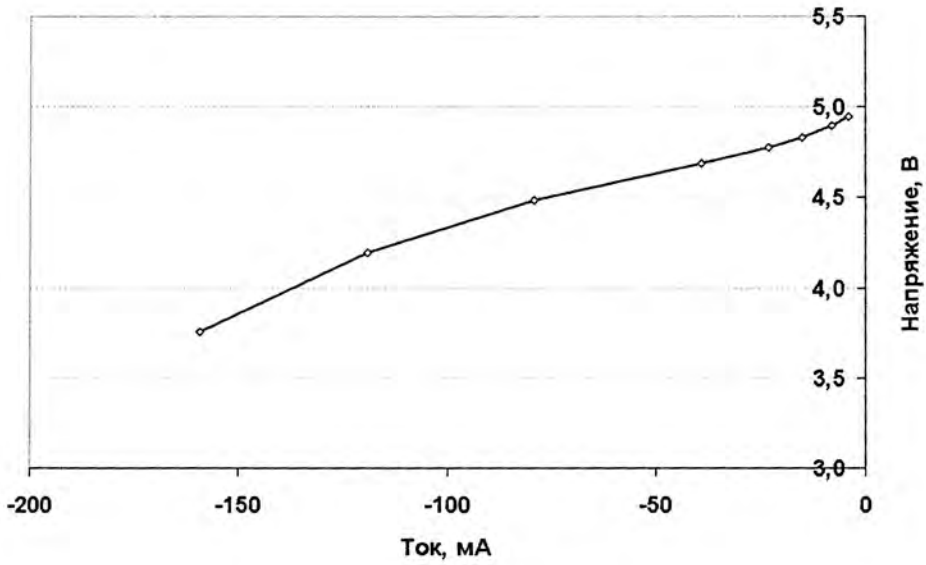


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика фтор-ионной батареи при температуре 170 °С, полученная из гальваностатических разрядных кривых

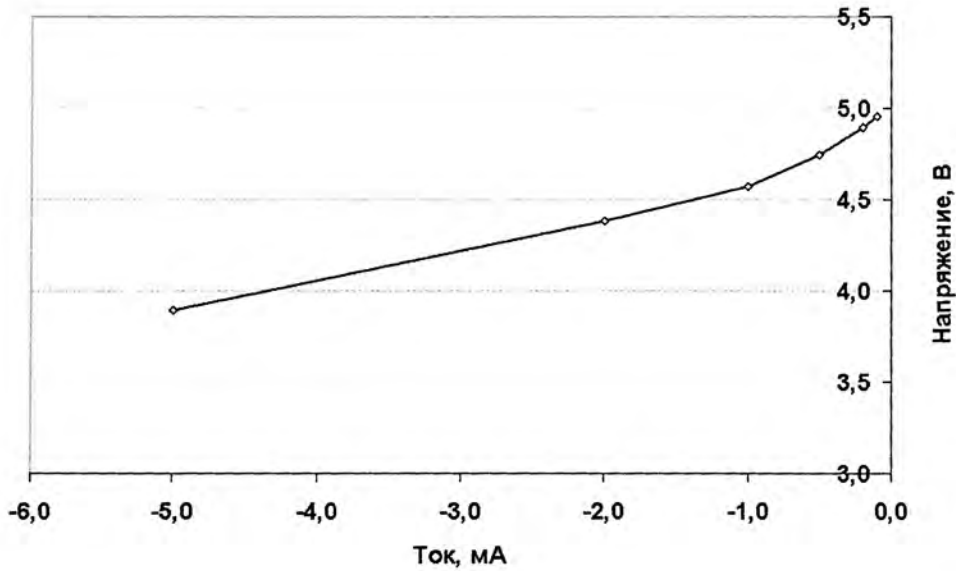


Рис. 8. Вольт-амперная характеристика фтор-ионной батареи при температуре 70 °С, полученная из гальваностатических разрядных кривых

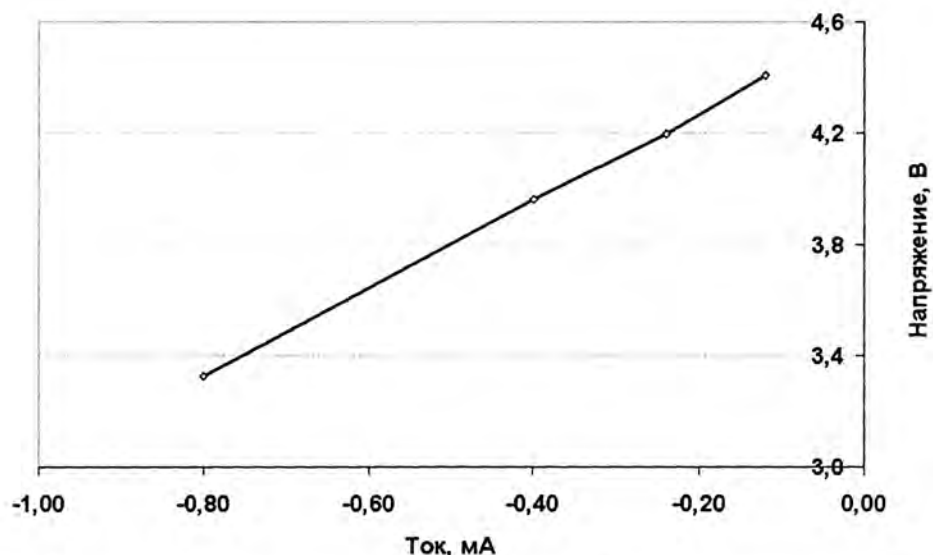


Рис. 9. Вольт-амперная характеристика фтор-ионной батареи при температуре 25 °С, полученная из гальваностатических разрядных кривых

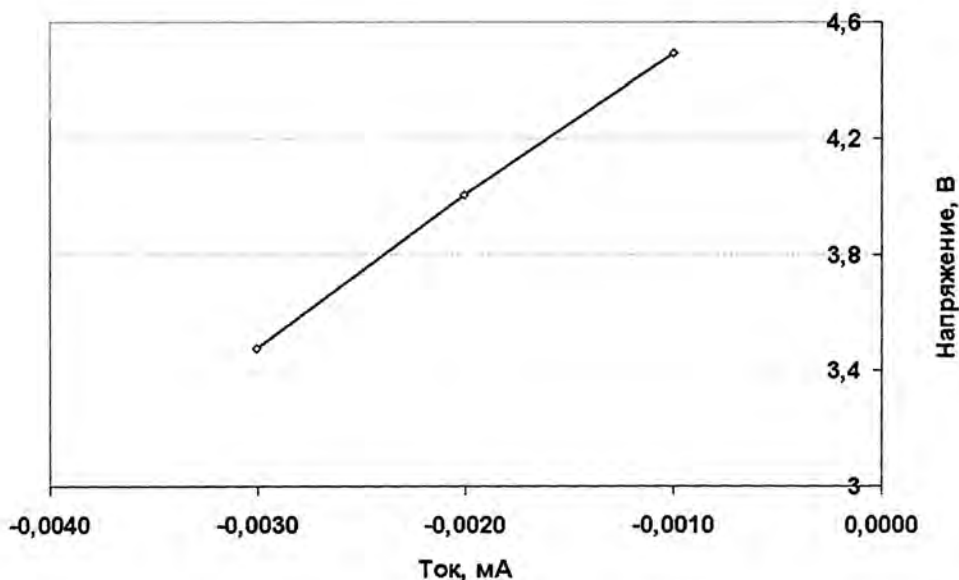


Рис. 10. Вольт-амперная характеристика фтор-ионной батареи при температуре – 50 °С, полученная из гальваностатических разрядных кривых

Методом импедансной спектроскопии при сканировании частоты измерительного сигнала от $1 \cdot 10^6$ до $1 \cdot 10^{-3}$ Гц были проведены исследования ионной проводимости батареи при различных температурах. Было обнаружено, что в результате как гальваностатических разрядных исследований, так и исследований ионной проводимости батареи методом импедансной спектроскопии зависимость внутреннего сопротивления фтор-ионной батареи от температуры носит экспоненциальный характер.

На рис. 11 приведены зависимости внутреннего сопротивления фтор-ионной батареи ($R_{вн}$) от обратной температуры. При этом для получения данных зависимостей были использованы гальваностатический метод 1 и метод импедансной спектроскопии 2.

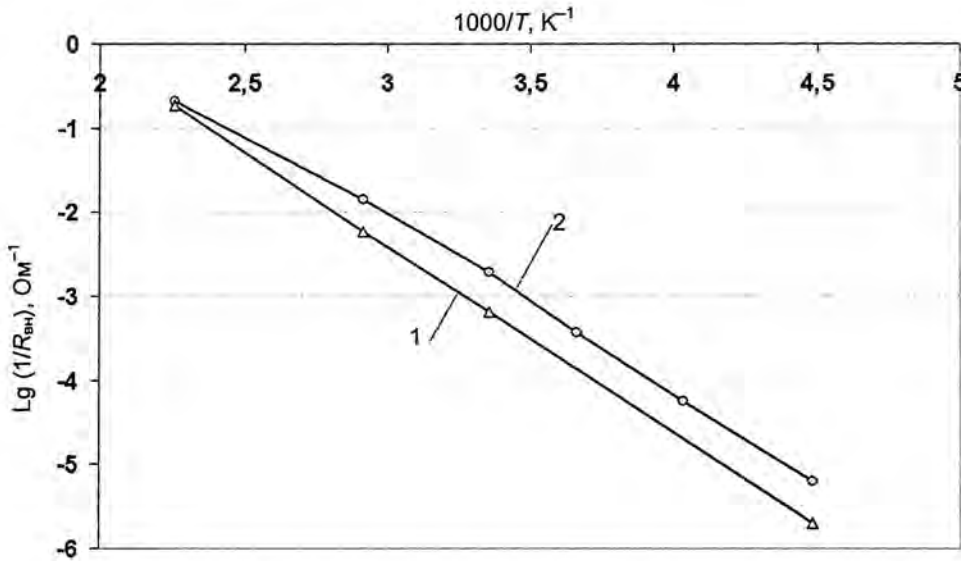


Рис. 11. Температурная зависимость внутреннего сопротивления фтор-ионной батареи

Экспоненциальный вид функций позволяет определить формализованное значение энергии в показателе экспоненты, которую в случае твердых ионных проводников называют энергией активации ионного переноса в уравнении Аррениуса-Френкеля:

$$\sigma T = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right). \quad (1)$$

Если такой подход распространить на твердые фтор-ионные батареи, то это формализованное значение энергии активации, полученное из результатов исследований температурной зависимости внутреннего сопротивления батареи методом импедансной спектроскопии, составляет 0,433 эВ, а методом гальваностатических разрядов – 0,468 эВ. При этом температурная зависимость внутреннего сопротивления батареи может быть достаточно точно аппроксимирована в характерном для твердых ионных проводников виде:

$$\frac{1}{R_{вн}} T = 9,664 \cdot 10^6 \exp(-0,433/kT). \quad (2)$$

Более высокое значение энергии активации, полученное из результатов гальваностатических разрядов, может быть связано с влиянием дополнительного поляризационного сопротивления при протекании постоянного тока через источник тока. При этом температурная зависимость внутреннего сопротивления твердотельной фтор-ионной батареи в основном определяется свойствами твердого электролита, который имеет аналогичную экспоненциальную зависимость удельной проводимости от температуры с энергией активации межзеренной проводимости поликристаллической структуры 0,466 эВ [3].

Используя особенности твердотельной фтор-ионной батареи, были исследованы разрядные характеристики при глубоком разряде батарей. Эти разрядные испытания были проведены при повышенных температурах, когда внутреннее сопротивление батареи значительно снижается. Результаты испытаний первичной фтор-ионной батареи показали, что процесс разряда характеризуется устойчивым значением разрядного напряжения. На рис. 12 приведена гальваностатическая разрядная зависимость фтор-ионной батареи (температура 170 °С). При токе разряда 8 мА, в диапазоне напряжений 3,5–5,0 В разрядная емкость составила 0,624 А·ч, что соответствует отдаче по току 65 %.

В процессе разряда напряжение в течение ~ 90 % времени находилось на уровне 4,5–4,8 В. В таблице приведены основные параметры твердотельной фтор-ионной батареи.

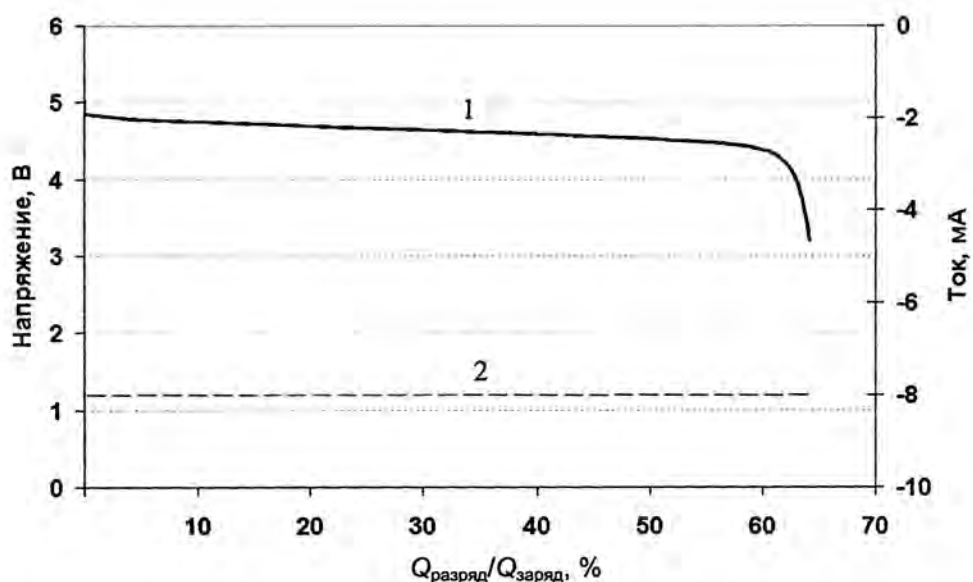


Рис. 12. Разряд фтор-ионной батареи при температуре 170 °С: 1 – напряжение; 2 – ток

Основные экспериментальные характеристики фтор-ионной батареи

Параметр	Значение
Электрическая емкость, А·ч	0,96
Отдача по току, %	65
Номинальная емкость, А·ч	0,6
Напряжение разомкнутой цепи при температуре 25 °С, В	5,0–5,2
	6 (– 50)
	25,6 (– 30)
	96 (– 10)
	192 (0)
	800 (25)
	9,6·10 ³ (70)
Значение тока разряда при уровне рабочего напряжения 3,5 В, мкА: (цифрами в скобках обозначена температура в °С)	180·10 ³ (170)
	до 15 лет
Экспериментально-расчетный срок эксплуатации	до 15 лет

Заключение

В настоящей статье приведены результаты этапа отработки первичной твердотельной фтор-ионной батареи для постоянного питания микроэлектроники в течение 15 лет. При этом для эксплуатации батареи не требуется регламентного обслуживания, и она является безопасной как при эксплуатации, так и при аварийных ситуациях.

Приведенные результаты свидетельствуют о возможности создания нового типа твердотельных первичных батарей с протеканием твердофазной токообразующей фтор-ионной реакции. При этом важно отметить следующие особенности. Во-первых, это реализация высокоэнергетической токообразующей реакции при одновременном обеспечении высокой безопасности эксплуатации батарей, что является значительным продвижением вперед по направлению развития высокоэнергоемких безопасных батарей. И, во-вторых, впервые показано, что твердотельные батареи работоспособны не только при высоких или повышенных температурах, но и при нормальных температурах и даже при $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$. Эти результаты открывают новые возможности использования первичных твердотельных фтор-ионных батарей.

Список литературы

1. Потанин А. А. Твердотельный химический источник тока на основе ионного проводника типа фторида лантана // Российский химический журнал (Ж. Росс. хим. об-ва им. Д. И. Менделеева). 2001. Т. 45, № 5–6. С. 58–63.
2. Пат. РФ, 2187178 Н01М 6/18, 10/36, опубл. 10.08.02. Потанин А. А., Веденеев Н. И. Твердотельный химический источник тока. БИ № 22 от 10.08.02.
3. Потанин А. А., Горелов В. В. Фтор-ионная проводимость поликристаллических структур на основе суперионного проводника $\text{LaF}_3\text{-BaF}_2$ // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2003. Вып. 5. С. 368–374.

Solid State Fluoride Ion Battery for Long-Run Self-Contained Power Supply of Microelectronics

A. A. Potanin, K. V. Korshunov, V. V. Gorelov, A. M. Shapovalov

The paper summarizes development testing of a primary solid state fluoride ion battery for steady microwatt power supply of electronics in the temperature range from -50 to $170\text{ }^{\circ}\text{C}$. Test data on the battery discharge and energy performance versus temperature are presented. The results are found to open up new application opportunities for the primary solid state fluoride ion batteries of microwatt power as a long-term self-contained power supply for electronics without need for routine maintenance.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адамснков Ю. А. 168
Акатов Г. Н. 132
Александров Ю. В. 254
Андреев Н. О. 264
Анисина И. М. 16
Анненков В. И. 162
Артемяева Е. В. 40
Астайкин А. И. 278
Аушев А. А. 234
Афанасьев В. А. 234

Бабич Л. П. 88, 100, 114
Баканов В. В. 40
Батьков Ю. В. 180, 188
Беловодский Л. Ф. 210, 234
Беспалов В. И. 162
Борисенкова О. Э. 264
Бочков Е. И. 114
Бредихин В. И. 162
Бугров В. Г. 196
Будников В. Г. 16
Бутнев О. И. 70
Быков А. Н. 50

Ведерникова И. И. 180, 226
Веселов В. А. 50
Викторов И. В. 124
Виноградский Л. М. 162
Волков М. В. 132
Волков С. Г. 70
Воронин Б. Л. 50
Воропинов А. А. 70
Выскубенко Б. А. 168

Гаврилова Е. С. 16
Гайдаш В. А. 162
Галахов И. В. 162
Гаранин С. Г. 162
Гевлич А. Н. 234
Герасимов А. И. 144
Голубев А. В. 196
Голубев В. А. 196
Гончаров С. Н. 272
Горбатенко М. В. 6
Гордеев В. С. 124, 132, 144

Горелов В. В. 292
Городнов А. А. 286
Горячев Л. В. 168
Грибунин В. Г. 244
Грунин А. В. 140
Гусаков П. В. 132

Дегтяренко Л. И. 16
Долгов В. И. 278
Донской Е. Н. 40
Драчев А. Н. 132

Елагин С. В. 254
Ельцов В. А. 40
Ерофеев А. М. 50
Ершов В. П. 162

Жидков Н. В. 162
Житник А. К. 40
Жмайло В. А. 16
Жогов Б. М. 70
Жуков И. В. 286

Залялов А. Н. 40
Зильберберг В. В. 162
Зубков А. В. 162

Иванов Н. В. 40
Игнатова О. Н. 180, 188
Ильин С. П. 168

Калашник А. М. 168
Калипанов С. В. 162
Каминский М. В. 264
Каргин В. А. 162
Кириллов Г. А. 162
Коваленко В. П. 162
Колесников С. В. 264
Колобянин Ю. В. 168
Комаров А. В. 272
Комиссаров А. В. 234
Копкин А. Ю. 132
Корочкин М. А. 140
Коршунов А. И. 180, 226
Коршунов К. В. 292

Кочемасов Г. Г. 162
 Кошатова Е. В. 180
 Кравченко А. Г. 154, 162
 Крекнина Н. М. 234
 Кротов В. А. 162
 Куделькин В. Б. 196
 Кудрявцев А. Ю. 88
 Кудрявцев Ю. Г. 88, 100, 132
 Кудрявцева М. Л. 88, 100
 Кульгавчук В. В. 144
 Куцык И. М. 88, 100, 114
 Кяжкина И. Н. 180, 188

Лазарчук В. П. 162
 Лапин С. Г. 162
 Лисенкова Е. А. 16
 Литвин Д. Н. 154
 Литвинов С. Д. 264
 Логинов В. М. 162
 Логутенко С. Л. 162

Мальшев А. Н. 180, 188
 Мартынов А. П. 244
 Медведев В. Б. 272
 Мисько В. В. 154
 Митяшин А. С. 234
 Михайлов Е. С. 124
 Москвин А. Н. 58
 Мотлохов В. Н. 70
 Мочалов М. А. 196
 Мочалов М. Р. 286
 Муругов В. М. 154, 162
 Мысков Г. А. 124, 132, 144

Надежин С. С. 188
 Назаренко С. Т. 144
 Низовцев П. Н. 188
 Никольский В. С. 132
 Новиков И. Г. 16, 70
 Новиков С. А. 180, 188

Овчинников М. А. 140
 Огнев С. П. 40
 Огородников В. А. 188
 Оков И. Н. 244
 Осин В. А. 162

Павлов В. С. 144
 Панкратов В. И. 162
 Панов А. И. 16, 70
 Паршина И. В. 124
 Петрушин О. Н. 140
 Подувалов А. Н. 286
 Подурец А. М. 180, 188
 Поздов И. Н. 220
 Поздов К. И. 220
 Полев Д. И. 210
 Поляков Л. В. 226
 Попов В. Н. 234
 Потанин А. А. 292
 Потапин В. И. 132
 Потемкин Г. А. 196
 Пронин В. А. 70

Раевский В. А. 180, 188
 Рассказова В. В. 70
 Рахимова Т. В. 168
 Рогожников Г. С. 168
 Ромашов М. Ю. 162
 Ронжин А. Б. 40
 Рослов В. И. 40
 Рядов А. В. 162

Савельев Ю. А. 140
 Семенова Т. В. 40
 Сеник А. В. 154
 Скоков В. И. 180, 188
 Скрипка Г. М. 286
 Смирнов В. Д. 264
 Соболев И. В. 16, 70
 Соболев С. К. 162
 Собянин В. Г. 264
 Соколов С. С. 16, 70
 Соломатин И. И. 162
 Сорокин А. Л. 286
 Сорокин С. В. 286
 Софронов И. Д. 70
 Софронова О. Н. 144
 Стародубцев В. А. 154
 Стриканов А. В. 196
 Суворов М. Ю. 144
 Сулин Н. Н. 132

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Тагиров Р. М. 234
Тараканов М. Ю. 140
Тарасов М. Д. 140
Тачаев Г. В. 162
Терешкина И. А. 188
Тюпанова О. А. 188

Ульянов В. П. 278
Утюмов Н. Н. 132

Файзуллин В. С. 162
Финюшин С. А. 180
Фомченко В. Н. 254
Хрусталеv В. А. 162
Худиков Н. М. 162

Чеботарь В. С. 162
Черевань А. Д. 286

Шаповалов А. М. 292
Шейнов С. Ю. 144
Шумилин В. А. 58

Ялозо А. В. 70
Янилкин Ю. В. 16

- Кочемасов Г. Г. 162
 Кошатова Е. В. 180
 Кравченко А. Г. 154, 162
 Крекнина Н. М. 234
 Кротов В. А. 162
 Куделькин В. Б. 196
 Кудрявцев А. Ю. 88
 Кудрявцев Ю. Г. 88, 100, 132
 Кудрявцева М. Л. 88, 100
 Кульгавчук В. В. 144
 Куцык И. М. 88, 100, 114
 Кяжкина И. Н. 180, 188
- Лазарчук В. П. 162
 Лапин С. Г. 162
 Лисенкова Е. А. 16
 Литвин Д. Н. 154
 Литвинов С. Д. 264
 Логинов В. М. 162
 Логутенко С. Л. 162
- Малышев А. Н. 180, 188
 Мартынов А. П. 244
 Медведев В. Б. 272
 Мисько В. В. 154
 Митяшин А. С. 234
 Михайлов Е. С. 124
 Москвин А. Н. 58
 Мотлохов В. Н. 70
 Мочалов М. А. 196
 Мочалов М. Р. 286
 Муругов В. М. 154, 162
 Мысков Г. А. 124, 132, 144
- Надежин С. С. 188
 Назаренко С. Т. 144
 Низовцев П. Н. 188
 Никольский В. С. 132
 Новиков И. Г. 16, 70
 Новиков С. А. 180, 188
- Овчинников М. А. 140
 Огнев С. П. 40
 Огородников В. А. 188
 Оков И. Н. 244
 Осин В. А. 162
- Павлов В. С. 144
 Панкратов В. И. 162
 Панов А. И. 16, 70
 Паршина И. В. 124
 Петрушин О. Н. 140
 Подувалов А. Н. 286
 Подурец А. М. 180, 188
 Поздов И. Н. 220
 Поздов К. И. 220
 Полев Д. И. 210
 Поляков Л. В. 226
 Попов В. Н. 234
 Потанин А. А. 292
 Потапин В. И. 132
 Потемкин Г. А. 196
 Пронин В. А. 70
- Раевский В. А. 180, 188
 Рассказова В. В. 70
 Рахимова Т. В. 168
 Рогожников Г. С. 168
 Ромашов М. Ю. 162
 Ронжин А. Б. 40
 Рослов В. И. 40
 Рядов А. В. 162
- Савельев Ю. А. 140
 Семенова Т. В. 40
 Сеник А. В. 154
 Скоков В. И. 180, 188
 Скрипка Г. М. 286
 Смирнов В. Д. 264
 Соболев И. В. 16, 70
 Соболев С. К. 162
 Собянин В. Г. 264
 Соколов С. С. 16, 70
 Соломатин И. И. 162
 Сорокин А. Л. 286
 Сорокин С. В. 286
 Софронов И. Д. 70
 Софронова О. Н. 144
 Стародубцев В. А. 154
 Стриканов А. В. 196
 Суворов М. Ю. 144
 Сулин Н. Н. 132

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Тагиров Р. М. 234
Тараканов М. Ю. 140
Тарасов М. Д. 140
Тачаев Г. В. 162
Терешкина И. А. 188
Тюпанова О. А. 188

Ульянов В. П. 278
Утюмов Н. Н. 132

Файзуллин В. С. 162
Финюшин С. А. 180
Фомченко В. Н. 254
Хрусталева В. А. 162
Худиков Н. М. 162

Чеботарь В. С. 162
Черевань А. Д. 286

Шаповалов А. М. 292
Шейнов С. Ю. 144
Шумилин В. А. 58

Ялозо А. В. 70
Янилкин Ю. В. 16

Содержание

Раздел 1. Прикладные задачи теоретической физики

Горбатенко М. В.

Некоторые следствия конформно-инвариантного обобщения уравнений Эйнштейна 6

*Жмайло В. А., Анисина И. М., Будников В. Г., Гаврилова Е. С., Дегтяренко Л. И.,
Лисенкова Е. А., Новиков И. Г., Панов А. И., Соколов И. В., Соколов С. С., Янилкин Ю. В.*

Физические эффекты ядерного взрыва в операции "Морская звезда" 16

Раздел 2. Математическое моделирование физических процессов

*Артемьева Е. В., Баканов В. В., Донской Е. Н., Житник А. К., Залялов А. Н., Иванов Н. В.,
Огнев С. П., Ронжин А. Б., Рослов В. И., Семенова Т. В.*

Моделирование совместного переноса нейтронов и гамма-квантов
методом Монте-Карло 40

Быков А. Н., Веселов В. А., Воронин Б. Л., Ерофеев А. М.

Методика РАМЗЕС-КП для расчета пространственных движений многокомпонентных
теплопроводных сред в эйлерово-лагранжевых координатах 50

Москвин А. Н., Шумилин В. А.

Методика решения двумерного уравнения переноса на нерегулярных
многоугольных сетках 58

*Соколов С. С., Софронов И. Д., Рассказова В. В., Бутнев О. И., Панов А. И.,
Мотлохов В. Н., Жогов Б. М., Волков С. Г., Барабанов Р. А., Воропинов А. А.,
Новиков И. Г., Пронин В. А., Соколов И. В., Ялозо А. В.*

Решение многомерных задач механики сплошных сред на неструктурированных
лагранжевых сетках 70

Раздел 3. Электрофизика

Бабич Л. П., Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М.

Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических
явлений и проникающих излучений. I. Численная модель 88

Бабич Л. П., Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М.

Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических
явлений и проникающих излучений. II. Результаты численного моделирования 100

Бочков Е. И., Куцык И. М.

Источник убегающих электронов в поле грозового облака, обусловленный космическим
излучением 114

Раздел 4. Ускорители

Гордеев В. С., Викторов И. В., Михайлов Е. С., Мысков Г. А., Паршина И. В.
Оптимизация параметров пучка в ускорителе ЛИУ-10М 124

Гордеев В. С., Мысков Г. А., Никольский В. С., Сулин Н. Н., Акатов Г. Н., Утюмов Н. Н.,
Волков М. В., Гусаков П. В., Драчев А. Н., Кудрявцев Ю. Г., Копкин А. Ю., Потанин В. И.
Исследование режимов работы ускорителя СТРАУС-Р 132

Раздел 5. Приборы и техника эксперимента

Тарасов М. Д., Грунин А. В., Корочкин М. А., Овчинников М. А., Петрушин О. Н.,
Савельев Ю. А., Тараканов М. Ю.
Калориметр на основе термометра сопротивления 140

Герасимов А. И. Гордеев В. С. Кульгавчук В. В., Мысков Г. А., Назаренко С. Т., Павлов В. С.,
Софронова О. Н., Суворов М. Ю., Шейнов С. Ю.
Экранированный генератор импульсного напряжения 800 кВ и энергии 32 кДж 144

Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Мисько В. В., Муругов В. М., Сенник А. В., Стародубцев В. А.
Фотохронографическая методика исследования динамики развития плазменных
образований 154

Раздел 6. Физика лазеров

Анненков В. И., Беспалов В. И., Бредихин В. И., Виноградский Л. М., Гайдаш В. А.,
Галахов И. В., Гаранин С. Г., Ершов В. П., Жидков Н. В., Зильберберг В. В., Зубков А. В.,
Калипанов С. В., Каргин В. А., Кириллов Г. А., Коваленко В. П., Кочемасов Г. Г.,
Кравченко А. Г., Кротов В. А., Лазарчук В. П., Лапин С. Г., Логинов В. М.,
Лозутенко С. Л., Муругов В. М., Осин В. А., Панкратов В. И., Ромашов М. Ю., Рядов А. В.,
Соболев С. К., Соломатин И. И., Тачаев Г. В., Файзуллин В. С., Хрусталева В. А.,
Худиков Н. М., Чеботарь В. С.
Перевод йодного лазера «Искра-5» в режим работы на второй гармонике 162

Колобянин Ю. В., Адаменков Ю. А., Выскубенко Б. А., Горячев Л. В., Ильин С. П.,
Калашник А. М., Рахимова Т. В., Рогожников Г. С.
Коэффициент усиления активной среды электроразрядного кислород-йодного лазера 168

Раздел 7. Гидродинамика и реология

Батьков Ю. В., Ведерникова И. И., Игнатова О. Н., Коришунов А. И., Кошатова Е. В.,
Кяжскина И. Н., Мальшиев А. Н., Новиков С. А., Подуреца А. М., Раевский В. А., Ско-
ков В. И., Финюшин С. А.
Влияние интенсивной пластической деформации и ударно-волнового нагружения на
прочность меди 180

Батьков Ю. В., Игнатова О. Н., Кяжскина И. Н., Мальшиев А. Н., Надеждин С. С., Низов-
цев П. Н., Огородников В. А., Новиков С. А., Подуреца А. М., Раевский В. А., Скоков В. И.,
Терешкина И. А., Тюпанова О. А.
Особенности стадии зарождения поврежденности при интенсивном нагружении меди 188

Раздел 8. Физика горения и взрыва	194
<i>Голубев В. А., Стриканов А. В., Бугров В. Г., Потемкин Г. А., Куделькин В. Б., Голубев А. В., Мочалов М. А.</i>	
Динамическое компактирование порошков аморфных сплавов как перспективный способ получения изделий	196
 Раздел 9. Изотопы водорода – физическая химия, безопасность, экология	
<i>Беловодский Л. Ф., Полев Д. И.</i>	
<i>Экспресс-методы определения плотности загрязнения местности ураном-238</i>	210
 Раздел 10. Материаловедение	
<i>Поздов И. Н., Поздов К. И.</i>	
Разработка технологии глубокой вытяжки коробчатых деталей с широким фланцем	220
<i>Ведерникова И. И., Кориунов А. И., Поляков Л. В.</i>	
Прогнозирование процессов ползучести и релаксации напряжений пенопласта ПС-1 различной плотности	226
 Раздел 11. Вопросы безопасности и надежности конструкций	
<i>Аушев А. А., Афанасьев В. А., Беловодский Л. Ф., Гевлич А. Н., Комиссаров А. В., Крекнина Н. М., Митяшин А. С., Попов В. Н., Тагиров Р. М.</i>	
Дисперсность и химический состав порошков, образующихся при высокотемпературном воздействии на уран-содержащие объекты	234
 Раздел 12. Средства защиты от несанкционированных действий	
<i>Грибунин В. Г., Мартынов А. П., Оков И. Н.</i>	
Анализ имитостойкости систем аутентификации сообщений с допустимостью погрешности передаваемых сигналов	244
<i>Александров Ю. В., Елагин С. В., Фомченко В. Н.</i>	
Моделирование процессов ввода информации и оценки показателей эффективности систем санкционированного управления	254
 Раздел 13. Разработка аппаратуры и новых промышленных технологий	
<i>Колесников С. В., Каминский М. В., Смирнов В. Д., Андреев Н. О., Собянин В. Г., Литвинов С. Д., Борисенкова О. Э.</i>	
Исследование стойкости приборов автоматики с гидравлическим затуханием к комплексным механическим нагрузениям	264
<i>Гончаров С. Н., Комаров А. В., Медведев В. Б.</i>	
Разработка субъектно-объектной модели системы обеспечения безопасности информации автоматизированной системы на основе ее декомпозиции	272

Раздел 14. Электроника. Радиотехника. Оптоэлектроника

Астайкин А. И., Долгов В. И., Ульянов В. П.

Модель источника звука и расчет ожидаемых звуковых полей 278

Раздел 15. Конверсионные работы

*Жуков И. В., Городнов А. А., Мачалов М. Р., Подувалов А. Н., Скрипка Г. М.,
Сорокин А. Л., Сорокин С. В., Черевань А. Д.*

Применение видеотехнологий и распознавания образов в медицине 286

Потанин А. А., Коршунов К. В., Горелов В. В., Шаповалов А. М.

Твердотельная фтор-ионная батарея для автономного длительного питания
микроэлектроники 292

Авторский указатель 302

Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ

Научно-исследовательское издание

Выпуск 13

Редакторы: *Л. В. Мазан, В. М. Тагирова*

Корректоры: *Л. В. Степченкова, М. В. Кривова*

Компьютерная подготовка оригинала-макета: *А. А. Ивлева, Н. А. Лештаева, Е. Л. Соседко*

Подписано в печать 12.02.2008 Формат 60 × 84/8 Печать офсетная

Усл. печ. л. ~35. Уч.-изд. л. 25. Тираж 200 экз. Зак. тип. 1093-2007

Отпечатано в Издательско-полиграфическом комплексе ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"
607188, г. Саров Нижегородской обл., ул. Силкина, 23