

**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ
СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА.
ДЕТОНАЦИЯ.
УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Том 1



САРОВ • РФЯЦ-ВНИИЭФ

XXI ХАРИТОНОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

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

**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА.
ДЕТОНАЦИЯ. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

**EXTREME STATES OF SUBSTANCE.
DETONATION. SHOCK WAVES**

**ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
XXI ХАРИТОНОВСКИЕ ТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ**

**PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL CONFERENCE
XXI KHARITON'S TOPICAL SCIENTIFIC READINGS**

15–19 апреля 2019 г.

В двух томах

**Под редакцией
доктора технических наук
А. Л. Михайлова**

Том 1

САРОВ
2019

УДК 534.222.2+536.4

ББК 22.23

Э41

Э41 Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды Международной конференции XXI Харитоновские тематические научные чтения : В двух томах. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019. Т. 1. 442 с.

ISBN 978-5-9515-0444-9

ISBN 978-5-9515-0445-6 (т. 1)

Ежегодные научные чтения, проводимые в РФЯЦ-ВНИИЭФ, носят имя академика АН СССР Ю. Б. Харитона – выдающегося ученого двадцатого века, основателя и научного руководителя (1946–1997 гг.) Российского федерального ядерного центра – Всероссийского НИИ экспериментальной физики. XXI Харитоновские тематические научные чтения посвящены 115-летию со дня рождения Юлия Борисовича.

Доклады российских и зарубежных авторов, представленные на XXI Харитоновских тематических научных чтениях «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны» (г. Саров Нижегородской обл., 15-19 апреля 2019 г.), отражают современное состояние исследований экстремальных состояний вещества при воздействии импульсных давлений и температур, проблем физики ударных и детонационных волн, энергетических материалов.

Труды этой международной конференции могут представлять интерес для широкого круга специалистов в области физики быстропротекающих процессов и высоких плотностей энергии, а также аспирантов и студентов старших курсов физических и физико-технических факультетов.

УДК 534.222.2+536.4

ББК 22.23

ISBN 978-5-9515-0444-9

ISBN 978-5-9515-0445-6 (т. 1)

© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019

ОРГАНИЗАТОР КОНФЕРЕНЦИИ

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

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ ОРГКОМИТЕТА

**Почетный научный руководитель ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
Академик РАН – Р.И. ИЛЬКАЕВ**

ЗАМЕСТИТЕЛЬ ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА

Заместитель научного руководителя РФЯЦ-ВНИИЭФ – А.Л. МИХАЙЛОВ

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

А.Л. Михайлов – руководитель

С.В. Ерунов	А.М. Подурец
В.А. Раевский	В.А. Огородников
О.В. Свирский	И.Р. Трунин
М.В. Жерноклетов	А.С. Гладцинов
О.Б. Дреннов	С.А. Вахмистров
Н.В. Невмержицкий	Ю.В. Шейков
В.М. Бельский	И.В. Занегин

Редакционно-оформительская группа

О.В. Мясоедов, Н.П. Румянцева, Н.Н. Чухонцева, З.В. Соколова

РОССИЙСКИЕ ОРГАНИЗАЦИИ-УЧАСТНИКИ

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров
Филиал ФГУП РФЯЦ ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седякина», г. Нижний Новгород
СарФТИ НИЯУ МИФИ, г. Саров
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина», г. Снежинск
ФГБУН Институт химической физики РАН им. Н.Н. Семенова, г. Москва
ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва
ФГБОУ ВО МГУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва
НИЯУ МИФИ, г. Москва
ООО «ВИДЕОСКАН», г. Москва
ООО «НПП НАНОСКАН», г. Москва
Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва
ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», г. Москва
ФГУП «ВНИИА им. Н.А. Духова», г. Москва
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
ООО «Спас», г. Москва
ФГБУ «Институт глобального климата и экологии имени академика Ю.А. Израэля», г. Москва
НИУ Высшая школа экономики, г. Москва
ФГБНУ «Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов»
(ТИСНУМ) г. Москва, г. Троицк
ООО «РТК Инпекс», г. Мытищи, Московская обл.
ФГБУН Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Московская обл.
Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, г. Черноголовка
ИСМАН, г. Черноголовка
ФКП «НИИ «Геодезия», г. Красноармейск, Московская обл.
АО «Красноармейский научно-исследовательский институт механизации»,
г. Красноармейск, Московская обл.
ФГБУН Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, г. Новосибирск
ФГБОУ ВО Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет), г. Санкт-Петербург
ФГУП «СКТБ «Технолог», г. Санкт-Петербург
ФГБОУ ВО Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск
Институт математики им. С.А. Соболева СО РАН, г. Новосибирск
ФГАОУ ВО Научно-исследовательский институт механики ННГУ им. Н.И.Лобачевского,
г. Нижний Новгород
АО «ГосНИИ машиностроения им. В.В.Бахирева», г. Дзержинск, Нижегородская обл.
Институт механики сплошных сред УРО РАН, г. Пермь
ФГУП «Федеральный центр двойных технологий «Союз», г. Дзержинский, Московская обл.
Федеральный исследовательский центр угля и углехимии СО РАН, г. Кемерово
ФГУП ЦНИИмаш, г. Королев, Московская обл.
Бийский технологический институт (филиал) ФГБОУ ВО «Алтайский государственный
технический университет им. И.И. Ползунова», г. Бийск
АО «Федеральный Научно-Производственный центр «Алтай», Алтайский край, Бийск
ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технологический
университет», г. Казань

ИНОСТРАННЫЕ ОРГАНИЗАЦИИ-УЧАСТНИКИ

Los Alamos National Laboratory, USA
Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, China
Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, China
Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, China
Fonoriton SciLab, Tallinn, Estonia
Tel Aviv University, Israel
Институт проблем горения, Алматы, Казахстан

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

PLENARY TALKS

УДАРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ КАК КЛЮЧЕВОЙ СПОСОБ ПРЕБИОТИЧЕСКИХ СИНТЕЗОВ НА ОСНОВЕ ВОДНО-ФОРМАМИДНЫХ СИСТЕМ

*В.Г. Штырлин¹, В.А. Борисенок², Н.Ю. Серов¹, В.Г. Симаков^{2,3}, В.А. Брагунец³,
С.А. Кошкин¹, И.Р. Трунин^{2,3}, И.А. Терешкина^{2,3}, М.С. Бухаров¹,
Э.М. Гилязетдинов¹, А.В. Захаров¹, Е.Е. Шестаков^{2,3}*

¹Химический институт им. А.М. Бутлерова Казанского федерального университета, г. Казань, Россия

²СарФТИ НИЯУ МИФИ, г. Саров, Россия

³РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

Крупнейшей проблемой современной науки является проблема происхождения жизни. Очевидно, что знание истории развития любого явления позволяет адекватно оценить его современное состояние и прогнозировать его эволюцию в будущем. Применительно к жизни знание ее истории позволит решить ряд ее крупных современных проблем (включая лечение многочисленных заболеваний и, прежде всего, рака), а также даст возможность оценить перспективы дальнейшего развития жизни на Земле и, возможно, на других планетах. Для решения проблемы происхождения жизни необходимо выяснение условий и механизмов эффективного пребиотического синтеза органических соединений на нашей планете. Ключевым способом осуществления пребиотических синтезов мы считаем воздействие ударных волн на водно-формамидные системы, при котором имитируются столкновения метеоритов с поверхностью планеты в районах гидротермальных источников.

Длительное время главный вопрос происхождения жизни формулировался в виде дилеммы: "genetics-first or metabolism-first". То есть, что возникает раньше, генетический аппарат, поддерживающий наследование (первое важнейшее свойство жизни), или метаболизм – аппарат обмена веществ, поддерживающий потоки вещества и энергии на некотором удалении от равновесия (неравновесность – второе важнейшее свойство жизни)? Генетический аппарат основан на функционировании нуклеиновых кислот – дезоксирибонуклеиновых (ДНК) и рибонуклеиновых (РНК), а метаболизм регулируется катализаторами – ферментами (энзимами), белковыми соединениями, часто включающими в себя ионы металлов. Некоторое время назад казалось, что отмеченная дилемма близка к разрешению, поскольку были обнаружены так называемые рибозимы, то есть, РНК, обладающие функциями энзимов, и, следовательно, совмещающие в себе одновременно генетические и метаболические функции. Однако вскоре оказалось, что каталитическая активность рибозимов недостаточна для поддержания метаболизма. В результате оптимизм так называемого «РНК-мира» постепенно сменяется пессимизмом. Вероятно, решение проблемы происхождения жизни лежит в другой плоскости, а именно, не только генетический аппарат и аппарат метаболизма, но и третий аппарат – обособления протоцеллюлы и ее

компартиментов – возникли одновременно из одних и тех же предшественников в процессе самоорганизации. Важнейшим из таких предшественников мы считаем формамид (HCONH_2). Формамид содержит связи углерод-водород, углерод-кислород, углерод-азот и азот-водород. Установлено, что из формамида, хотя и в несколько различных условиях, могут быть получены карбоновые кислоты, аминокислоты, все пять оснований нуклеиновых кислот, ациклонуклеозиды, сахара и аминсахара, то есть, почти все необходимые предшественники компонентов известных клеточных организмов [1]. Однако формамид не содержит связей углерод-углерод. С образования именно этих связей и начинается жизнь. Связь углерод-углерод не разрушается водой (не гидролизуется), что обеспечивает необходимую устойчивость органических соединений. Понимание исключительной важности образования связей углерод-углерод и положено в основу теории строения органических соединений, одним из создателей которой является Александр Михайлович Бутлеров – основатель Казанской школы химиков.

Важно, что формамид может при нагревании превращаться в циановодород путем отщепления молекулы воды или в формиат аммония путем присоединения молекулы воды; более того, формамид может превращаться в формальдегид, однако этот процесс реализуется в весьма специфических условиях – при ультрафиолетовом облучении в присутствии катализатора – диоксида титана [1]. Проблему превращения формамида в формальдегид в более подходящих условиях пребиотического синтеза мы рассмотрим ниже. Как и вода, отмеченные соединения – циановодород, формамид и формальдегид – повсеместно распространены в космосе, но поскольку из формамида могут быть получены как циановодород, так и формальдегид, именно формамид может быть ключевым прекурсором пребиотических синтезов наряду с водой. Однако формамид имеет некоторое преимущество перед водой, поскольку, будучи так же ассоциированной жидкостью, он кипит при более высокой температуре (210 °C) и может накапливаться в горячих бассейнах, где могли проходить эффективные пребиотические синтезы с его участием. Тем не менее, формамида и воды недостаточно для образования всех предшественников биологических соединений. Для этого необходимы соединения фосфора в виде солей фосфорной кислоты – фосфатов. Дело в том, что, во-первых, фосфатные остатки связывают фрагменты сахаров в нуклеиновых кислотах, во-вторых, гидролиз фосфатных связей аденозинтрифосфорной кислоты (АТФ) обеспечивает энергией все основные синтезы в биологических системах (следовательно, АТФ является универсальной энергетической монетой организмов), и в-третьих, фосфаты нужны для образования фосфолипидов, образующих мембраны клеток. То есть, фосфор нужен для обеспечения всех трех основных систем клеток – генетического аппарата, аппарата метаболизма и системы компартиментализации (создания мембран). Можно заключить, что триада – вода, формамид и фосфаты – может быть тем родоначальником, который достаточен для осуществления всех пребиотических синтезов. Источником энергии для таких синтезов могут быть ударные волны, вызываемые падением метеоритов, а катализатором в этих синтезах может стать материал метеоритов.

Ранее уже предпринимались попытки пребиотических синтезов под ударным воздействием. Так, при ударном воздействии на систему метан – этан – аммиак – вода выделены четыре аминокислоты (глицин, аланин, валин и лейцин) [2]. Использование льда, содержащего воду, аммиак, диоксид углерода и метанол, привело к получению шести аминокислот (глицин, DL-аланин, DL- α -аминомасляная кислота, DL- α -аминоизомасляная кислота, DL-норвалин, DL-изовалин) [3]. В работе [4] показано, что при ударном воздействии в присутствии железа и воды молекулярный азот эффективно восстанавливается до аммиака. При ударном воздействии на систему, содержащую воду, аммиак, молекулярный азот, углерод, а также железо и никель, которые входят в состав метеоритов, получена аминокислота глицин и некоторые карбоновые кислоты и амины [5]. Использование водных растворов формиатов и карбонатов аммония позволило получить четыре аминокислоты (глицин, α -аланин, β -аланин, саркозин) и некоторые алифатические амины (метиламин, этиламин, пропиламин, бутиламин) [6]. Отметим, что в каждом из этих синтезов было получено менее десяти пребиотических продуктов. Относительную неудачу

этих синтезов можно объяснить тем, что в них были использованы соединения, не адекватные действительным прекурсорам пребиотических синтезов.

В попытке усовершенствовать ударные пребиотические синтезы мы провели их в системах на основе водного формамида, который, как уже отмечено, является наиболее вероятным пребиотическим прекурсором. Для этого был сконструирован реактор, схема которого показана на рис. 1, где представлен контейнер с корпусом и мишенным блоком, а также малая и большая гайки, герметизирующие реакционный объем, задаваемый кольцом. Реактор изготовлен из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т на предприятии «Сапфир» в Ардатове Нижегородской области.

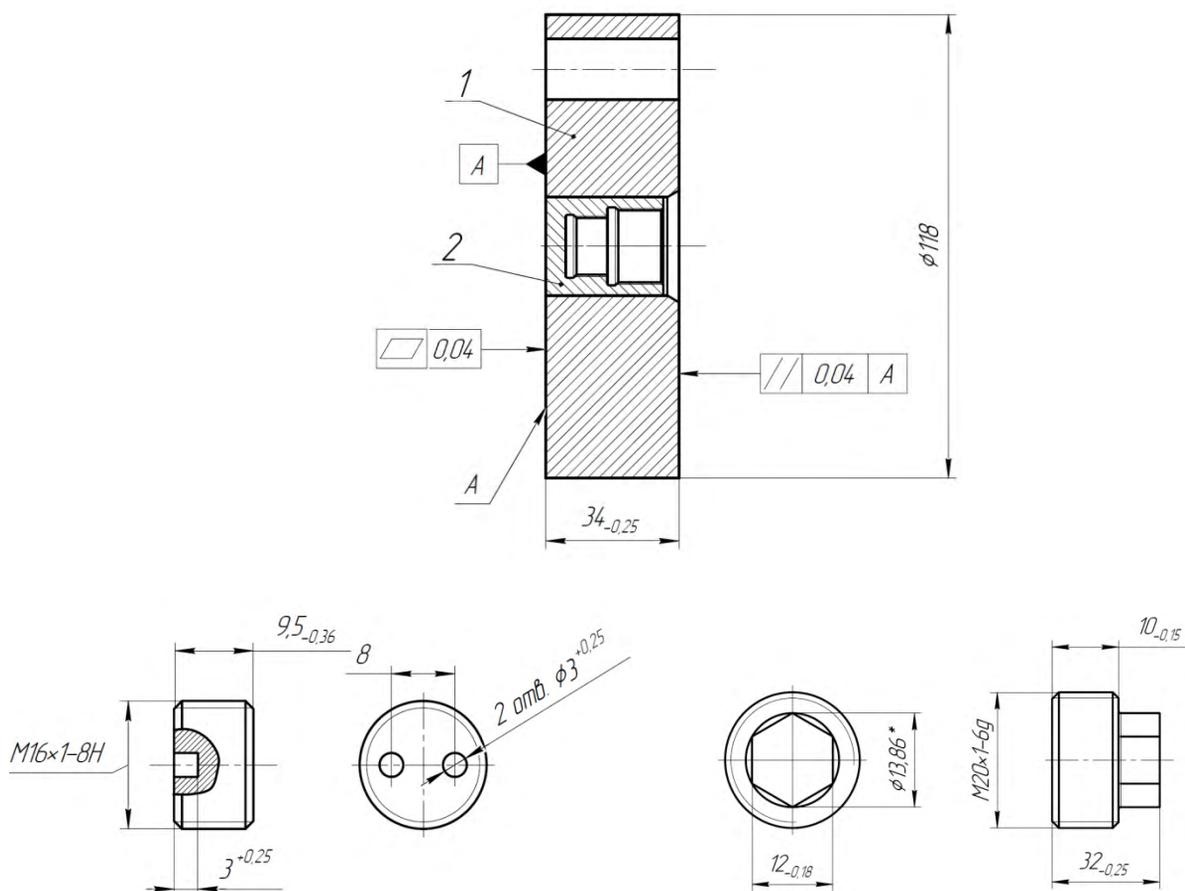


Рисунок 1. Конструкция реактора, использованного в ударных синтезах

В качестве ключевых компонентов ударных синтезов нами использованы формамид, вода, гидрокарбонат калия (KHCO_3), повсеместно встречающийся в океанах, а также триметафосфат натрия ($\text{Na}_3\text{P}_3\text{O}_9$), который содержится в газовых извержениях вулканов [7]. Варьирование скорости воздействия ударника на реактор позволило нам изменять температуру и давление в реакционной системе.

Как видно из смоделированных по известной программе [8] зависимостей температуры и давления в реакторе от времени при ударном воздействии (рис. 2), при скорости ударника 614 м/с через 0,8 мкс после удара температура достигает максимального значения ~ 570 К, а давление – ~ 13 ГПа. Через 4 мкс после такого воздействия температура опускается до ~ 450 К, а давление – до $\sim 0,9$ ГПа. В то же время при скорости ударника 536 м/с через 0,8 мкс после удара температура достигает максимального значения ~ 500 К, а давление – ~ 11 ГПа. Через 4 мкс после этого температура опускается до ~ 410 К, а давление – до $\sim 0,9$ ГПа. Таким образом, варьируя скорость ударника, можно изменять не только давление и температуру в реакторе, но и условия его охлаждения.

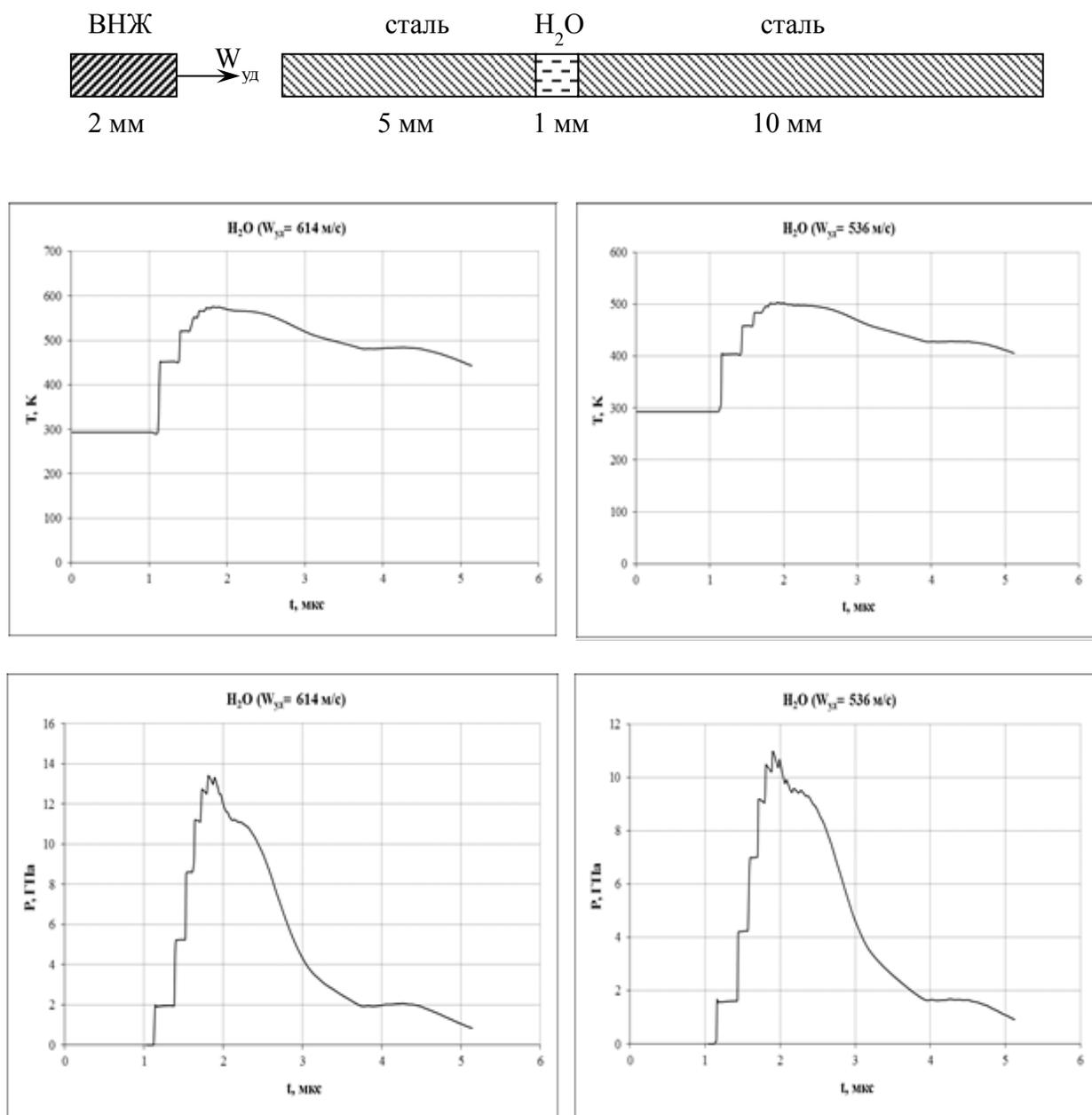


Рисунок 2. Смоделированные зависимости температуры и давления в реакторе от времени при ударном воздействии при скорости снаряда 614 м/с (слева) и 536 м/с (справа)

Всего в работе выполнено более 50 ударных экспериментов в системах вода – формамид – гидрокарбонат калия ($\text{Na}_3\text{P}_3\text{O}_9$, MgCl_2 , CaCl_2 , $\text{Cu}_2(\text{OH})_2\text{CO}_3$, Fe, Ni, FeS, NiS, бейделлиты, цеолиты) с поддержанием pH введением гидроксида натрия и барботированием растворов высокочистыми газами (N_2 или CO_2). Анализ продуктов синтеза проводился методом tandemной хромато-масс-спектрометрии (LC-MS-MS) в положительной (катионной) и отрицательной (анионной) ионизации. Здесь мы рассмотрим только несколько примеров такого анализа.

В табл. 1 для системы вода – формамид – триметафосфат натрия – порошковое железо при pH 9.6 в атмосфере азота наряду с другими параметрами указаны площади хроматографических пиков, передающие относительные концентрации ионов, а также идентифицированные формулы ионов. Как видно из табл. 1, в указанной системе зафиксировано 15 соединений.

Таблица 1. Результаты LC-MS анализа в системе вода – формамид (3.0 М) – триметафосфат натрия (0.2 М) – гидроксид натрия при рН 9.6 в атмосфере азота после ударного воздействия при скорости ударника 612 м/с (M/z – отношение массы иона к заряду, RT – время удержания, формулы ионов в положительной ионизации соответствуют монопротонированным веществам $[M+H]^+$, а в отрицательной – монодепротонированным $[M-H]^-$)

Положительная ионизация				Отрицательная ионизация			
M/z	RT , мин.	Площадь	Формула	M/z	RT , мин.	Площадь	Формула
97.0775	1.15	126	$C_5H_9N_2^+$	93.0354	0.95	408	$C_6H_5O^-$
102.1293	1.15	120	$C_6H_{16}N^+$	136.0169	1.1	466	$C_3H_7NO_3P^-$
128.1442	2.25	438	$C_8H_{18}N^+$	137.0248	0.95	385	$C_7H_5O_3^-$
129.1027	1.15	120	$C_6H_{13}N_2O^+$	143.1082	1.1	417	$C_8H_{15}O_2^-$
143.1183	1.2	212	$C_7H_{15}N_2O^+$				
170.1288	1.15	298	$C_8H_{16}N_3O^+$				
185.1651	9.65	230	$C_{10}H_{21}N_2O^+$				
272.2576	16.1	1979	$C_{16}H_{34}NO_2^+$				
288.2521	15.55	274	$C_{16}H_{34}NO_3^+$				
300.2885	18.4	975	$C_{18}H_{38}NO_2^+$				
387.1906	17.35	239	$C_{17}H_{24}N_8O_3^+$				

Как следует из табл. 2, в системе, содержащей водный формамид и гидрокарбонат калия, при щелочных значениях рН от 8.63 до 10.44 в атмосфере азота образуется довольно много основных соединений [9]. Обратим внимание на очень высокое содержание известного уротропина (метенамин, соединение 2). Все соединения идентифицированы по продуктам их распада в MS-MS эксперименте, которые подчиняются известным правилам, накопленным за многие годы в хромато-масс-спектрометрии [10]. На Схемах 1 и 2 показаны два примера довольно сложных путей распада 2-(фениламино)этан-1-ола (6) и N-[2-(пирролидин-1-ил)пропил]ацетамида (10), по которым проводилась идентификация соединений. Отметим, что высокая точность определения масс ионов однозначно задает формулы соединений. Всего в результате подробного анализа в системе вода – формамид – гидрокарбонат калия – гидроксид натрия идентифицировано 21 соединение.

Таблица 2. Условия и результаты ударных экспериментов в системе вода – формамид (FA) – бикарбонат калия – гидроксид натрия с продувкой азотом (согласно LC-MS-MS анализу, относительные интенсивности сигналов в LC-MS спектре даны в скобках)

№	Состав образца	Условия	Продукты ударного синтеза
1	3.0 М FA, 0.2 М $KHCO_3$, рН 8.63	$V = 585$ м/с, $T_{max} = 545$ К, $P_{max} = 12.5$ ГПа	$C_6H_{15}N$ 1 (136), $C_6H_{12}N_4$ 2 (10385), $C_8H_{13}N$ 4 (89), $C_8H_{11}NO$ 6 (1015), $C_6H_{12}N_2O$ 7 (328), $C_7H_{14}N_2O$ 8 (490), $C_{10}H_{20}N_2O$ 11 (620), $C_{12}H_{24}N_2O$ 13 (318), $C_9H_{16}N_2O$ 14 (274), $C_{15}H_{16}N_2O$ 15 (337), $C_5H_8N_2$ 16 (375), $C_8H_{14}N_2$ 18 (509), $C_{11}H_{18}N_2O_2$ 21 (253)

Продолжение таблицы 2

№	Состав образца	Условия	Продукты ударного синтеза
2	3.0 М FA, 0.2 М KHCO ₃ , pH 9.46	$V = 530$ м/с, $T_{\max} = 500$ К, $P_{\max} = 10.8$ ГПа	C ₆ H ₁₂ N ₄ 2 (24115), C ₈ H ₁₁ N 5 (424), C ₈ H ₁₁ NO 6 (586), C ₇ H ₁₄ N ₂ O 8 (357), C ₈ H ₁₆ N ₂ O 9 (1039), C ₉ H ₁₈ N ₂ O 10 (2737), C ₁₀ H ₂₀ N ₂ O 11 (2274), C ₁₁ H ₂₂ N ₂ O 12 (1245), C ₁₂ H ₂₄ N ₂ O 13 (798), C ₇ H ₁₂ N ₂ 17 (875), C ₈ H ₁₄ N ₂ 18 (2382), C ₉ H ₁₆ N ₂ 19 (703), C ₁₀ H ₁₈ N ₂ 20 (565)
3	3.0 М FA, 0.2 М KHCO ₃ , pH 10.44	$V = 563$ м/с, $T_{\max} = 520$ К, $P_{\max} = 11.8$ ГПа	C ₁₀ H ₂₆ N ₄ 3 (359), C ₈ H ₁₁ N 5 (771), C ₈ H ₁₁ NO 6 (666), C ₈ H ₁₆ N ₂ O 9 (913), C ₉ H ₁₈ N ₂ O 10 (1556), C ₁₀ H ₂₀ N ₂ O 11 (1137), C ₁₁ H ₂₂ N ₂ O 12 (407), C ₇ H ₁₂ N ₂ 17 (635)

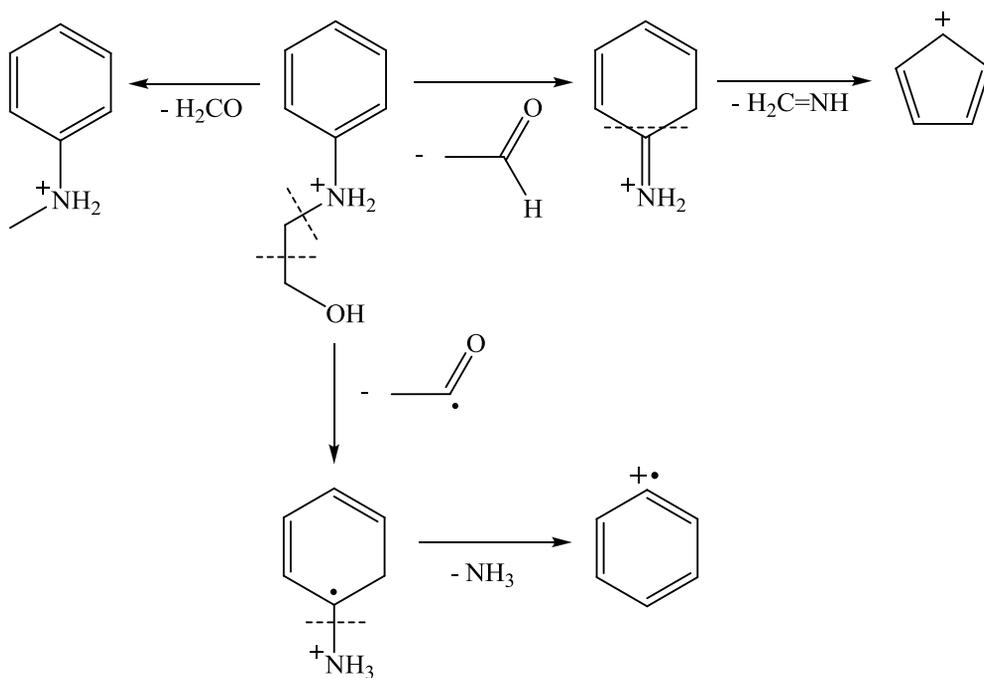


Схема 1

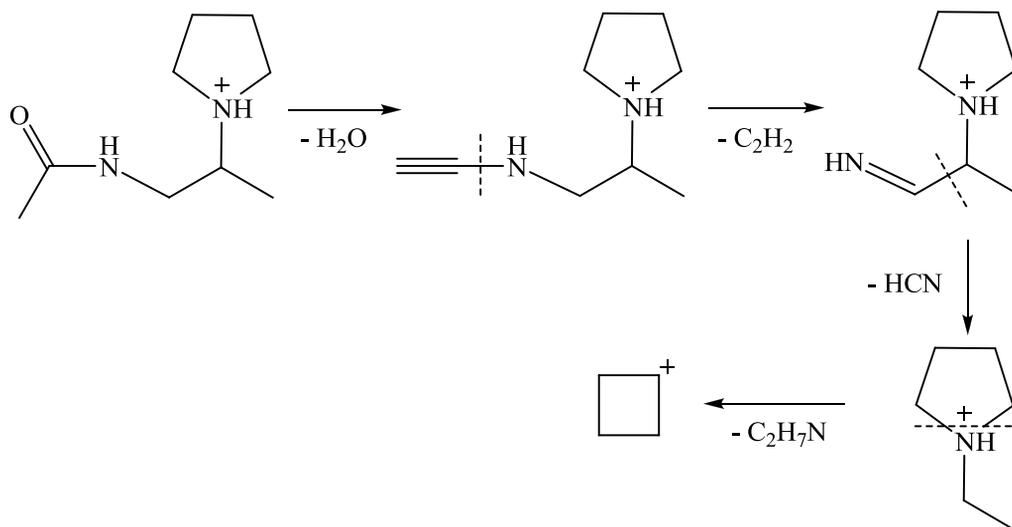


Схема 2

Все эти соединения представлены на Схеме 3 [9]. Как видим, они относятся к классам аминов (соединения 1, 4), полиаминов (соединения 2, 3), производным анилина (соединения 5, 6), карбоксиамида или ацетамида с замещенными пирролидина (соединения 7-13), пиррола (соединение 14), мочевины (соединение 15) и имидазола (соединения 16-21). Присутствие гомологичных серий среди детектированных соединений (7-9, 10-13, 16-20) наиболее рационально объясняется реализацией синтезов типа Фишера-Тропша с гетерогенным катализом на поверхности капсулы сохранения из нержавеющей стали. Это предположение подтверждается следующими тремя фактами.

Во-первых, достигающиеся при ударном воздействии высокие температуры обеспечивают протекание известных реакций (1)-(3) распада формамида до циановодорода, аммиака, монооксида углерода, молекулярного водорода и изоциановой кислоты [11-13], которые по данным квантово-химических расчетов [11] имеют близкие энергии активации, 73-78 ккал/моль. Во-вторых, известно, что железо является эффективным катализатором в синтезах типа Фишера-Тропша в присутствии водорода, монооксида углерода и аммиака [14, 15]. В-третьих, рассчитанное для ударного воздействия высокое давление промотирует эффективную адсорбцию водорода и монооксида углерода на поверхности нержавеющей стали даже в присутствии воды. Кроме того, следует принять во внимание возможность гидрогенизации циановодорода на поверхности металлического катализатора, подтвержденную квантово-химическими расчетами [16], а также учесть легкость процессов трансамидирования с участием формамида или ацетамида (согласно [17]). Известно, что в синтезах типа Фишера-Тропша на поверхности металлического катализатора адсорбируются реакционно-способные частицы (помечены индексом (а)), такие как H, CH, CH₂, NH, NH₂, HCN, H₂CNH [14-16] и другие, которые способны объяснить образование таких соединений, как ацетамид (в реакции (4)) для синтеза соединений 11-13 и аминонитрил (в реакции (5)) или аминоацетонитрил (в реакции (6)) для синтеза соединений 7-13. В таком случае с учетом реакций (4)-(6) и процессов трансамидирования (для соединений 7-9 с формамидом и 10-13 с ацетамидом) образование 19 из 21 соединения (кроме соединений 2 и 15) можно представить в обобщенном виде (без рассмотрения возможных интермедиатов) как реакции (7)-(16) с участием адсорбированных частиц, включая H, CH, CH₂, NH₂, H₂CNH, CHOH, аминонитрил (NH₂CN) и аминоацетонитрил (NH₂CH₂CN).

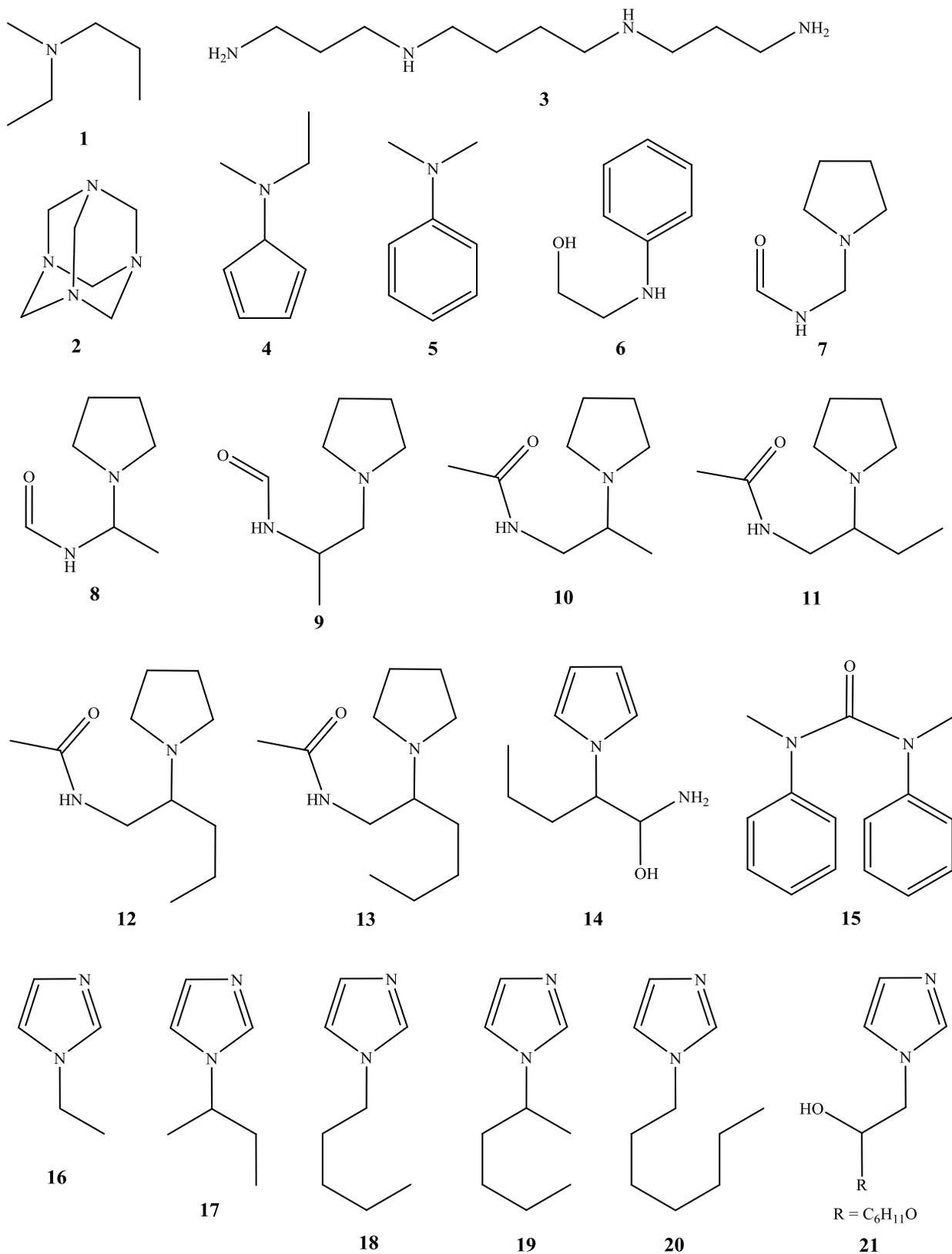
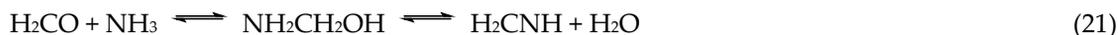
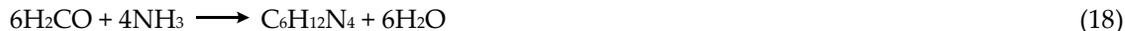
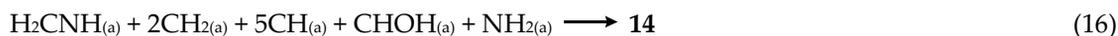
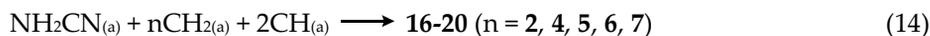
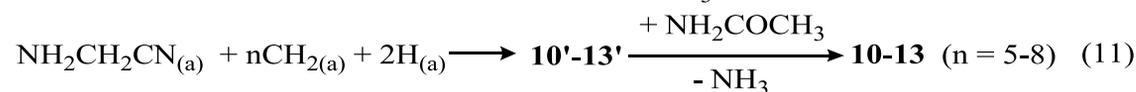
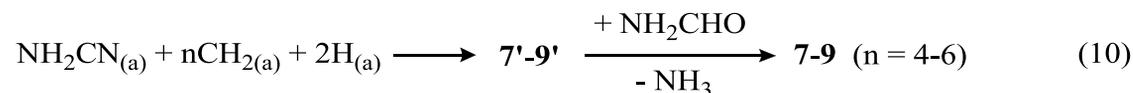
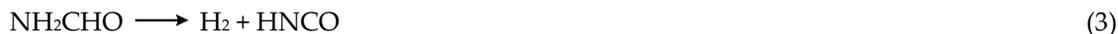


Схема 3





Реакции образования уротропина (2) и 1,3-диметил-1,3-дифенилмочевины (15) заслуживают особого внимания. Соединение 15 является продуктом трансамидирования N-метиланилина с мочевиной. Сама же мочевина получается по реакции (17) между аммиаком и изоциановой кислотой, образующихся, соответственно, по реакциям (2) и (3) (механизм реакции (17) предложен ранее [18]). Таким образом, в настоящих ударных экспериментах реализуется классический синтез Вёлера [19] – первый в мире синтез органического соединения из неорганического. Соединение 2 впервые было получено по реакции (18) между аммиаком и формальдегидом, называемой реакцией Бутлерова [20]. В отсутствие бикарбоната при ударном воздействии реакция Бутлерова не протекает, что указывает на образование формальдегида путем восстановления карбоната или бикарбоната адсорбированным водородом по реакциям (19) или (20). Известно также, что образование уротропина начинается с накопления метаноламина или метиленимина по реакции (21) [21]. Таким образом, в настоящих ударных экспериментах реализуется классический синтез Бутлерова. Образование уротропина в наших экспериментальных условиях чрезвычайно важно для пребиотической химии, поскольку при гидролизе уротропина в кислой среде образуются многие аминокислоты [22].

Всего в выполненных нами ударных синтезах было получено более 50 соединений. Синтезированные нами соединения помимо уже упомянутых относятся к различным классам, включая спирты, кислоты, оксикислоты, амины, аминокислоты, амиды, полиспирты, полиамиды и фосфорорганические соединения. Обнаружение громадного синтетического

потенциала формамид-содержащих систем при ударном воздействии на них составляет крупное достижение данной работы. Отметим, что наиболее продуктивные ударные синтезы в изученных системах протекают в щелочной среде при значениях рН порядка 9, которые достигаются в некоторых геотермальных зонах, например, в системах гейзеров Камчатки [23]. Этот факт указывает на возможность происхождения жизни в щелочных средах.

Важное достижение настоящей работы состоит в том, что нами впервые обнаружены каталитические синтезы типа Фишера-Тропша при ударном воздействии на водно-формамидные системы, до известной степени моделирующие процессы, которые могли протекать при падении железо-никелевых метеоритов в водно-формамидные области на ранней Земле. Заметим, что роль гетерогенного катализа в пребиотической химии пока недооценивается исследователями, хотя такой катализ может играть в пребиотической химии не менее важную роль, чем часто упоминаемая генерация свободных радикалов при УФ-облучении.

Полученные результаты подвигают нас к главной проблеме современной пребиотической химии, которой является синтез сахаров. Сахара образуются из формальдегида, получающегося в наших ударных синтезах. Каким образом осуществляется этот процесс? В 1861 году А.М. Бутлеров открыл реакцию формозы – образования сахаров из формальдегида в щелочной среде, которая впоследствии стала называться реакцией Бутлерова [24]. Реакция протекает весьма своеобразно: долгое время она почти не идет, затем начинает бурно развиваться и в конечном счете дает целую гамму сахаров, часто в виде густой массы. Долгое время механизм этой реакции не был известен. Однако в 1959 году Р. Бреслоу предложил следующий механизм этой реакции [25]. На первой стадии из двух молекул формальдегида получается гликольальдегид, присоединение к нему еще одной молекулы (в процессе так называемой альдольной конденсации) дает глицероальдегид, из которого может получиться дигидроксиацетон, присоединение к последнему или глицероальдегиду еще одной молекулы формальдегида дает тетрозы (сахара, содержащие четыре атома углерода), а последующее присоединение к тетрозе одной за другой молекул формальдегида приводит к сахарам, содержащим пять, шесть или семь атомов углерода (соответственно пентозам, гексозам и гептозам). Главной особенностью реакции Бутлерова является стадия, называемая ретроальдольной реакцией (обратной альдольной конденсацией), в которой одна молекула тетрозы разлагается на две молекулы гликольальдегида, которые снова вступают в реакцию альдольной конденсации, усиливая образование глицеральдегида. То есть, один из промежуточных продуктов реакции (тетроза) ускоряет синтез всех остальных продуктов реакции Бутлерова. Такие реакции называются автокаталитическими. Автокатализ – важнейшее свойство самоорганизованных систем, к которым относятся живые организмы.

Именно автокатализ может стать ключом к решению главной проблемы происхождения жизни – проблемы гомохиральности. Все аминокислоты и сахара, входящие в состав природных полимеров, существуют в виде двух форм, являющихся зеркальным отражением друг друга – оптических изомеров или энантиомеров, относящихся либо к левому (L) ряду, либо к правому (D) ряду. Гомохиральность состоит в том, что все мономеры природных аминокислот, входящих в состав белков, относятся только к L-ряду, а все мономеры природных сахаров – только к D-ряду. Можно предположить, что происхождение жизни и происхождение гомохиральности есть одно и то же событие. Каким образом могла возникнуть гомохиральность? Наиболее вероятно, что в конечном счете гомохиральность достигается путем постепенного усиления первоначально небольшого избытка одного из энантиомеров в автокаталитическом процессе химического отбора.

Такое автокаталитическое усиление энантиомерного избытка, не относящееся к природным соединениям, впервые было открыто группой японских исследователей под руководством Соаи [26, 27]. В реакции Соаи [26] ахиральный ароматический альдегид (пиримидин-5-карбоксальдегид) реагирует с цинкорганическим соединением – диизопропилцинком. Образующееся при этом промежуточное соединение хирально и при гидролизе превращается в энантиомерный спирт, причем в присутствии небольшого энантиомерного избытка такого спирта определенной хиральности ((S)-2-метил-1-(5-пиримидил)пропан-1-ол) гидролиз промежуточного соединения дает

преимущественно спирт такой же хиральности (*S*). Таким образом, продукт определенной хиральности катализирует образование промежуточного соединения той же хиральности с его дальнейшим превращением в новый продукт той же самой хиральности, а промежуточное соединение противоположной хиральности (*R*) постепенно превращается в исходные ахиральные реагенты. Следует отметить, что подобный автокаталитический путь постепенного накопления одного из энантиомеров был математически обоснован в модели Франка еще в 1953 году [28]. Подчеркнем, что цинкорганические синтезы были впервые разработаны А.М. Бутлеровым в 1863 году [29], а затем усовершенствованы его учеником А.М. Зайцевым и учеником последнего Е.Е. Вагнером [30]. Наиболее важно, что автокаталитическая реакция Соаи имеет некоторую аналогию с автокаталитической реакцией Бутлерова, что дает надежду на возможность достижения управляемого энантиоспецифического синтеза сахара из формальдегида.

В заключение следует сделать одно замечание о происхождении жизни. Чарльз Дарвин предполагал, что жизнь возникла в теплом маленьком бассейне ("warm little pond") [31]. На основе результатов выполненных нами ударных синтезов мы можем модифицировать это утверждение следующим образом: «Жизнь могла возникнуть благодаря ударному воздействию метеоритов при их падении в щелочные водно-формамидные озера, расположенные вблизи вулканов на ранней Земле». Таким образом, ударное воздействие может обладать не только разрушительной, но и созидательной силой, порождающей величайший феномен жизни!

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 17-03-00133.

Список литературы

1. R. Saladino, G. Botta, Pino S., G. Constanzo, E. Di Mauro, Chem. Soc. Rev., 2012, 41, P.5526-5565.
2. A. Bar-Nun, N. Bar-Nun, S.H. Bauer, C. Sagan, Science, 1970, 168 (3930), 470-472.
3. Z. Martins, M.C. Price, N. Goldman, M.A. Sephton, M.J. Burchell, Nature Geosci., 2013, 6, P.1045–1049.
4. H. Nakazawa, T. Sekine, T. Kakegawa, S. Nakazawa, Earth Planet Sci. Lett., 2005, 235, P. 356–360.
5. Y. Furukawa, T. Sekine, M. Oba, T. Kakegawa, H. Nakazawa, Nature Geosci., 2009, 2, P. 62–66.
6. C. Suzuki, Y. Furukawa, T. Kobayashi, T. Sekine, H. Nakazawa, T. Kakegawa, Geochem., Geophys., Geosystems., 2015, 16, P. 2382-2394.
7. Y. Yamagata, H. Watanabe, M. Saitoh, T. Namba, Nature, 1991, 352, P. 516-519.
8. Н.Ф. Гаврилов, Г.Г. Иванова, В.И. Селин, В.Н. Софронов, ВАИТ, Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1982, 3(11), С. 11-14.
9. V.G. Shtyrilin, V.A. Borissenok, N.Y. Serov, V.G. Simakov, V.A. Bragunets, I.R. Trunin, I.A. Tereshkina, S.A. Koshkin, M.S. Bukharov, E.M. Gilyazetdinov, E.E. Shestakov, A.G. Sirotkina, A.V. Zakharov, Orig. Life Evol. Biosph., 2019, P. 1-18, <https://doi.org/10.1007/s11084-019-09575-8>.
10. J.H. Gross, Mass Spectrometry, Springer, Berlin Heidelberg, 2004.
11. V.S. Nguyen, H.L. Abbott, M.M. Dawley, T.M. Orlando, J. Leszczynski, M.T. Nguyen, J. Phys. Chem. A, 2011, 41, P. 841-851.
12. M. Ferus, D. Nesvorný, J. Šponer, P. Kubelí, R. Michlčíková, V. Shestivská, J.E. Šponer, C. Svatopluk, PNAS, 2015, 112, P. 657-662.
13. H.T. Nguyen, Y.A. Jeilani, H.M. Hung, M.T. Nguyen, J. Phys. Chem. A, 2015, 119, P. 8871-8883.
14. J. van de Loosdrecht e.a. In: Comprehensive Inorganic Chemistry II, vol. 7. Reedijk J., Poeppelmeier K. (eds.) Elsevier, Oxford, 2013, P. 525-557.
15. H.R. von Henkel. The influence of ammonia on Fischer-Tropsch synthesis and formation of N-containing compounds. Dissertation, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, 2012.
16. M.-K. Hsiao, W.-T. Lo, J.-H. Wang, H.-L. Chen, J. Phys. Chem. C, 2016, 120, P. 22946-22956.
17. R.M. Lanigan, T.D. Sheppard, Eur. J. Org. Chem., 2018, 33, P. 7453-7467.

18. C.A. Tsipis, P.A. Karipidis, *J. Am. Chem. Soc.*, 2003, 125, P. 2307-2318.
19. *Friedrich Wöhler, Annalen der Physik und Chemie, 1828, 88, P. 253-256.*
20. Butlerov A., *Ann. Chem.*, 1860, 115, P. 322-327.
21. Огородников С.К. *Формальдегид. Химия, Ленинград, 1984.*
22. Fox S.W., Windsor C.R., *Science*, 1970, 170, P. 984-986.
23. Kompanichenko V.N., Poturay V.A., Shlufman K.V., *Orig. Life Evol. Biosph.*, 2015, 45, P. 93-103.
24. Boutlerow A., *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1861, 53, P. 145-147.
25. Breslow R., *Tetrahedron Lett.*, 1959, 21, P. 22-26.
26. Soai K., Shibata T., Morioka H., Choji K., *Nature*, 1995, 378, P. 767-768.
27. Soai K., Osanai S., Kadowaki K., Yonekubo S., Shibata T., Sato I., *J. Am. Chem. Soc.*, 1999, 121, P. 11235-11236.
28. Frank F.C., *Biochem. Biophys. Acta*, 1953, 11, P. 459-463.
29. Boutlerow A., *Bull. Soc. Chim. Paris.*, 1863, 5, P. 582-594.
30. Wagner G., Zaytzeff A., *Justus Liebigs Ann. Chem.*, 1875, 175, P. 351-374.
31. Darwin C. *The Life and Letters of Charles Darwin, Letter to Joseph Hooker.* John Murray, London, 1888, vol. 3, P. 18.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ФИЗИКА ДЕТОНАЦИИ

ENERGETIC MATERIALS AND PHYSICS OF DETONATION

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ И ВЗРЫВЧАТЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В МНОГОМЕРНЫХ ПРОСТРАНСТВАХ ИХ СВОЙСТВ

А.С. Смирнов¹, М.М. Куля²

¹ГосНИИмаш имени В.В.Бахирева, Дзержинск, Россия

²Мерилендский университет, Мериленд, США

Введение

Все свойства веществ определяются их химическим составом и строением. Для расчетной оценки физических, физико-химических, теплофизических и взрывчатых характеристик часто применяются методы, использующие их связь с теми или иными параметрами состава и строения. Точность таких оценок в значительной степени зависит от правильности выбора конкретных параметров при построении расчетных формул и схем. Разработка схем расчета опирается на применение известных физических законов с подбором наборов констант для конкретных процессов или на статистический анализ связи параметров химического состава и строения с характеристиками вещества. В последнем случае правила выбора параметров заключаются в том, что с одной стороны они должны с максимальной полнотой учитывать особенности химического состава и строения, а с другой стороны количество параметров должно быть значительно меньше количества экспериментальных наблюдений. Настоящая работа посвящена реализации двух подходов к оценке свойств взрывчатых веществ с использованием статистических уравнений связи с параметрами состава и строения, и вопросам, возникающим при их практическом применении.

Оценка свойств веществ с использованием метода атомных вкладов

Для расчета энтальпии образования и монокристаллической плотности разработан метод атомных вкладов (Method of Atomic Contribution - MAC), использующий специальную систему индексации атомов, учитывающую строение молекулы и взаимодействие соседних атомов [1-3]. MAC подробно описан в работах [1-6], и мы не будем повторно приводить достаточно объемную таблицу видов атомов (36 видов атомов и поправок на циклы, сопряжение циклов и сочетание некоторых групп). Поясним только, что основой системы является свойство аддитивности вкладов атомов по отношению к свойствам молекулы [1-3]. В работе [4] были рассмотрены примеры применения подходов MAC для разработки формул расчетной оценки характеристик чувствительности к механическим воздействиям при испытаниях на копрах. В том числе было показано, что массив, взятый для получения статистических уравнений содержит по отдельным характеристикам 35-40 наблюдений [5], что явно не достаточно при разработке уравнения связи с вкладами атомов. Поэтому для расчетной оценки характеристик чувствительности были разработаны уравнения [4], использующие интегральные характеристики химического состава,

такие как, брутто-сумма молей химических элементов, входящих в кг ВВ (В) и максимальная теплота взрыва (Q_{\max}).

Для скорости детонации собран значительно больший массив экспериментальных данных ~160 индивидуальных ВВ и их смесей друг с другом. Была предпринята попытка применения схемы МАС для разработки формулы расчета скорости детонации [6]:

$$D = -12,581 - 0,126 \cdot C_1 - 0,1319 \cdot C_2 - 0,125 \cdot C_3 - 0,2513 \cdot H - 0,0183 \cdot N_2 - 0,0151 \cdot N_3 - 0,0436 \cdot N_4 - 0,0076 \cdot N_5 - 0,0351 \cdot N_6 + -0,0218 \cdot N_8 + 0,0530 \cdot O_2 + 0,0157 \cdot O_3 + 0,0339 \cdot O_5 + 0,0420 \cdot O_6 + 0,0439 \cdot O_8 + 0,0427 \cdot O_9 + 0,0577 \cdot F + 0,2403 \cdot Cl + +0,0838 \cdot S + 2,9006 \cdot \rho + -0,00088 \cdot \Delta H_f^0 - 2,8866 \cdot \alpha - 0,1668 \cdot \rho^2 - 0,0967 \cdot \alpha^2 + 1,4722 \cdot \rho \cdot \alpha + 0,000625 \cdot \Delta H_f^0 \cdot \alpha + + 0,000457 \cdot \Delta H_f^0 \cdot \rho + 0,261V, \quad [\text{км/с}], \quad (1)$$

где: ΔH_f^0 – энтальпия образования [кДж/моль], α – коэффициент избытка окислителя, ρ – плотность заряда [г/см³], В – брутто-сумма [моль/кг]

Анализ формулы (1) показывает, что наибольшую значимость в ней имеют интегральные характеристики химического состава, а атомные вклады являются только небольшой поправкой. Поэтому позднее была разработана формула расчета скорости детонации построенная на использовании интегральных характеристик химического состава [7].

Оценка свойств веществ с использованием интегральных характеристик

Ниже приведём основные уравнения, для оценки характеристик ВВ, использующие интегральные характеристики [3]:

калориметрическая теплота взрыва для С,Н,Н,О-содержащих ВВ:

$$Q_k = Q_{\text{пвм}} \cdot 4,261 \cdot \rho^{0,291} \cdot (\Delta H_f + 1000)^{-0,261} \cdot a^{0,107} \cdot b^{-0,012} \cdot c^{0,049} \cdot d^{0,072} + \Delta H_f \quad [\text{ккал/кг}] \quad (2),$$

где: $Q_{\text{пвм}}$ – максимальное энергосодержание продуктов взрыва, ккал/кг; ρ – плотность ВВ, г/см³, ΔH_f – энтальпия образования, ккал/кг, а, b, c, d – количество г-атомов химических элементов в килограммовой брутто-молекуле с общей формулой $C_a H_b N_c O_d$, г-атом/кг,

число молей газообразных продуктов:

$$N_f = 0,777 \cdot \rho^{-0,153} \cdot V^{0,715} \cdot (\Delta H_f + 1000)^{0,1} \cdot Q_{\max}^{0,238} \quad [\text{г-моль/кг}] \quad (3),$$

где: В – брутто-сумма г-атомов химических элементов, входящих в кг ВВ, г-атом/кг, Q_{\max} – максимальная теплота взрыва, ккал/кг,

скорость детонации:

$$D = 0,555 \cdot \rho^{0,652} \cdot a^{-0,0039} \cdot c^{0,0764} \cdot \alpha^{0,0588} \cdot Q_{\max}^{0,231} \cdot N_m^{0,120}, \quad [\text{км/с}] \quad (4),$$

где: N_m – число молей газообразных продуктов взрыва, соответствующее максимальной теплоте взрыва [г-моль/кг], α – коэффициент избытка окислителя, безразм.,

давление детонации:

$$P = 3,4 \cdot 10^{-2} \cdot \rho^{2,022} \cdot a^{-0,0111} \cdot b^{0,00536} \cdot c^{0,149} \cdot Q_{\max}^{0,589} \cdot N_m^{0,260}, \quad [\text{ГПа}] \quad (5);$$

относительный импульс метательного действия по методике М-60 относительно октогена :

$$\eta = 1,23 \cdot \rho^{0,871} \cdot Q_{\text{кал}}^{0,432} \cdot N_f^{0,230}, \quad [\%] \quad (6),$$

критическое давление инициирования детонации:

$$P_{\text{кр}} = (\rho \cdot V)^{2,732} \cdot Q_{\max}^{-1,534} \cdot \alpha^{-1,105} \cdot 10^{-1} \cdot 0,5, \quad [\text{ГПа}] \quad (7),$$

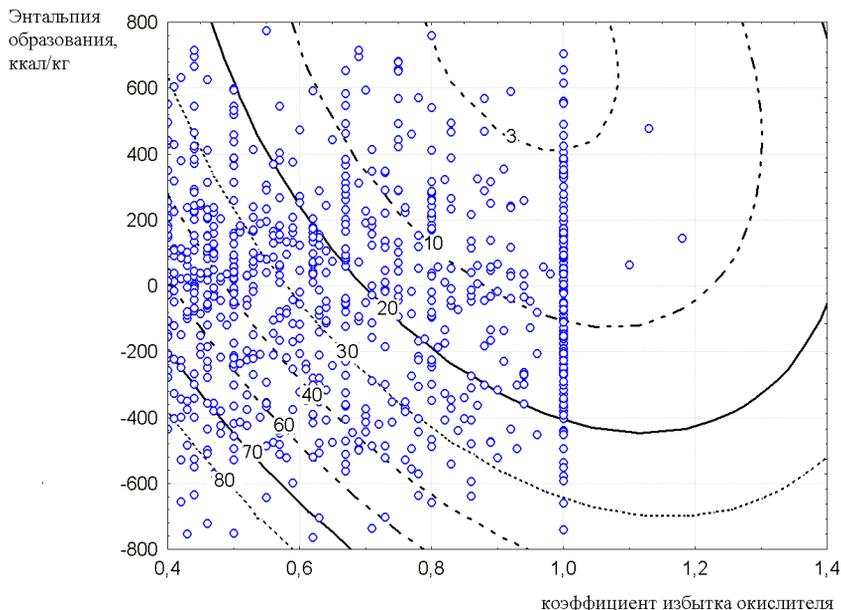


Рисунок 1. Изолинии критического давления инициирования в осях: коэффициент избытка окислителя ÷ энтальпия образования

Результаты расчёта для известных, а также гипотетических ВВ ниже рассмотрены графически в виде изолиний основных взрывчатых характеристик в координатах параметров состава и строения. Точки, нанесённые на графиках (рис. 1÷7) соответствуют рассмотренным нами ВВ, в диапазоне изменения, охватывающем всю область существования ВВ.

На рис.1 представлена зависимость критического давления инициирования от коэффициента избытка окислителя и энтальпии образования. Наиболее чувствительные ВВ находятся на линии единичного коэффициента избытка окислителя, в части, соответствующей энтальпиям образования >200ккал/кг. Важным является наблюдение, что при переходе через линию единичного коэффициента избыточного окислителя становится разбавителем сбалансированной системы и при дальнейшем росте содержания окислителя чувствительность веществ начинает падать

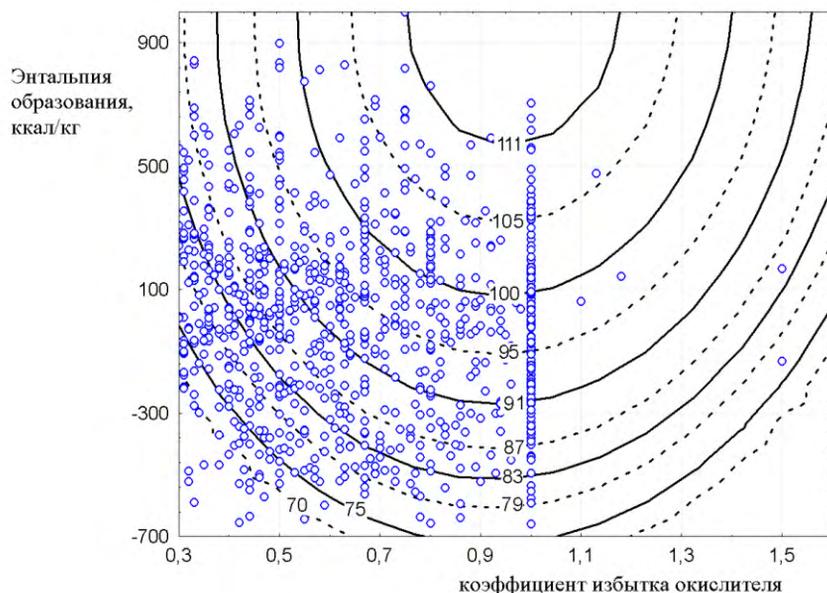


Рисунок 2. Изолинии относительного импульса метательного действия в осях: энтальпия образования÷ коэффициент избытка окислителя

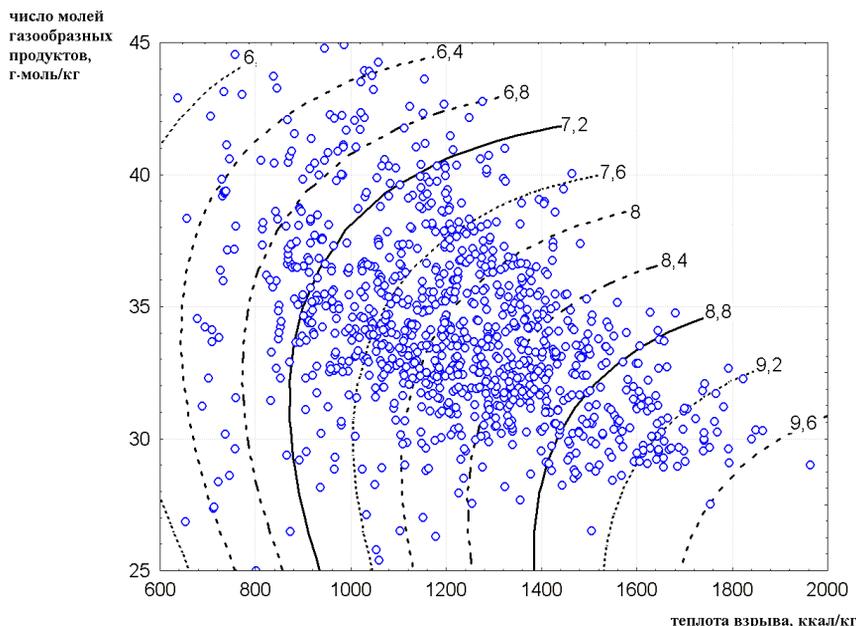


Рисунок 3. Изолинии скорости детонации в осях: теплота взрыва ÷ число молей газообразных продуктов

Коэффициент избытка окислителя может быть использован для относительной оценки энергии, которая выделится за счёт реакций «горючих» элементов с элементами «окислителями», а энтальпия образования равна энергии, которая выделится при распаде молекулы до простых веществ. Сумма этих видов энергии и определяет полное энергосодержание ВВ. С точки зрения повышения энергонасыщенности индивидуального ВВ нельзя отдать предпочтение одному или другому вкладу в энергоёмкость молекулы (рис.2).

Максимальные значения эффективности действия соответствуют единичному коэффициенту избытка окислителя при максимальной энтальпии образования, однако именно этой области соответствует минимум критического давления инициирования (см.рис.1). Таким образом, выбор ВВ заключается в поиске баланса между эффективностью и безопасностью, а основой оптимального выбора эффективного ВВ для конкретной системы вооружений является обоснованные требования по безопасности.

Рассмотрим графические материалы для скорости и давления детонации, которые ранее использовались для оценки мощности ВВ и представим мотивацию причин отказа от их использования в этих целях.

Как уже отмечалось, достаточно сложно выделить влияние какого-либо одного параметра состава или строения на некоторую характеристику взрывчатого превращения. Так, например, уменьшение скорости детонации с увеличением числа молей газообразных продуктов (рис. 3) связано с рядом причин:

- увеличение удельного количества газовых продуктов взрыва может происходить за счёт возрастания брутто-суммы (в первую очередь вследствие повышения содержания водорода) и уменьшения содержания окислителя (см.рис.4);
- увеличение содержания водорода приводит к снижению плотности, а снижение содержания окислителя определяет уменьшение теплоты взрыва, и то и другое приводит к снижению объёмного энергосодержания, и, как следствие, к снижению скорости детонации.

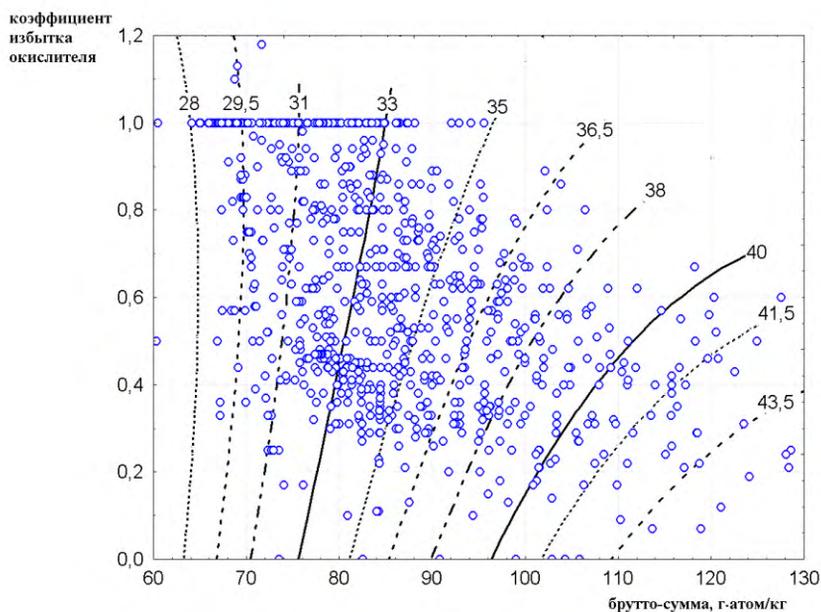


Рисунок 4. Изолинии числа молей газообразных продуктов взрыва в осях: брутто-сумма ÷ коэффициент избытка окислителя

При исследовании косвенных связей между взрывчатыми характеристиками необходимо проведение анализа на предмет выявления внутреннего механизма этих связей, определяемого параметрами состава и строения [3].

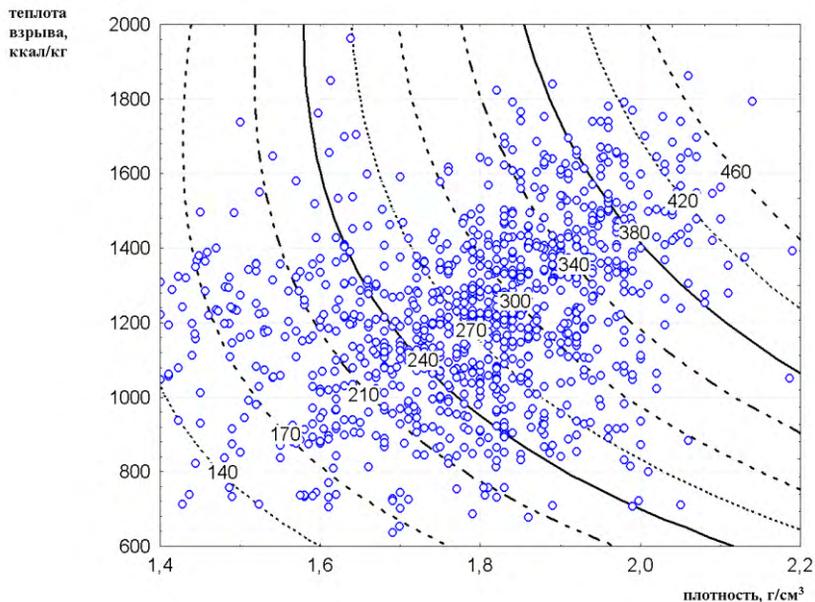


Рисунок 5. Изолинии давления детонации в осях: плотность ÷ теплота взрыва

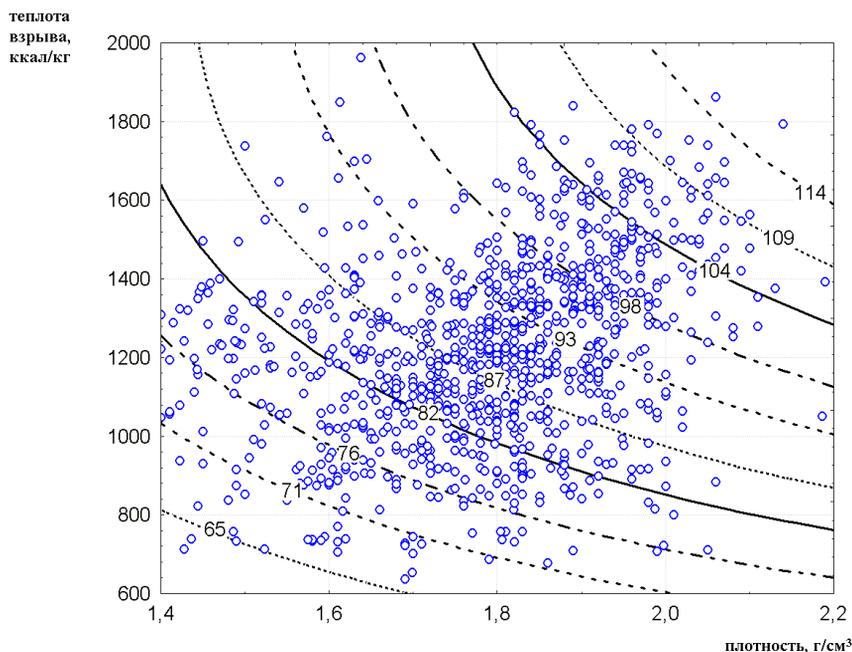


Рисунок 6. Изолинии относительного метательного действия в осях: плотность ÷ теплота

Давление детонации достаточно долго рассматривалось рядом исследователей как мера эффективности действия взрыва. Но как следует из сопоставления графиков, приведённых на рис. 5, 6, увеличение давления детонации с ростом плотности ВВ не приводит к эквивалентному повышению относительного метательного действия. С ростом плотности растёт показатель политропы (причём при максимальных плотностях теплота взрыва уже практически не влияет на его величину (см.рис.7)). В соответствии с известным уравнением (11) [8 и др.]:

$$A = \frac{P_1 V_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right] \quad (8),$$

рост давления детонации (P_1), сопровождающийся ростом показателя политропы (n) (см. рис.7) и уменьшением удельного объёма газовых продуктов взрыва (V_2) (см.рис.4), не может привести к пропорциональному увеличению эффективности метательного действия.

Представление изолиний основных характеристик в двумерных системах координат позволяет показать общую тенденцию изменения целевой характеристики с изменением параметров химического состава. При этом область существования ВВ является объемной и изолинии отражают положение поверхности среднего уровня. Ранее было обосновано [3], что в большинстве случаев достаточно пяти параметров химического состава для построения уравнения расчетной оценки основных характеристик. Следствием этого является то, что для адекватных оценок направлений поиска перспективных ВВ область их существования следует рассматривать в пятимерном пространстве. Такая визуализация возможна при использовании трех Декартовых координат. В качестве дополнительных пространственных координат мы предлагаем использовать цветное и звуковое маркирование (с тарированными шкалами цвета и звука) точек, соответствующих конкретным ВВ. Система расчета [3] способна оперативно насыщать расчетными данными соответствующие графические программы, специализированные для поиска новых ВВ.

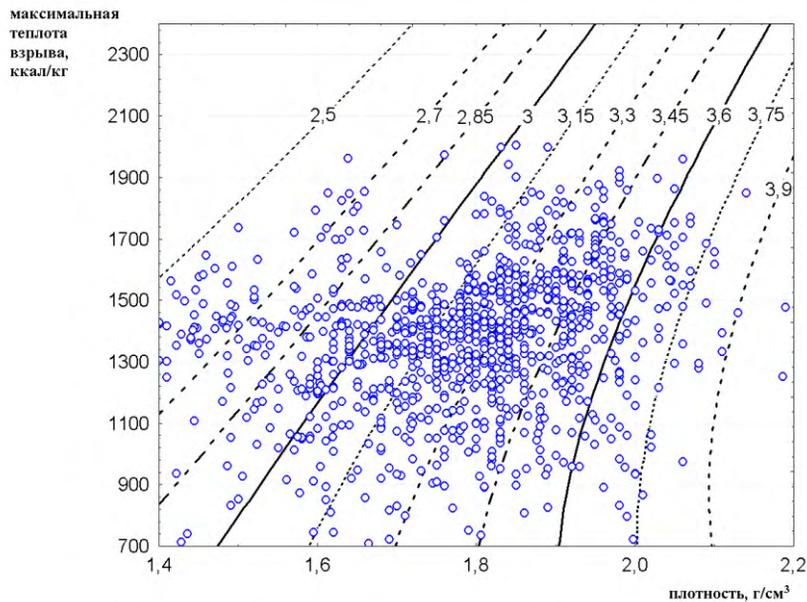


Рисунок 7. Изолинии показателя политропы в осях: плотность \pm максимальная теплота взрыва

Список литературы

1. Смирнов А.С., Смирнов С.П., Пивина Т.С., Лемперт Д.Б. Требования к точности расчета плотности монокристалла и энтальпии образования для оценки целевых параметров энергонасыщенных материалов// Труды международной конференции XV Харитоновские тематические научные чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров. 2013. С.171.
2. A. Smirnov, S. Smirnov, T. Pivina, D. Lempert, A. Sheremetev, The Influence of Calculation Accuracy of Formation Enthalpy and Monocrystal Density Estimations on Some Target Parameters for Energetic Materials, In Proc. of the 15-th Seminar on New Trends in Research of Energetic Materials. Pardubice. Czech Republic. 280-291. 2012
3. Смирнов А.С., Смирнов С.П., Пивина Т.С., Лемперт Д.Б., Маслова Л.К. Известия АН, Серия химическая 2016. 10. 2315.
4. Смирнов А.С., Хворов Ф.Т., Карачёв А.Г. Разработка методов расчётной оценки чувствительности взрывчатых веществ к удару и трению// Труды международной конференции XI Харитоновские тематические научные чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров. 2009. С.79.
5. Смирнов С.П., Колганов Е.В., Хворов Ф.Т. Методы расчёта чувствительности к механическим воздействиям индивидуальных и смесевых ВВ, Сборник «Взрывчатые материалы и пиротехника», Москва:ЦНИИНТИ КПК, 1992, № 10, стр. 24-36.
6. Смирнов С.П., Пепекин В.И., Колганов Е.В. и др. Метод расчёта скорости детонации индивидуальных взрывчатых веществ // Матер. VIII Всесоюзн. симп. по горению и взрыву. Черногловка. 1986. С.38-41.
7. A. Smirnov, S. Smirnov, V. Balalaev, T. Pivina, Calculation of Detonation Velocity and Pressure of Individual and Composite Explosives, In Proc. of the 16-th Seminar on New Trends in Research of Energetic Materials. Pardubice. Czech Republic. 24-37. 2014
8. Лобойко Б.Г., Диков О.Ю., Смирнов Е.Б. Сборник задач по газодинамике взрыва. - Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ,- 2007. - С.

О "ПРЕИМУЩЕСТВАХ" ДЕТОНАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ И О РЕАЛИЗАЦИИ СТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ С ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

А.Н. Крайко, Х.Ф. Валиев, А.Д. Егорян

Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия

В связи с утверждениями о преимуществах детонационного горения над реализуемым в воздушно-реактивных двигателях (ВРД) медленным горением при постоянном давлении (по циклу Брайтона) выполнен анализ ПВРД (прямоточных ВРД) с медленным горением и ВРД с горением в детонационных волнах Чепмена - Жуте ($ДВ_{CJ}$) – пульсирующих, стационарных и вращающихся (PDE, SDE и RDE). Рассмотрены SDE с торможением сверхзвукового потока перед прямой $ДВ_{CJ}$ ($SDE_{\psi>1}$) и без такого торможения перед косой $ДВ_{CJ}$ (SDE_{ODW}) и ВРД с медленным горением при постоянном объёме (по циклу Хэмфри – $ВРД_H$). Утверждения о преимуществах горения в $ДВ$ опираются на сравнения удельных тяг и импульсов, определяемых через термические КПД формулами, справедливыми лишь для ВРД, течение в тракте которых стационарно в инерциальных координатах. Из перечисленных ВРД эти формулы верны только для ПВРД и SDE. Согласно математическим моделям с принятыми в [1] упрощениями и выполненным расчётам определённые по КПД тяги остальных ВРД заметно выше их правильных значений. Согласно нестационарным расчётам даже при выигрышных для PDE упрощениях PDE превосходят ПВРД по удельной тяге лишь при числах Маха полёта $M_0 < 2.5$. Большие потери в RDE с вращающимися ("спиновыми") $ДВ$ в узких кольцевых камерах сгорания обусловлены неоднородностями течения по всем координатам, включая радиальную. В силу сказанного утверждения об увеличении тяги ВРД на десятки процентов при переходе к горению в $ДВ$ неверны. Даже для дозвуковых и малых сверхзвуковых M_0 , на которых по тяговым характеристикам ПВРД уступает PDE, последние заведомо уступают турбореактивным двигателям (ТРД) с медленным горением. Преимущества ВРД с горением в $ДВ$, если и возможно, то не по тяговым характеристикам, а, например, по меньшей теплonaпряжённости тракта двигателя ($SDE_{\psi>1}$ при $M_0 > 5$).

ВРД со стационарными $ДВ$ возможны, если квазиодномерные течения в «двигателеподобных» каналах с такими $ДВ$ устойчивы. Установлено, что стационарные течения с прямой $ДВ_{CJ}$, которая возможна только в расширяющемся канале, неустойчивы при любых q° . Исследование устойчивости квазиодномерных течений с прямой пересжатой $ДВ$ выявило устойчивые режимы, пригодные для реализации, в частности, в $SDE_{\psi>1}$.

Сторонники широкого применения детонационного горения обещают улучшение тяговых характеристик ВРД на десятки процентов часто со ссылками на заметку Я.Б. Зельдовича [2], который, якобы, еще в 1940 г. показал превосходство ВРД с горением в $ДВ$ над ПВРД с медленным горением. Возникает вопрос: "Почему ПВРД, которых не было тогда, получили широкое распространение, а ВРД с горением в $ДВ$ никак не пройдут этапа расчётных и модельных НИР?" Ответ на поставленный вопрос даёт уже обращение к Я.Б. Зельдовичу, который в той же заметке [2] пишет: "При незначительном превышении принципиально достижимого КПД цикла с детонационным горением над КПД цикла, использующего обычное горение в замкнутом объёме, практическое использование детонационного горения в энергетических целях весьма маловероятно. ... поиски циклов с детонационным сжиганием в погоне за небольшим увеличением принципиально достижимого КПД бесперспективны. ... Потери в детонационном цикле вдвое снижают тягу реактивного двигателя по сравнению с циклом с изэнтропическим сжатием и горением при постоянном давлении при заданной, весьма высокой скорости движения, равной скорости распространения детонации. ... Трудности осуществления и использования детонации с минимальными потерями делают нецелесообразными попытки практического применения

детонационного горения с целью энергетического использования." Высказываний же в поддержку детонационного горения в ВРД у Я.Б. Зельдовича нет.

Ниже сначала вслед за [1] "идеальные" характеристики ВРД определяются в рамках простейшей математической модели: воздух, горючая смесь и продукты сгорания – совершенные газы с постоянными теплоёмкостями c_p и c_v и их отношением – показателем адиабаты $\gamma = c_p/c_v$; ΔB_{CJ} – поверхность разрыва с подводом фиксированной энергии; торможение воздуха в воздухозаборнике и течение продуктов сгорания в сверхзвуковых частях идеально регулируемых сопел изэнтропические и стационарные; вклад топлива в общий расход не учитывается; клапаны многокамерных PDE открываются и закрываются мгновенно, мгновенно и без энергозатрат инициируются ΔB_{CJ} . Определённые в рамках таких упрощений "идеальные" характеристики каждого двигателя – функции числа Маха полёта M_0 , $q^\circ = q/(c_p T_0)$ – безразмерной теплотворной способности горючей смеси (q – теплота реакции, T_0 – температура холодного воздуха) и γ .

Введённые в [1] коэффициенты учёта неізэнтропичности реальных сверхзвуковых течений в воздухозаборниках и соплах и неполноты сгорания задаются весьма произвольно и не могут учесть нестационарности течения в камерах сгорания PDE и в ВРД_Н. В настоящем исследовании в рамках развитой в [3] математической модели выполнены расчёты нестационарных течений в их камерах сгорания. Согласно им, начиная с небольших сверхзвуковых M_0 , учёт нестационарности делает удельные тяги и импульсы этих двигателей меньше, чем у ПВРД для всех значений q° .

1. В изучаемых далее ВРД горению обычно предшествует сжатие набегающего со скоростью u_0 потока воздуха и всегда – расширение в сопле продуктов сгорания. Как и в [1], в идеальных моделях всех двигателей сжатие воздуха и расширение продуктов сгорания в сопле до давления набегающего потока p_0 стационарные и изэнтропические. Условия изоэнергетичности и изэнтропичности торможения воздуха до ΔB (индекс "1") и расширения продуктов сгорания за ΔB (индексы "2" и "e") примут вид (a , ρ и ψ – скорость звука, плотность и отношение температур [1])

$$2a_1^2 + (\gamma - 1)u_1^2 = 2a_0^2 + (\gamma - 1)u_0^2, \quad 2a_e^2 + (\gamma - 1)u_e^2 = 2a_2^2 + (\gamma - 1)u_2^2, \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{1-1/\gamma} = \frac{a_1^2}{a_0^2} = \frac{T_1}{T_0} \equiv \psi \geq 1, \quad \frac{T_e}{T_2} = \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{1-1/\gamma} = \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{1-1/\gamma}, \quad (1.2)$$

Согласно определению ψ и первому равенству (1.1) имеем

$$\psi \equiv \frac{T_1}{T_0} = \frac{a_1^2}{a_0^2} = \frac{2+(\gamma-1)M_0^2}{2+(\gamma-1)M_1^2} \quad (1.3)$$

Для изучаемых ВРД расход воздуха \dot{m}_0 много больше расхода топлива \dot{m}_f . Поэтому, приравняв расходы горючей смеси и продуктов сгорания, запишем параметры горючей смеси (индекс "1") и продуктов сгорания (без индекса) в виде

$$h_1 = c_p T_1 + q = c_p T_0 (\psi + \tilde{q}), \quad a_1^2 = \gamma R T_1, \quad q^\circ = q/(c_p T_0), \quad h = c_p T, \quad a^2 = \gamma p \omega = \gamma R T. \quad (1.4)$$

Здесь h и $\omega = 1/\rho$ – удельные энтальпия и объём, а $R = c_p - c_v$ – газовая постоянная. Хотя R , c_p , c_v и γ воздуха, смеси и продуктов сгорания отличаются и зависят от температуры, при сравнении разных ВРД примем их одинаковыми и постоянными. Тогда, проинтегрировав с учетом формул (1.4) равенство: $T ds = dh - \omega dp$, придём для приращения удельной энтропии s при переходе (в том числе, с подводом и отводом тепла) из состояния "a" в состояние "b" к выражениям

$$\frac{s_b - s_a}{c_p} = \ln \left[\frac{\omega_b}{\omega_a} \left(\frac{p_b}{p_a} \right)^{1/\gamma} \right] = \ln \left[\frac{T_b}{T_a} \left(\frac{p_b}{p_a} \right)^{1-1/\gamma} \right] = \frac{1}{\gamma} \ln \left[\frac{T_b}{T_a} \left(\frac{\omega_b}{\omega_a} \right)^{\gamma-1} \right]. \quad (1.5)$$

Горение в идеальных ПВРД идёт при постоянном давлении p в смеси, заторможенной до $M_1^2 \ll 2/(\gamma - 1)$, когда формула (1.3) сводится к

$$\psi = 1 + (\gamma - 1)M_0^2/2. \quad (1.6)$$

Горению при постоянном p отвечают циклы Брайтона (рис. 1а). Для них вертикали "0-1" и "2-е" – изэнтропы сжатия воздуха и расширения продуктов сгорания, а кривые подвода тепла при горении ("1-2") и отвода его от реактивной струи ("e-0") – изобары $p = p_1$ и $p = p_e = p_0$. В силу (1.5)

$$\frac{p_2}{p_n} = \frac{p_1}{p_n} = \left(\frac{T_1}{T_n}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} = \Psi^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \frac{T_e}{T_2} = \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{1-1/\gamma} = \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{1-1/\gamma} = \frac{1}{\Psi}. \quad (1.7)$$

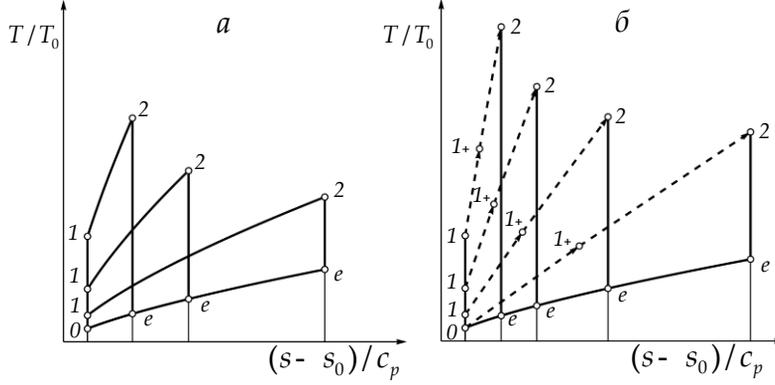


Рисунок 1. sT -диаграммы идеальных циклов Брайтона (а) и горения в ДВ (б)

Тепло $q_{add} = q$, подводимое при горении, задано, а отводимое от струи q_{rej} таково, что уменьшение энтропии $s_0 - s_e$ равно её росту $s_2 - s_1$. При $p = p_1$ и $p = p_e = p_0$ это даёт

$$T_e/T_0 = T_2/T_1 = 1 + q^\circ/\Psi. \quad (1.8)$$

Следствие равенств (1.6) и (1.8) – формулы для термического КПД идеального цикла Брайтона

$$\eta_{th} = \frac{q_{add} - q_{rej}}{q_{add}} = 1 - \frac{q_{rej}}{q_{add}} = 1 - \frac{1}{\Psi} = \frac{(\gamma-1)M_0^2}{2+(\gamma-1)M_0^2}. \quad (1.9)$$

В силу сохранения полной энтальпии и формул (1.4), (1.6)-(1.8) при стационарном изэнтропическом расширении продуктов сгорания до $p_e = p_0$ их скорость на срезе сопла

$$u_e^2 = u_0^2(1 + q^\circ/\Psi). \quad (1.10)$$

Такая же формула получается при подстановке в выражение для скорости u_e из [1]

$$u_e^2 = u_0^2 + 2\eta_{th}q_{add} = u_0^2(1 + 2\eta_{th}q^\circ/(\gamma-1)M_0^2) \quad (1.11)$$

η_{th} из (1.9) и M_0^2 из (1.6). По отношению u_e/u_0 найденному по формуле (1.10) или (1.11), удельные тягу F/\dot{m}_0 и импульс I_{sp} определяют равенства (g – ускорение свободного падения)

$$\frac{F/\dot{m}_0}{u_0} = \frac{u_e}{u_0} - 1, \quad I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}_f g}, \quad \frac{u_e^2}{u_0^2} = 1 + 2\eta_{th}q_{add}/u_0^2 = 1 + q^\circ/\Psi. \quad (1.12)$$

При замене изобар "1-2" на рис. 1а изохорами: $\omega = \omega_1 = \omega_0\Psi^{-1/(\gamma-1)}$ получим термический КПД идеального цикла Хэмфри с горением при постоянном объёме:

$$\eta_{th} = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^\circ} \left(\frac{\Psi + \gamma q^\circ}{\Psi}\right)^{1/\gamma}. \quad (1.13)$$

Если затем, как в [1], для u_e воспользоваться формулой (1.11) с η_{th} из (1.13) и M_0^2 из (1.6), то найдём

$$\frac{u_e^2}{u_0^2} = 1 + \frac{2\eta_{th}q^\circ}{(\gamma-1)M_0^2} = \frac{\Psi + q^\circ}{\Psi-1} - \frac{1}{\Psi-1} \left(\frac{\Psi + \gamma q^\circ}{\Psi}\right)^{1/\gamma}. \quad (1.14)$$

По u_e/u_0 удельные тягу F/\dot{m}_0 и импульс I_{sp} определяются формулами (1.12). Однако формула (1.14) – следствие справедливого лишь для стационарного истечения постоянства полной энтальпии от

сечения "1" с h_1 из (1.4) до среза сопла, которая при нестационарном истечении из камеры сгорания не сохраняется. Поэтому формула (1.14) и результаты её подстановки в равенства (1.12) незаконны.

Идеальному PDE в плоскости sT , как и в [1], отвечает рис. 1б. Его отличие от рис. 1а – стрелки, дающие ударные волны в замороженной по составу горючей смеси ("1-1+") и зоны горения ("1+-2"). В плоскости ωp зонам горения отвечают отрезки прямых "Рэлея - Михельсона" [4]. Вслед за [1] примем, что в идеальном PDE прямая $DВ_{CJ}$ сжигает неподвижную смесь. За прямой $DВ_{CJ}$ скорость газа в движущейся с $DВ$ системе координат звуковая, что для уравнений состояния (1.4) даёт:

$$M_{CJ}^2 \equiv \frac{D_{CJ}^2}{a_1^2} = 1 + \frac{\gamma+1}{\psi} q^\circ + \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma+1}{\psi} q^\circ\right)^2 - 1}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{1+\gamma M_{CJ}^2}{\gamma+1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{(1+\gamma M_{CJ}^2)^2}{(\gamma+1)^2 M_{CJ}^2}. \quad (1.15)$$

Здесь D_{CJ} – скорость движения $DВ$ по неподвижному газу перед ней. Поступая далее, как в случае с циклом Брайтона, для η_{th} PDE получим

$$\eta_{th} = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^2 M_{CJ}^2} \left(\frac{1+\gamma M_{CJ}^2}{\gamma+1} \right)^{1+1/\gamma}. \quad (1.16)$$

Если вновь для определения u_e/u_0 вслед за [1] воспользоваться формулой (1.11), то после подстановки в неё η_{th} из (1.16) придём к выражению

$$\frac{u_e^2}{u_0^2} = 1 + \frac{2\eta_{th} q^\circ}{(\gamma-1)M_0^2} = \frac{\psi+q^\circ}{\psi-1} - \frac{1}{(\psi-1)M_{CJ}^2} \left(\frac{1+\gamma M_{CJ}^2}{\gamma+1} \right)^{1+1/\gamma}. \quad (1.17)$$

Именно такое выражение для u_e/u_0 – следствие справедливого лишь для стационарного течения условия постоянства полной энтальпии от $DВ_{CJ}$ до среза сопла. При том, что ничего напоминающего стационарный процесс между сечениями "2" и "e" в PDE невозможно.

ВРД с горением в стационарной $DВ_{CJ}$ без предварительного сжатия воздуха ($SDE_{\psi=1}$) рассмотрел ещё Я.Б. Зельдович [2]. При этом $\psi = 1$, точки "1" и "0" на рис. 1б совпадают, а число Маха M_{CJ} стоящей на входе в двигатель $DВ_{CJ}$ равно числу Маха полёта:

$$M_0^2 = M_{CJ}^2 = 1 + (\gamma+1)q^\circ + \sqrt{[1 + (\gamma+1)q^\circ]^2 - 1}. \quad (1.18)$$

Формулы для η_{th} и u_e/u_0 $SDE_{\psi=1}$ таковы

$$\eta_{th} = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^2 M_{CJ}^2} \left(\frac{1+\gamma M_{CJ}^2}{\gamma+1} \right)^{1+1/\gamma}, \quad \frac{u_e^2}{u_0^2} = 1 + \frac{2}{\gamma-1} \left[\frac{1+q^\circ}{M_0^2} - \frac{1}{M_0^2} \left(\frac{1+\gamma M_0^2}{\gamma+1} \right)^{1+1/\gamma} \right] \quad (1.19)$$

Течение во всём тракте $SDE_{\psi=1}$, как и в ПВРД, стационарно. Поэтому применение равенства для u_e/u_0 из (1.19) и следствий его подстановки в формулы (1.12) законно.

При $M_0 > M_{CJ}$ возможен ВРД ($SDE_{\psi>1}$) с сжатием воздуха перед $DВ_{CJ}$. В его идеальной модели поток стационарно-изэнтропически тормозится до $M_1 = M_{CJ} < M_0$ с

$$\psi = 2/(\gamma+1) + \left\{ M_0^2 - 2q^\circ - \sqrt{2[2 + (\gamma-1)M_0^2 + 2q^\circ]q^\circ} \right\} (\gamma-1)/(\gamma+1).$$

При таком ψ величину M_{CJ}^2 определяет формула (1.15), а η_{th} и u_e/u_0 по M_{CJ}^2 – формулы (1.16) и (1.17). Течение в $SDE_{\psi>1}$ стационарно, и в отличие от PDE использование этих формул законно. Ещё один тип SDE – ВРД с $\psi = 1$ и косою $DВ_{CJ}$ (SDE_{ODW}). Вектор скорости перед $DВ_{CJ}$ имеет постоянную нормальную компоненту, такую, что $M_{n0}^2 = M_{CJ}^2$ с M_{CJ}^2 , определяемым формулой (1.18). Поэтому η_{th} SDE_{ODW} не зависит от M_0 , а u_e/u_0 с ростом M_0 монотонно уменьшается.

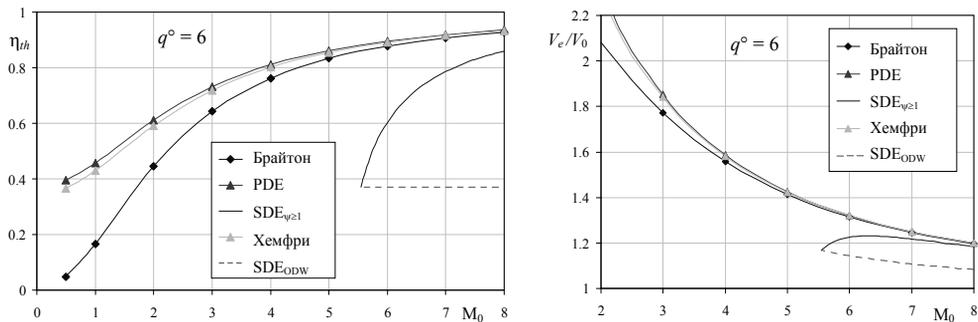


Рисунок 2. Идеальные термические КПД (а) и отношения скоростей (б) для ВРД с медленным и детонационным горением

Зависимости от M_0 идеальных η_{th} и определённых по ним u_e/u_0 для рассмотренных ВРД при $q^0 = 6$ представлены на рис. 2. Здесь и везде далее $\gamma = 1.4$. Для заданного q^0 SDE_{ψ=1} возможен при одном M_0 , которому на рис. 2 отвечают точки пересечения кривых для SDE_{ψ>1} и SDE_{ODW}. По η_{th} и по u_e/u_0 , а следовательно, по тяговым характеристикам SDE_{ODW} и SDE_{ψ=1} хуже всех рассмотренных двигателей. При дозвуковых и малых сверхзвуковых числах Маха M_0 ПБРД хуже PDE и по идеальному КПД, и по определённым (для PDE незаконно) по КПД тяговым характеристикам. Однако с ростом M_0 даже такое превосходство PDE над ПБРД практически исчезает.

2. Учёт эффектов нестационарности, делающих незаконным определение отношения скоростей u_e/u_0 , а по нему тяговых характеристик PDE и ВРД_н через их термические КПД по формуле (1.11), проводился в приближении невязкого и нетеплопроводного газа. PDE имел $n \geq 2$ пар цилиндрических детонационных камер с мгновенно открывающимися и закрывающимися входами на левых концах (при $x = 0$, течение слева направо). Клапан открывался, когда давление при $x = 0$ и среднее по камере становились меньше давления смеси перед связкой камер. При открытом входе в камеры поступала идеально перемешанная горючая смесь, а ДВ_{сг} мгновенно без дополнительных энергозатрат инициировалась у одного из их концов. Правый конец камер ($x = L$) – сечение внезапно сужающейся части сопла с заданным отношением f площади открытого критического сечения к площади камеры. При заданном $f < 1$ и всегда предполагаемом сверхкритическом перепаде число Маха продуктов сгорания $M_L < 1$ при $x = L$ постоянно и известно. Иницируемая у одного из концов камеры ДВ_{сг} отражается от частично открытого правого или закрытого левого её конца как ударная (УВ). Эти и возникающие при дальнейших отражениях УВ – не учитываемые при определении идеальных характеристик PDE источники роста энтропии. Однако и при отсутствии УВ в процессе истечения осреднённая по камере полная энтальпия продуктов сгорания уменьшается в отличие от диаграммы sT рис. 1б, на которой продукты сгорания изэнтропически расширяются от определяемых формулами (1.15) параметров за ДВ_{сг}.

При заданных M_0 , q^0 , f и параметрах смеси перед связкой камер, включая отличное от нуля число Маха (такое, что $(\gamma - 1)M^2 \ll 2$), нестационарное течение в камере рассчитывалось интегрированием уравнений одномерной газовой динамики явной монотонной "распадной" разностной схемой второго (на гладких решениях) порядка по координате x и времени t со сквозным счётом УВ и контактных разрывов. Исключения – временные интервалы горения (малые по сравнению с периодом работы камеры, но конечные для PDE и нулевые при мгновенном хотя и "медленном" сгорании по циклу Хэмфри). На этих интервалах ДВ_{сг} и примыкающая к ней центрированная волна разрежения рассчитывались с привлечением формул (1.15) и с учётом отличной от нуля скорости смеси перед ДВ. Параметры на срезе идеально регулируемых сопел ($p_e = p_0$) определялись по параметрам потока при $x = L$ одномерными формулами с $M = 1$ в

минимальных сечениях. При выходе на периодический режим находились средние по периоду u_e/u_0 , а по ним – тяговые характеристики с учётом нестационарности течения и УВ.

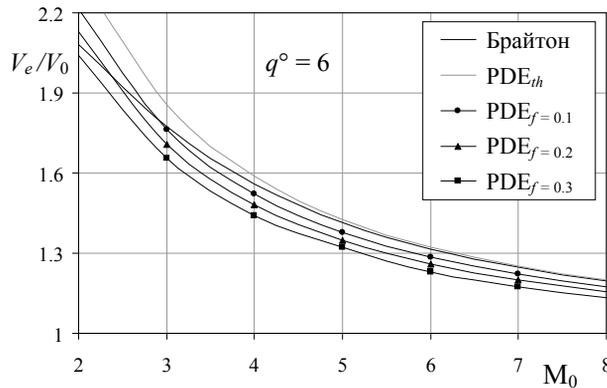


Рисунок 3. Сравнение отношений u_e/u_0 для ПВРД, PDE_{th} и $PDE_{f=0.1,0.2,0.3}$

На рис. 3 для PDE с инициированной при $x = L$ ДВ_{СД} для $q^0 = 6$ и $f = 0.1, 0.2$ и 0.3 даны кривые u_e/u_0 , определённые в рамках нестационарной модели ($PDE_{f=0.1,0.2,0.3}$), посчитанные по термическим КПД (PDE_{th}), и для ПВРД. Учёт нестационарности ограничивает преимущество PDE над ПВРД умеренными сверхзвуковыми числами Маха (для $q^0 = 6$ и $f = 0.2$ и $0.1 - M_0 < 2.4$ и $M_0 < 2.9$). Расчёты для PDE с ДВ_{СД}, инициированной при $x = 0$, дали чуть меньшие величины u_e/u_0 , а для ВРД_Н чуть большие. При иных q^0 взаимное расположение кривых такое же.

3. В последнее время особое внимание уделяется двигателям с вращающимися ДВ – RDE. Одно из объяснений этого – стационарное течение во вращающейся со скоростью ДВ_{СД} системе координат и рассуждения о сохраняющейся в стационарном потоке полной энтальпии. При этом, правда, забывают, что во вращающихся неинерциальных координатах вдоль линий тока сохраняется не полная энтальпия H , а иная величина. Так, если u, v и w – компоненты скорости \mathbf{V} в неподвижных координатах x, r, φ , то в течении, стационарном во вращающихся с угловой скоростью ω координатах $x, r, \varphi' = \varphi - \omega t$, вдоль линий тока $r d\varphi'/w' = dx/u = dr/v$, где $w' = w - \omega r$ – окружная компонента скорости \mathbf{V}' во вращающихся координатах, сохраняется энтропия (между ударными волнами) и $H' = h + (V'^2 - r^2\omega^2)/2 = H - r^2\omega^2/2$. При осевом потоке на входе в камеру определённый по $\Gamma = rw$ массовый поток осевого момента количества движения равен нулю, и остаётся таким в камере и сопле. Нулевой поток не означает малости окружной скорости w , которая за ДВ – величина порядка скорости ДВ. Следовательно, компонента w знакопеременна, а максимумы $|rw\omega|$ – величины порядка квадрата скорости ДВ при того же порядка неоднородности H' .

В силу условия непротекания на стенках узких цилиндрических каналов $v \approx 0$, и уравнения течения принимают вид

$$\begin{aligned} (r\rho u)_x + (\rho w')_{\varphi'} = 0, \quad [r(\rho u^2 + p)]_x + (\rho w' u)_{\varphi'} = 0, \quad p_r = \rho w^2/r, \\ (r\rho u \Gamma)_x + (\rho w' \Gamma + r p)_{\varphi'} = 0, \quad (r\rho u H')_x + (\rho w' H')_{\varphi'} = 0. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Обычно рассматривают двумерную подсистему без третьего уравнения с линиями тока: $r d\varphi'/w' = dx/u$, на цилиндрических поверхностях $r = \text{const}$. Вдоль таких линий тока сохраняется $h + (V'^2 - r^2\omega^2)/2$ с $v = 0$, что эквивалентно сохранению полной энтальпии $h + V'^2/2$, определённой по скорости газа во вращающихся координатах. Сказанное о подсистеме из четырёх уравнений (3.1) известно. Однако, вопреки этому, в силу третьего уравнения (3.1) в тех подобластях узких цилиндрических камер RDE, где модуль w порядка скорости ДВ, радиальная неравномерность давления порядка единицы. Итак, даже в таких камерах при почти нулевой радиальной скорости,

течение пространственное с большими неравномерностями параметров по всем переменным. Большим неравномерностям сопутствуют большие потери тяги. При радиусе кольцевой камеры RDE в десятки см и произведении ωr , равном скорости ДВ, величина ω так велика, что в силу сохранения H' и слабого изменения Γ удельный импульс I_{sp} RDE с сужающимся центральным телом и цилиндрическим внешним контуром сопла может заметно уменьшаться. Дополнительный рост энтропии в RDE также имеет место в ударных волнах, хотя и более слабых, чем в PDE.

4. SDE _{ψ_1} возможны, если одномерные стационарные течения в двигателеподобных каналах переменной площади с горением в прямой ДВ_С устойчивы. Согласно [5] сдвинутая по потоку ДВ, остающаяся ДВ_С, продолжит смещение в том же направлении, демонстрируя неустойчивости таких течений. На самом деле, однако, возмущение ДВ_С делает её пересжатой с большим модулем направленной против потока скорости, и ДВ вновь сможет занять своё стационарное положение. Покажем, что, несмотря на это, такие течения всегда неустойчивы.

За ДВ_С $M_2 = 1$, и в стационарном потоке она может стоять только в расширяющемся канале. При $M_0 > M_1$ сверхзвуковой поток в воздухозаборнике тормозится до $M < M_1$ в минимальном сечении, а затем разгоняется в расширяющейся части с ростом числа Маха M_1 и уменьшением ψ . Согласно (1.15) M_1 растёт, но (см. ниже) медленнее, чем M_1 . Поэтому в некотором сечении $x = x_1$ расширяющегося канала выполнится равенство $M = M_1$, и в него можно поставить ДВ_С. Анализ устойчивости этого течения начнём, допустив вслед за [5], что при смещении $x_1 = x_1(t)$ от стационарного положения ДВ остаётся ДВ_С. В силу формул (1.3) и (1.15) имеем $M_2^2 = M_1^2(M_1^2)$ и

$$\frac{dx_1}{dt} = a(M - M_1) = a \frac{M^2 - M_1^2}{M + M_1} \approx \lambda x_1, \quad \lambda = \frac{a_1}{2M_1} \left(1 - \frac{dM_1^2}{dM_1^2} \frac{dM_1^2}{dx} \right).$$

В исследуемом течении M_1 – растущая функция x и знак λ определяет разность в скобке. Продолав несложные выкладки, получим

$$\frac{dM_1^2}{dM_1^2} = \frac{(\gamma-1)M_1^2}{[2+(\gamma-1)M_1^2]\sqrt{1+2\psi/[(\gamma+1)q^2]}} < 1. \quad (4.1)$$

При разных до и после ДВ_С показателях адиабаты данное неравенство сохраняется.

Итак, $\lambda > 0$ и стационарное течение с ДВ_С неустойчиво. Возмущенная ДВ_С, став пересжатой, при тех же параметрах набегающего потока имеет большую скорость, чем ДВ_С. При смещении ДВ вправо это может изменить вывод о неустойчивости. Напротив, при смещении ДВ влево большая скорость пересжатой ДВ подтвердит правильность такого вывода, а этого вполне достаточно. Кстати, именно в силу неравенства (4.1) M_1 изменяется медленнее, чем M_1 .

Поскольку реализовать SDE _{ψ_1} с ДВ_С невозможно, естественно выяснить, устойчивы ли аналогичные стационарные течения с пересжатой ДВ. Для $M_0 = 4.11$, $M_1 = 2.44$, $M_2 = 0.8$, $\psi = 2$ и $q^0 = 5$ контуры плоского канала такого SDE с четырёхкачковым воздухозаборником и соплом Лавала с внезапным сужением представлены на рис. 1а. На рис. 1б приведены стационарные распределения p и M на оси x при $x < 1.75$ и средние по сечению (из одномерного расчёта) при $1.75 \leq x \leq 3.5$. В одномерном приближении в минимальном сечении сопла $M = 1$.

Устойчивость представленного течения исследовалась численно. При $t = 0$ в дозвуковом канале вводились одинаковые относительные возмущения p , ρ и u (возмущение давления Δp показано на рис. 4б). Развитие возмущений при $t > 0$ рассчитывалось разностной схемой, применённой в разделе 2. Отличия алгоритма – в выделении движущейся ДВ – левой границы рассчитываемого течения и в равномерной по x подвижной разностной сетке с неподвижной правой границей $x = 3.5$ – координатой внезапного сужения сопла. На рис. 5 показаны Δp для $t \leq 7.77$. Время t отнесено к L/u_0 , где $4L$ – неполная длина изображённого на рис. 4а SDE. В этом примере начальное возмущение

после отражений от сечения внезапного сужения канала и ДВ и заметного усиления при $t \approx 7$ к $t = 7.77$ почти полностью затухает, демонстрируя устойчивость исследуемого течения.

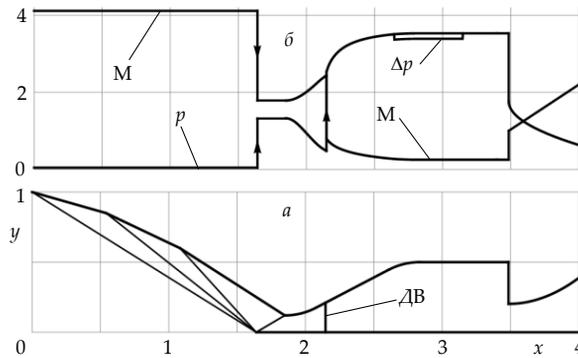


Рисунок 4. SDE с пересечной ДВ (а) и распределения давления и числа Маха в нём (б)

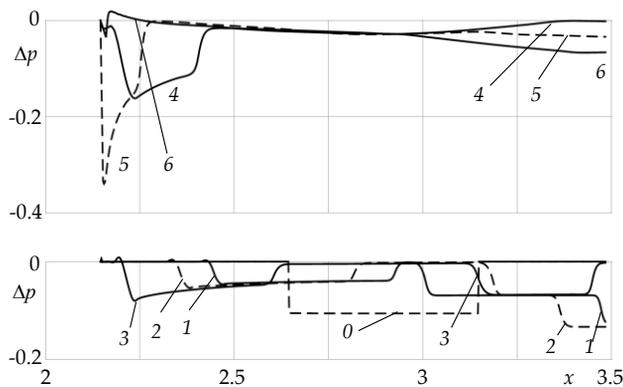


Рисунок 5. Возмущения давления между ДВ и минимальным сечением сопла при $t = 0$ (0), 0.82 (1), 1.23 (2), 2.06 (3), 6.16 (4), 6.97 (5), 7.77 (6)

В также численных исследованиях устойчивости течений с прямой [6] или близкой к прямой [7] пересечной ДВ отражение возмущений от выходных сечений каналов было менее интенсивным, чем от внезапного сужения сопла SDE рис. 4. С учётом этого обстоятельства, приведённые в данной работе примеры устойчивых стационарных течений в двигателеподобных каналах с горением в пересечной ДВ служат дополнительным стимулом дальнейшего изучения таких течений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 17-01-00126 и 18-31-20059).

Список литературы

1. Heiser W.H., Pratt D.T. Thermodynamic Cycle Analysis of Pulse Detonation Engines // J. of Propulsion and Power. 2002. V. 18. No. 1. P. 68-76.
2. Зельдович, Я.Б. К вопросу об энергетическом использовании детонационного горения // ЖТФ. 1940. Т. 10. Вып. 17. С. 1453-1461
3. Kraiko A.N., Egoryan A.D. Comparison of Thermodynamic Efficiency and Thrust Characteristics of Air-Breathing Jet Engines with Subsonic Combustion and Burning in Stationary and Nonstationary Detonation Waves // AIP Conference Proceedings. V. 2027: Proceedings of the 19th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) / Ed. by Vasily Fomin. American Institute of Physics, 2018. P. 020006-1-020006-5; doi: 10.1063/1.5065084
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. Издание третье, переработанное. М.: Наука, 1986. 733 с.

5. Крайко А.Н. Теоретическое и экспериментальное обоснование концепции пульсирующего двигателя с детонационной волной, движущейся против сверхзвукового потока // Импульсные детонационные двигатели / Под ред. С.М. Фролова. М.: Торус пресс, 2006. 592 с. С. 569-590.
6. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Возбуждение и срыв детонации в газах // Инженерно-физический журнал. 2010. Т. 83. № 6. С. 1174-1201.
7. Журавская Т.А., Левин В.А. Устойчивость течения газовой смеси со стабилизированной детонационной волной в плоском канале с сужением // Изв. РАН. МЖТ. 2016. № 4. С. 120-129.

ABOUT "ADVANTAGES" OF DETONATION COMBUSTION AND REALIZATION OF STATIONARY FLOWS WITH DETONATION WAVE IN THE COMBUSTION CHAMBERS OF AIR-BREATHING JET ENGINE

A.N. Kraiko, H.F. Valiev, A.D. Egoryan

P. I. Baranov Central Institute of Aviation Motor Development, Moscow, Russia

In connection with the assertions about the advantages of detonation combustion over the realized in air breathing jet engines (ABJE) slow (deflagration) combustion with constant pressure (according to the Brayton cycle), was performed an analysis of ramjet with slow combustion and ABJE with the Chapman-Jouguet detonation waves (DW) - pulsating, stationary and rotating (PDE, SDE and RDE). We consider SDE with deceleration of a supersonic flow in front of a direct detonation wave ($SDE_{\psi>1}$) and without such deceleration before an oblique detonation wave (SDE_{ODW}) and an engine with deflagration combustion at a constant volume (according to the Humphrey cycle - $ABJE_H$). The assertions about the advantages of combustion in a DW are based on comparisons of specific thrust and impulses determined by thermal efficiency by formulas that are valid only for ABJE, the flow in the path of which is stationary in inertial coordinates. Of these engines, these formulas are valid only for ramjet and SDE. According to mathematical models with the simplifications adopted in [1] and the calculations performed, the efficiency determined by the efficiency of the other ABJE is noticeably higher than their correct values. According non-stationary calculation, even with such PDE simplifications, they exceed the ramjet at specific thrust only with flight Mach numbers $M_0 < 2.5$. The large losses in the RDE with rotating ("spin") DW in narrow annular combustion chambers are due to flow inhomogeneity in all coordinates, including the radial one. By virtue of what has been said, an increase in the ABJE by tens of percent during the transition to combustion in the DW is wrong. Even for subsonic and small supersonic M_0 , on which, according to thrust characteristics, a ramjet is worse than PDE, which is obviously worse than a turbojet engine with deflagration combustion. The advantages of the ABJE with combustion in the detonation wave, if possible, then not according to the thrust characteristics, but for example, at a lower thermal tension in the engine ($SDE_{\psi>1}$ at $M_0 > 5$).

ABJE with stationary DW are possible if quasi-one-dimensional flows in "engine-like" channels with such DW are stable. It has been established that stationary flows with direct DW, which is possible only in an expanding channel, are unstable for any q^0 . Investigation of the stability of quasi-one-dimensional flows with direct overdriven DW revealed stable regimes suitable for implementation, in particular, in $SDE_{\psi>1}$.

Proponents of the widespread use of detonation combustion promise to improve the thrust characteristics of air-breathing jet engine (ABJE) by tens of percent, often with reference to the note by Ya.B. Zeldovich [2], who, allegedly, in 1940 showed the superiority of the ABJE with combustion in the detonation wave (DW) over the ramjet with deflagration combustion. The question arises: "Why did the ramjet, which was not then, become widespread, and the ABJE with detonation burning will not go through the stage of calculated and model research?" The answer to the question is already given by an

appeal to Ya.B. Zeldovich, who writes in the same note: "The principally achievable efficiency of detonation-combustion cycle is only slightly larger (by 13% or less) than that of usual closed volume combustion, so it is rather unlikely that detonation combustion can be used in practice for energy production. ... Therefore, we believe that there are no prospects in searching for detonation-combustion cycles in a chase after a slightly larger theoretical efficiency. ... The losses in the detonation cycle decrease by a factor of two the thrust of the jet engine compared to the cycle with isentropic compression and constant-pressure combustion if one considers a rather high rocket speed equal to the propagation speed of detonation. ... The difficulty of carrying out and using the detonation with minimal losses makes the attempts of practical application of detonation combustion to energy production inadvisable. ... In a supersonic ABJE with continuous combustion, detonation combustion results (in absence of losses) in a lower thrust compared to the usual cycle." Ya. B. Zeldovich does not have any statements in support of DC in either this or other publications.

Following [1], the "ideal" characteristics of the air breathing jet engines are determined within the framework of the simplest mathematical model: air, combustible mixture and combustion products — perfect gases with constant heat capacities and their ratio — the adiabatic index $\gamma = c_p/c_v$; DW - the surface of discontinuity with the supply of fixed energy; deceleration of air in the air intake and flow of combustion products in supersonic parts of perfectly adjustable nozzles isentropic and stationary; the contribution of fuel to the total consumption is not taken into account; multi-chamber PDE valves open and close instantly, and DW initiates instantly and without energy consumption. The "ideal" characteristics of each engine defined within these assumptions are functions of the Mach number of flight M_0 , $q^\circ = q/(c_p T_0)$ – the dimensionless calorific value of the combustible mixture (q – is the heat of reaction, T_0 – is the temperature of cold air) and γ .

The coefficients for taking into account the non-isentropic of real supersonic flows in air intakes and nozzles and incompleteness of combustion introduced in [1] are quite arbitrary and cannot take into account the non-stationarity of flow in PDE combustion chambers and in the ABJE. In the present study, in the frame of the mathematical model developed in [3], calculations of nonstationary flows in the combustion chambers are performed. According to them, starting from small supersonic M_0 , taking into account non-stationarity makes the specific thrust and impulses of these engines less than that of a ramjet for all values q° .

1. In the ABJE considered below, the combustion is usually preceded by compression in the air intake of the incoming air flow with velocity u_0 and always the expansion of combustion products in the nozzle. Following [1] in ideal models of all engines, air compression and expansion of combustion products in the nozzle to the incident flow pressure p_0 are stationary and isentropic. Under the conditions of isoenergeticity and isentropicity deceleration of air to a detonation wave (index "1") and expansion of combustion products behind the detonation wave (indexes "2" and "e"), are written in the form (a , ρ and ψ – sound speed, density and temperature ratio [1])

$$2a_1^2 + (\gamma - 1)u_1^2 = 2a_0^2 + (\gamma - 1)u_0^2, \quad 2a_e^2 + (\gamma - 1)u_e^2 = 2a_2^2 + (\gamma - 1)u_2^2, \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{1-1/\gamma} = \frac{a_1^2}{a_0^2} = \frac{T_1}{T_0} \equiv \psi \geq 1, \quad \frac{T_e}{T_2} = \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{1-1/\gamma} = \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{1-1/\gamma}, \quad (1.2)$$

According to the definition of ψ and the first equation (1.1) we have

$$\psi \equiv \frac{T_1}{T_0} = \frac{a_1^2}{a_0^2} = \frac{2+(\gamma-1)M_0^2}{2+(\gamma-1)M_1^2}. \quad (1.3)$$

For the studied ABJE air consumption \dot{m}_0 is much greater than fuel consumption \dot{m}_f . Therefore, equating the consumption of combustible mixture and consumption of combustion products, we write the parameters of the combustible mixture (with index "1") and combustion products (without index) in

$$h_1 = c_p T_1 + q = c_p T_0 (\psi + \tilde{q}), \quad a_1^2 = \gamma R T_1, \quad q^\circ = q/(c_p T_0), \quad h = c_p T, \quad a^2 = \gamma p \omega = \gamma R T. \quad (1.4)$$

Here h and $\omega = 1/\rho$ are the specific enthalpy and volume, and $R = c_p - c_v$ is the gas constant. Although the values R , c_p , c_v and γ of air, mixtures and products of combustion differ and depend on temperature, when comparing the ABJE of different types, we take them the same and constant. Then, integrating the equation: $Tds = dh - \omega dp$, taking into account equation (1.4), we obtain the expressions for the increment of the specific entropy s at the transition (including with heat input and removal) from the state "a" to the state "b".

$$\frac{s_b - s_a}{c_p} = \ln \left[\frac{\omega_b}{\omega_a} \left(\frac{p_b}{p_a} \right)^{1/\gamma} \right] = \ln \left[\frac{T_b}{T_a} \left(\frac{p_a}{p_b} \right)^{1-1/\gamma} \right] = \frac{1}{\gamma} \ln \left[\frac{T_b}{T_a} \left(\frac{\omega_b}{\omega_a} \right)^{\gamma-1} \right]. \quad (1.5)$$

Combustion in ideal ramjet occurs at constant pressure in the mixture, when $M_1^2 \ll 2/(\gamma - 1)$. Ad hoc the formula (1.3) reduces to

$$\psi = 1 + (\gamma - 1)M_0^2/2. \quad (1.6)$$

Brighton cycles correspond to the combustion with constant p (Fig. 1a). In the diagram, the verticals "0-1" and "2-e" are the isentropes of air compression and expansion of combustion products, and the ("1-2") and ("e-0") curves for heat supply during combustion and removal from the jet stream are isobars $p = p_1$ and $p = p_e = p_0$. Under equation (1.5)

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} = \psi^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \frac{T_e}{T_2} = \left(\frac{p_e}{p_2} \right)^{1-1/\gamma} = \left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{1-1/\gamma} = \frac{1}{\psi}. \quad (1.7)$$

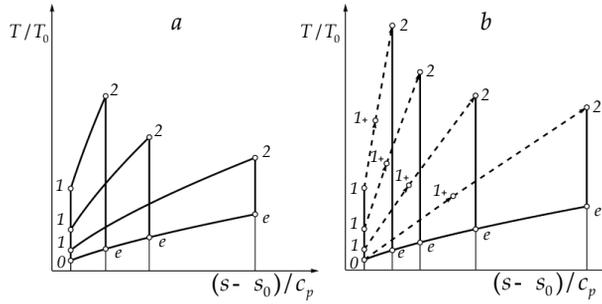


Figure 1. s - T phase diagram of Brighton (a) and PDE (b) cycles

The heat $q_{add} = q$, supplied during combustion, set, and removed from the jet q_{rej} is such that the decrease in entropy $s_0 - s_e$ is equal to its growth $s_2 - s_1$. When $p = p_1$ and $p = p_e = p_0$ it gives

$$T_e/T_0 = T_2/T_1 = 1 + q^\circ/\psi. \quad (1.8)$$

The consequence of equalities (1.6) and (1.8) – are formulas for the thermal efficiency of the ideal Brayton cycle

$$\eta_{th} = \frac{q_{add} - q_{rej}}{q_{add}} = 1 - \frac{q_{rej}}{q_{add}} = 1 - \frac{1}{\psi} = \frac{(\gamma-1)M_0^2}{2+(\gamma-1)M_0^2}. \quad (1.9)$$

By virtue of conservation of the total enthalpy and formulas (1.4), (1.6)-(1.8) with stationary isentropic expansion of the combustion products in the nozzle to $p_e = p_0$ the velocity at the nozzle exit

$$u_e^2 = u_0^2(1 + q^\circ/\psi). \quad (1.10)$$

The same formula is obtained by substituting into the expression for u_e from [1]

$$u_e^2 = u_0^2 + 2\eta_{th}q_{add} = u_0^2(1 + 2\eta_{th}q^\circ/(\gamma - 1)M_0^2) \quad (1.11)$$

η_{th} from (1.9) and M_0^2 from (1.6). According to the ratio u_e/u_0 found by the formula (1.10) and (1.11), the specific thrust F/\dot{m}_0 and impulse I_{sp} can be determined from the equation (g – is the gravitational acceleration)

$$\frac{F/\dot{m}_0}{u_0} = \frac{u_e}{u_0} - 1, \quad I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}_f g}, \quad \frac{u_e^2}{u_0^2} = 1 + 2\eta_{th} q_{add}/u_0^2 = 1 + q^\circ/\psi. \quad (1.12)$$

Replacing the isobars "1-2" in figure 1a with isochoric: $\omega = \omega_1 = \omega_0 \psi^{-1/(\gamma-1)}$ we obtain the ideal Humphrey cycle with combustion at a constant volume with thermal efficiency:

$$\eta_{th} = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^\circ} \left(\frac{\psi + \gamma q^\circ}{\psi} \right)^{1/\gamma}. \quad (1.13)$$

If then, as in [1], for the velocity u_e , use the formula (1.11) with η_{th} from (1.13) and M_0^2 from (1.6), we will get

$$\frac{u_e^2}{u_0^2} = 1 + \frac{2\eta_{th} q^\circ}{(\gamma-1)M_0^2} = \frac{\psi + q^\circ}{\psi-1} - \frac{1}{\psi-1} \left(\frac{\psi + \gamma q^\circ}{\psi} \right)^{1/\gamma}. \quad (1.14)$$

For the calculated u_e/u_0 the specific thrust F/\dot{m}_0 and the impulse I_{sp} are determined by formulas (1.12). However, the velocity equation (1.14) – is a consequence of the constancy of the total enthalpy that is valid only for a stationary outflow from section "1" with h_1 from equation (1.4) to the nozzle section, which is not preserved during non-stationarity outflow from the combustion chamber. Therefore, formula (1.14) and the results of its substitution into equations (1.12) are incorrect.

The ideal PDE in the sT phase diagram, as in [1], corresponds figure 1b. Its difference from figure. 1a – arrows on the graph giving parameters on shock waves in the combustible mixture ("1-1₊") and the combustion zone ("1₊-2"). In the $\omega-p$ coordinate plane, the combustion zone corresponds to a segment of the "line of Rayleigh – Michelson" [4]. As in [1] let us assume that in an ideal PDE, the DW is self-sustaining ("Chapman – Jouget" - DW_{CJ}), direct and burns a fixed combustible mixture. Behind the direct detonation wave, the gas velocity in the coordinate system moving with the detonation wave is equal to the speed of sound, which for equations (1.4) gives:

$$M_{CJ}^2 \equiv \frac{D_{CJ}^2}{a_1^2} = 1 + \frac{\gamma+1}{\psi} q^\circ + \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma+1}{\psi} q^\circ\right)^2 - 1}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{1+\gamma M_{CJ}^2}{\gamma+1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{(1+\gamma M_{CJ}^2)^2}{(\gamma+1)^2 M_{CJ}^2}. \quad (1.15)$$

Here D_{CJ} – is the speed of the detonation wave in the motionless gas in front of it. Proceeding further, as in the case of the Brighton cycle, for η_{th} PDE we obtain

$$\eta_{th} = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^\circ M_{CJ}^2} \left(\frac{1+\gamma M_{CJ}^2}{\gamma+1} \right)^{1+1/\gamma}. \quad (1.16)$$

If again to determine u_e/u_0 following [1] we use the equation (1.11), then after substituting into it the η_{th} from (1.16) we come to the expression

$$\frac{u_e^2}{u_0^2} = 1 + \frac{2\eta_{th} q^\circ}{(\gamma-1)M_0^2} = \frac{\psi + q^\circ}{\psi-1} - \frac{1}{(\psi-1)M_{CJ}^2} \left(\frac{1+\gamma M_{CJ}^2}{\gamma+1} \right)^{1+1/\gamma}. \quad (1.17)$$

Such an expression for u_e/u_0 – is a consequence of the condition of constancy of the total enthalpy from a gas in front of a DW_{CJ} to the initial section of the nozzle. Despite the fact that nothing at least remotely resembling a stationary process between sections "2" and "e" in the PDE is impossible in principle.

Air breathing jet engines with combustion in stationary DW_{CJ} without pre-compression of the air (SDE _{$\psi=1$}) was first considered by Ya.B. Zeldovich [2]. Here, $\psi = 1$, and the point "1" and "0" in figure 1b match up, and the Mach number M_{CJ} standing at the entrance to the engine of the detonation wave is equal to the Mach number of flight:

$$M_0^2 = M_{CJ}^2 = 1 + (\gamma + 1)q^\circ + \sqrt{[1 + (\gamma + 1)q^\circ]^2 - 1}. \quad (1.18)$$

The formulas for efficiency η_{th} and u_e/u_0 for SDE _{$\psi=1$} are

$$\eta_{th} = 1 + \frac{1}{q^2} - \frac{1}{q^2 M_{CJ}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{CJ}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma}, \quad \frac{u_e}{u_0} = 1 + \frac{2}{\gamma - 1} \left[\frac{1 + q^2}{M_0^2} - \frac{1}{M_0^2} \left(\frac{1 + \gamma M_0^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma} \right] \quad (1.19)$$

The flow in the entire path of $SDE_{\psi=1}$, as in ramjet, is stationary. Therefore, the use of the formula for u_e/u_0 from (1.19) and the consequences of its substitution in the expressions from (1.12) is correct here.

When the flight speed is greater than the $M_0 > M_{CJ}$ is possible air breathing jet engines ($SDE_{\psi>1}$) with air compression in front of the DW_{CJ} . In his ideal model, the flow is permanently isentropically inhibited until $M_1 = M_{CJ} < M_0$ with

$$\psi = 2/(\gamma + 1) + \left\{ M_0^2 - 2q^2 - \sqrt{2[2 + (\gamma - 1)M_0^2 + 2q^2]q^2} \right\} (\gamma - 1)/(\gamma + 1).$$

With this ψ value of M_{CJ}^2 determines the formula (1.15), η_{th} and u_e/u_0 depending on M_{CJ}^2 by formula (1.16) and (1.17). Flow in $SDE_{\psi>1}$ stationary, and unlike PDE, the use of these formulas is legal. Another type of engines SDE is air breathing jet engines with $\psi = 1$ and oblique DW_{CJ} (SDE_{ODW}). The velocity vector in front of the detonation wave has a constant normal component, such that $M_{n0}^2 = M_{CJ}^2$ with M_{CJ}^2 , defined by formula (1.18). Thus η_{th} SDE_{ODW} does not depend on M_0 , and u_e/u_0 with growth of M_0 monotonously decreases.

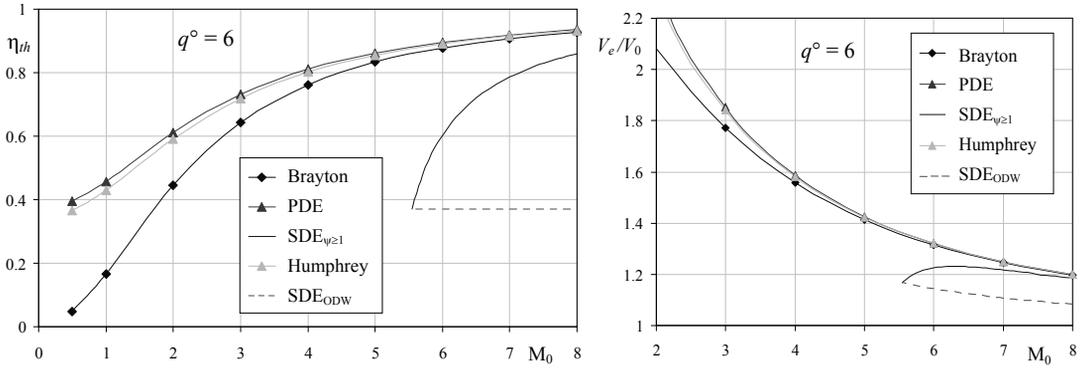


Figure 2. Ideal thermal efficiency (a) and ratios u_e/u_0 (b) for ABJE with slow and detonation combustion

The dependencies on the M_0 of ideal efficiencies and the u_e/u_0 determined by them for the considered engines with $q^0 = 6$ are presented in figure 2. Here and everywhere in the calculations $\gamma = 1.4$. For a given q^0 $SDE_{\psi=1}$ possible with one M_0 , which in figure 2 correspond to the intersection points of the curves for $SDE_{\psi>1}$ and SDE_{ODW} . In terms of efficiency η_{th} and speed ratio u_e/u_0 and consequently, in terms of thrust characteristics SDE_{ODW} and $SDE_{\psi=1}$ are worse than all engines considered. With subsonic and small supersonic Mach numbers M_0 the ramjet is much worse than PDE both in thermal efficiency and their thrust characteristics (wrongful for PDE). However, with increase in M_0 the superiority of PDE over ramjet virtually disappears.

2. The effects of unsteadiness make it illegal to determine the ratio of velocities, and the thrust characteristics of PDE and ABJE using the ratio, through their thermal efficiency according to the formula (1.11). Accounting of the effects was carried out in the approximation of inviscid and non-heat-conducting gas. The PDE had $n \geq 2$ pairs of cylindrical detonation chambers with instantly opening and closing inlets at the left ends (at $x = 0$, flow from left to right). The valve was opened when the pressure at $x = 0$ and the average pressure in the chamber became less than the mixture pressure before the bundle of chambers. When the inlet to the chamber is open, the chamber received a perfectly mixed fuel mixture, and DW_{CJ} was initiated instantly and without additional energy at one of their ends. The right end of the chambers ($x = L$) is the section of the suddenly tapering part of the nozzle with a given ratio f of the sectional of the open

critical section to the chamber area. The Mach number of combustion products < 1 at $x = L$ is constant and known for a given $f < 1$ and always assumed supercritical difference. The DW_{CJ} initiated at one end of the chamber, is reflected from the partially open right or closed left end as a shock wave (SW). These and SW, which are associated at the further reflections, are sources of entropy growth, which are not included in the determination of ideal characteristics of PDE. However, the chamber-averaged total enthalpy of combustion products decreases during the flow in the absence of SW too, in contrast to the diagram sT Fig. 1b, where the products of combustion isentropically expand from defined by the formulas (1.15) parameters behind DW_{CJ} .

When M_0 , q° , f and the parameters of the mixture before the coupling of the chambers, including the nonzero Mach number (such that $(\gamma - 1)M^2 \ll 2$), are given, the unsteady flow in the chamber is calculated by integrating the equations of one-dimensional gas dynamics by an explicit monotonic decay difference scheme of the second (on smooth solutions) order in x -coordinate and t -time with a through account of SW and contact discontinuities. The exceptions are the time intervals of burning (they are small compared to the period of operation of the camera, but non-zero for PDE and zero at instant, although "slow" combustion in Humphrey cycle). At these intervals, DW_{CJ} and the adjacent centered rarefaction wave were calculated using the formulas (1.15) and taking into account the nonzero velocity of the mixture before DW. The parameters on the cut of perfectly adjustable nozzles ($p_e = p_0$) ($p_e = p_0$) were determined by the flow parameters at $x = L$ by one-dimensional formulas with $M = 1$ in minimal sections.. Average u_e/u_0 for the period were calculated at entering the periodic regime, and thrust characteristics, taking into account the unsteadiness of the flow and SW, were determined using the average u_e/u_0 for the period.

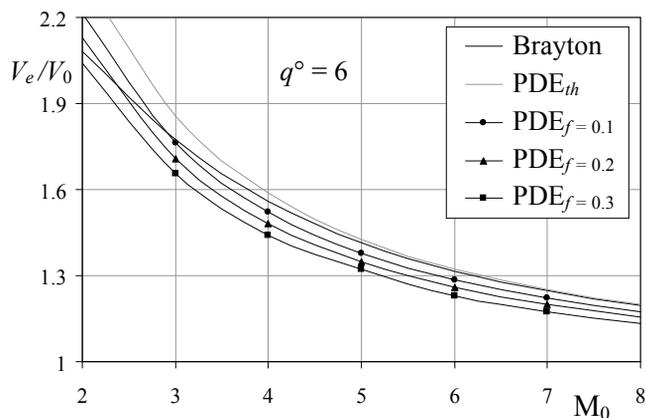


Figure 3. Comparison ratio u_e/u_0 for ramjet, PDE_{th} and $PDE_{f=0.1,0.2,0.3}$

The curves u_e/u_0 for PDE with DW_{CJ} , which is initiated at $x = L$, at $q^\circ = 6$ and $f = 0.1, 0.2$ and 0.3 are shown in figure 3. The curves are calculated within the non-stationary model ($PDE_{f=0.1,0.2,0.3}$), by thermal efficiency (PDE_{th}) and for ramjet. The consideration of non-stationarity limits the advantage of the PDE over the ramjet at a moderate supersonic Mach numbers (at $q^\circ = 6$ $M_0 < 2.4$ for $f = 0.2$ and $M_0 < 2.9$ for $f = 0.1$). Calculations for PDE with DW_{CJ} , which is initiated at $x = 0$, gave slightly smaller values, and for ABJEH slightly larger. Mutual arrangement of the curves is the same at the other q° .

3. Recently, special attention is paid to RDE, which are engines with rotating DW. One explanation for this is the steady flow in the DW_{CJ} -rotating coordinate system, and the reasoning about the total enthalpy remaining in the steady flow. At the same time, however, they forget that full enthalpy H is not stored in the rotating non-inertial coordinates along the path lines, and H is a different value. So, if u, v and w are components of velocity \mathbf{V} in fixed coordinates x, r, φ , then entropy is preserved (between shock waves) and $H' = h + (V'^2 - r^2\omega^2)/2 = H - \frac{r^2\omega^2}{2}$ in the flow which is stationary in rotating with angular velocity ω coordinates x, r , and $\varphi' = \varphi - \omega t$, $\frac{rd\varphi'}{w'} = \frac{dx}{u} = \frac{dr}{v}$, along the path lines, where $w' = w - \omega r$ is the

circumferential component of velocity in rotating coordinates. The mass flow of the axial moment of the amount of motion, which is determined by $\Gamma = r \omega$, is zero and remains so in the chamber and nozzle at the axial flow at the entrance to the chamber. Zero flow does not mean the smallness of the circumferential velocity ω , behind DW ω is the value of the order of the velocity DW. Therefore, the alternating component ω , and the maximums $|r \omega \omega|$ are values of the order of the square of the speed DW at the same order of the inhomogeneity H' .

Due to the non-flow conditions on the walls of narrow cylindrical channels $v \approx 0$, and the flow equations take the form

$$\begin{aligned} (r\rho u)_x + (\rho w')_{\varphi'} = 0, \quad [r(\rho u^2 + p)]_x + (\rho w'u)_{\varphi'} = 0, \quad p_r = \rho w^2/r, \\ (r\rho u\Gamma)_x + (\rho w'\Gamma + r\rho p)_{\varphi'} = 0, \quad (r\rho uH')_x + (\rho w'H')_{\varphi'} = 0. \end{aligned} \quad (3.1)$$

They usually consider the two-dimensional subsystem without the third equation to the pathlines $r d\varphi'/w' = dx/u$ on a cylindrical surface $r = \text{const}$. Along such lines, the value $h + (V'^2 - r^2\omega^2)/2$ is stored with $v = 0$, which is equivalent to preserving the total enthalpy $h + V'^2/2$, which is determined by the gas velocity in the rotating coordinates. The said about the subsystem of four equations (3.1) is known. However, contrary to this, due to the third equation (3.1) in those subdomains of narrow cylindrical RDE chambers, where the module w is of the order of the DW velocity, the radial non-uniformity of the pressure is of the order of unity. So, even in such chambers at almost zero radial velocity, the flow is spatial with large irregularities of the parameters in all variables. Large irregularities are accompanied by large losses of thrust. When the radius of the annular chamber RDE is tens of cm and product ωr is equal to the DW velocity, the value of ω is so large that due to the value H' saving and slight Γ change, the specific impulse of the RDE I_{sp} with tapering central body and the cylindrical external contour of the nozzle may significantly decrease. An additional increase of entropy in the RDE also takes place in shock waves, although weaker than in PDE.

4. SDE $_{\psi_i 1}$ are possible if one-dimensional steady flows in engine-like channels of variable area with combustion in straight DW are stable. According to [5], the shifted DW, which remains to be DW $_{CJ}$, will continue to shift in the same direction, demonstrating the instability of such flows. In fact, however, the perturbation of the DW $_{CJ}$ makes it over-compressed with a large module velocity, which is directed against the flow, and the DW will again be able to take its stationary position. We show that, despite this, such flows are always unstable.

Behind DW $_{CJ}$ $M_2 = 1$, and in a stationary stream, DW can be stable only in an expanding channel. The supersonic flow at $M_0 > M_j$ in the air intake is slowed down to $M < M_j$ in a minimum cross section, and then accelerates in the expanding part with an increase in the Mach number M_1 and decrease in ψ . According to (1.15) M_j is growing, but (see below) slower than M_1 . Therefore, in some section $x = x_1$ of the expanding channel equality $M_j = M_1$ will be valid, and it is possible to put DW $_{CJ}$ there. Analysis of the stability of this flow will begin, assuming after [5], that DW remains to be DW $_{CJ}$ at the displacement $x_1 = x_1(t)$ from the stationary position. Due to formulas (1.3) and (1.15) we have $M_j^2 = M_1^2(M_1^2)$ and

$$\frac{dx_1}{dt} = a(M - M_j) = a \frac{M^2 - M_j^2}{M + M_j} \approx \lambda x_1, \quad \lambda = \frac{a_1}{2M_1} \left(1 - \frac{dM_j^2}{dM_1^2} \right) \frac{dM_1^2}{dx}.$$

In the considered flow M_1 is an increasing function of x and the λ sign determines the difference in parenthesis. After performing simple calculations, we get

$$\frac{dM_j^2}{dM_1^2} = \frac{(\gamma-1)M_j^2}{[2+(\gamma-1)M_j^2]\sqrt{1+2\psi/[(\gamma+1)q^2]}} < 1. \quad (4.1)$$

At the different adiabatic exponents before and after DW $_{CJ}$, the inequality is preserved.

So, $\lambda > 0$ and the stationary flow with the DW $_{CJ}$ are unstable. Perturbed ΔB_{CJ} , becoming a over-compressed, with the same parameters of the incident flow has a greater speed than DW $_{CJ}$. The movement of the over-compressed detonation wave to the right can change the instability conclusion. On

the contrary, when the detonation wave is shifted to the left, the high velocity of the over-compressed detonation wave will confirm the correctness of this conclusion, which is quite enough. When the detonation wave moves to the left, the high velocity of the over-compressed detonation wave will confirm the correctness of this conclusion, which is quite enough. By the way, precisely because of inequality (4.1) M_1 changes more slowly than M_1 .

Since it is impossible to realize $SDE_{\psi=1}$ with DW_{CJ} , it is natural to find out whether similar stationary flows with over-compressed detonation wave are stable. For $M_0 = 4.11$, $M_1 = 2.44$, $M_2 = 0.8$, $\psi = 2$ and $q^\circ = 5$ the contours of a flat channel with such a four-inlet air inlet and a Laval nozzle with a sudden narrowing part are shown in fig. 4a. In fig. 4b shows the stationary distributions of p and M on the x axis for $x < 1.75$ and average over the cross section (from a one-dimensional calculation) for $1.75 \leq x \leq 3.5$. In the one-dimensional approximation in the minimum section of the nozzle $M = 1$.

The stability of the flow was studied numerically. At $t = 0$, the same relative perturbations p , ρ and u (pressure disturbance Δp is shown in fig. 4b) were introduced in the subsonic channel. The development of perturbations at $t > 0$ was calculated by the calculation scheme applied in section 2. The difference of the algorithm is in the selection of a moving DW - the left boundary of the calculated flow and in a uniformly moving x differential grid with a fixed right border $x = 3.5$ - the coordinate of the sudden narrowing of the nozzle. In fig. 5 are shown Δp for $t \leq 7.77$. The time t is related to L/u_0 , where $4L$ - is the incomplete length shown in fig. 4a SDE. In this example, the initial disturbance after reflections from the cross section of a sudden narrowing part of the channel and the DW then increases noticeably at $t \approx 7$ to $t = 7.77$ and almost completely disappears, demonstrating the stability of the flow under study.

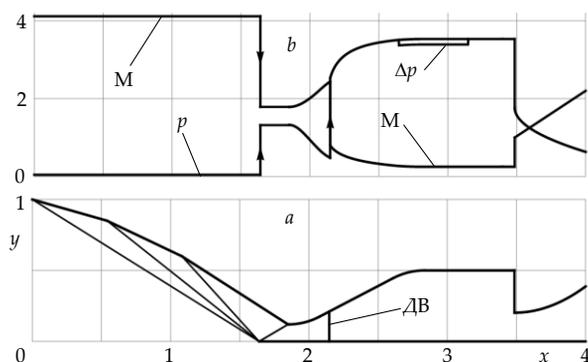


Figure 4. SDE with over-compressed DW (a) and pressure and Mach number distributions in it (b)

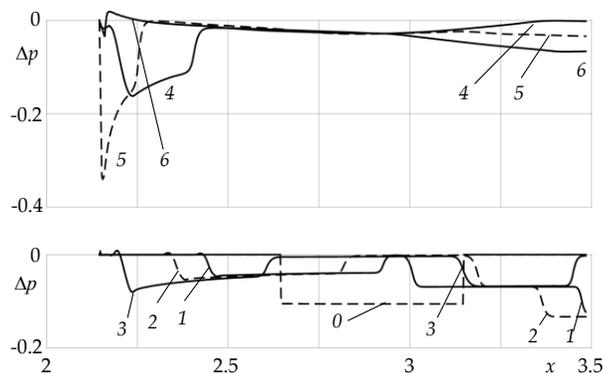


Figure 5. Pressure perturbations between the DW and the minimum nozzle section at $t = 0$ (0), 0.82 (1), 1.23 (2), 2.06 (3), 6.16 (4), 6.97 (5), 7.77 (6)

In also numerical studies of the stability of flows from a straight [6] or close to straight [7] over-compressed detonation wave, the reflection of disturbances from the output cross sections of the channels was less intense than from the sudden narrowing of the SDE nozzle, figure 4. Taking this phenomenon

into account, examples of stable stationary flows in engine-like channels with combustion in a compressed detonation wave given in this paper serve as an additional stimulus for further study of such flows.

The investigation is carried out at support of RFBR (projects 17-01-00126 and 18-31-20059).

References

1. Heiser W.H., Pratt D.T. Thermodynamic Cycle Analysis of Pulse Detonation Engines // J. of Propulsion and Power. 2002. V. 18. No. 1. P. 68-76.
2. Zeldovich Ya.B. To the Question of Energy Use of Detonation Combustion // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. No. 3. P. 588-592.
3. Kraiko A.N., Egoryan A.D. Comparison of Thermodynamic Efficiency and Thrust Characteristics of Air-Breathing Jet Engines with Subsonic Combustion and Burning in Stationary and Nonstationary Detonation Waves // AIP Conference Proceedings. V. 2027: Proceedings of the 19th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) / Ed. by Vasily Fomin. American Institute of Physics, 2018. P. 020006-1-020006-5; doi: 10.1063/1.5065084.
4. Landau L.D. and E.M. Lifshitz E.M. Fluid Mechanics. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1987.
5. Kraiko A.N. Theoretical and experimental substantiation of the concept of a pulsating engine with a detonation wave moving against a supersonic flow // Impulse detonation engines / Ed. C.M. Frolov. M.: Torus Press, 2006. P. 569-590.
6. Levin V.A., Manuylovich I.S., Markov V.V. Excitation and disruption of detonation in gases // Engineering Physics Journal. 2010. T. 83. No. 6. P. 1174-1201.
7. Zhuravskaya T.A., Levin V.A. Stability of the flow of a gas mixture with a stabilized detonation wave in a flat channel with a constriction // Fluid Dynamics. 2016. No. 4. P. 544-551.

ЭНЕРГОЕМКИЕ НАНОУГЛЕРОДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

З.А. Мансуров^{1,2}, М.К. Атаманов^{1,2}, М. Елеуов^{1,3}, М.А. Сейтжанова^{1,2}

¹РГП на ПХВ “Институт проблем горения”, Алматы, Казахстан

²Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

³Сатпаев Университет, Алматы, Казахстан

Введение

Металл-органические каркасные структуры (MOFs) – одно из интересных направлений в широкой области применения, в том числе для энергоемких материалов. Пористая кристаллическая структура привлекает все большее внимание из-за ее высокой удельной поверхности и возможности улучшения их физико-химических свойства путем внедрения металлических центров. Однако способ получения этих объемных полимеров являются дорогостоящим и многоступенчатым процессом. В связи с этим представляет интерес поиск альтернативных методов получения объемных материалов на основе многослойных графенов [1-4].

Использование графен оксидных структур в качестве энергоемких добавок может стать одним из перспективных способов для повышения эффективности высокоэнергетических ракетных топлив. Представляет интерес использования двухслойных и многослойных графеновых структур в качестве таких добавок. Перспективным, простым и экономически эффективным путем является получение многослойных графенов из рисовой шелухи (РШ) и скорлупы грецкого ореха (СГО). В институте проблем горения разработан метод синтеза многослойных графен оксидных структур (graphene oxide frameworks (GOFs)) из растительных отходов таких как рисовая шелуха или скорлупа грецкого ореха [5-10].

Материалы и методы

Были проведены исследования по разработке методов карбонизации с последующей термохимической активацией рисовой шелухи и скорлупа грецкого ореха и получен нанопористый углеродный материал, обладающий оптимальными структурными характеристиками и удельной поверхностью до 4300 м²/г. Для выявления физико-химических свойств и структурных характеристик полученные образцы были исследованы методом Рамановской спектроскопии и методом низкотемпературной физической адсорбции азота (метод БЭТ).

Для синтеза нанопористых углеродных материалов использовали СГО и РШ. Примерно 80% химического состава рисовой шелухи являются органическими компонентами (~ 22% лигнина, ~ 38% целлюлозы, ~20% гемицеллюлозы), а неорганический диоксид кремния (SiO₂) составляет приблизительно 20%. Содержание каждого из этих отдельных компонентов зависит от разнообразия риса, климатических условий и географического положения. Использование рисовой шелухи и скорлупа грецкого ореха расширит сферу их применения в качестве энергоемких добавок для повышения эффективности высокоэнергетических ракетных топлив. РШ и СГО являются отходами агроиндустрии и ежегодно возобновляемым сырьем.

Разработанная технология получения нанопористых многослойных графен оксидных структур с большой удельной поверхностью состояла в активации РШ и СГО с использованием КОН. Ранее на основе элементного анализа установлено, в активированных РШ присутствие атомов железа и кремния, а в активированных СГО хрома [7]. Все это позволяет представить многослойные графеновые структуры с включениями атомов Fe, Si и Cr. (рисунок 1) [6].

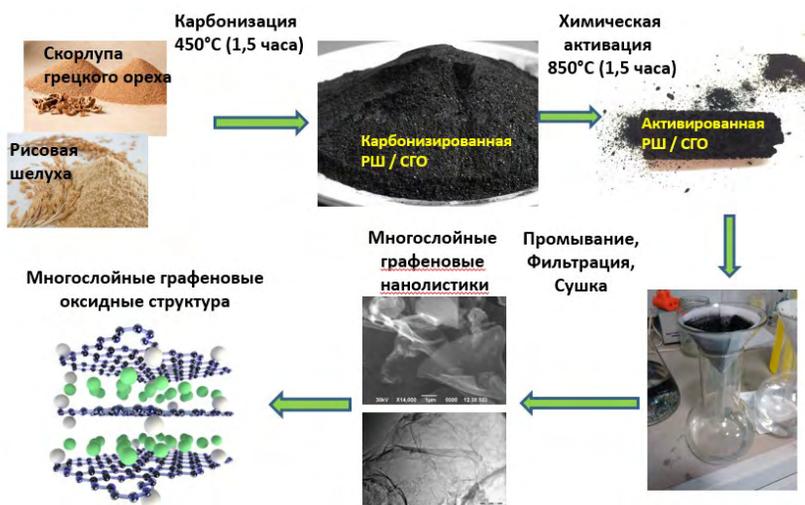


Рисунок 1. Иллюстрация процесса получения нанопористых многослойных графен оксидных структур [6]

Карбонизация проводилась при следующих параметрах: температура карбонизации 450±5°C, скорость подачи азота или аргона (чистотой 99,9%) ~0,005 л/мин, время карбонизации 90 минут. Повышение температуры в печи до 450°C осуществлялось автоматически при заданной скорости нагрева 7,5°C/мин. При достижении заданной температуры термоконтроллер поддерживал температуру 450°C в течение 90 минут. Этого времени было достаточно для карбонизации исходного материала. Было установлено, что данные параметры карбонизации обеспечивают выход материала с максимальной удельной поверхностью. В процессе карбонизации при температуре 450°C удаляются неуглеродные элементы, содержащиеся в исходной РШ и СГО, такие как азот, кислород, водород в виде летучих газообразных продуктов. Остаточные атомы углерода собираются в ароматические листы (сшитые случайным образом) и образуют свободные промежутки, которые приводят к образованию пор.

Для увеличения удельной поверхности, карбонизованную РШ и СГО подвергали процессу активации. Активация расширяет существующие поры, сжигая стенки между соседними порами и удаляя неупорядоченный углерод, который блокирует поры в карбонизованной РШ и СГО. Процесс подготовки образцов для термохимической активации состоял из следующих этапов. Карбонизованные образцы перемешивали с порошком гидроксида калия в соотношении 1:4. Полученную смесь нагревали в сушильном шкафу до температуры 150°C и выдерживали в течение двух часов, что обеспечивало хорошую пропитку карбонизованной РШ и СГО расплавленным гидроксидом калия. Качество пропитки между химическим активирующим агентом и карбонизованной РШ и СГО является одним из основных факторов, который в значительной степени влияет на массовый выход карбонизованной РШ и СГО от исходного продукта и структурную характеристику продукта.

После чего проводили процесс термической активации приготовленной смеси при температуре нагрева 850°C в течение 1,5 часов в среде инертного газа. Повышение температуры в реакторе осуществляли со скоростью 9,5°C/мин до достижения конечной температуры. Для исключения процессов окисления в реакторе поддерживалась инертная атмосфера путем подачи газообразного азота со скоростью 0,005 л/мин. После окончания процесса термохимической активации, полученные образцы промывали горячей дистиллированной водой для удаления соединений калия до достижения pH ~ 6-7. Далее образцы сушили в сушильной камере при температуре 120°C в течение 10 часов, а затем в вакуумной сушильной камере при температуре 150°C в течение 2 часов.

Результаты и обсуждение

Был проведен БЭТ анализ обработанных образцов. Стандартные расчеты по определению удельной поверхности по методу БЭТ карбонизованной РШ и СГО до активации показывают, что удельная поверхность образцов составляет от 270 до 350 м²/г. В результате проведенных исследований было выявлено, что оптимальной температурой для термохимической активации является 850±5°C и время активации 90 минут. При этих условиях образуется углеродный материал обладающий удельной поверхностью 2800 м²/г (СГО), 4300 м²/г (РШ), с удельным объемом пор – 1,1-1,8 см³/г и средним размером пор 2,6-1,7 нм. Химически активированная КРШ имеет более развитую удельную поверхность и более высокую удельную пористость по сравнению с СГО. Полученный углеродный материал имеет выдающиеся показатели удельной поверхности около 4300 м² на грамм, что сопоставимо удельной поверхностью MOFs [1].

В результате проведенных исследований была использована методика получения графеновых слоев, полученных согласно технологии, описанной в работах [5-10]. Известно, что Рамановская спектроскопия является информативным методом для исследования графена [10]. В настоящей работе количество графеновых слоев, полученные из РШ и СГО определено методом Рамановской спектроскопии. Такая методика позволяет оценить количество слоев графена, присутствие химических примесей и дефекты структуры графена (рисунок 2).

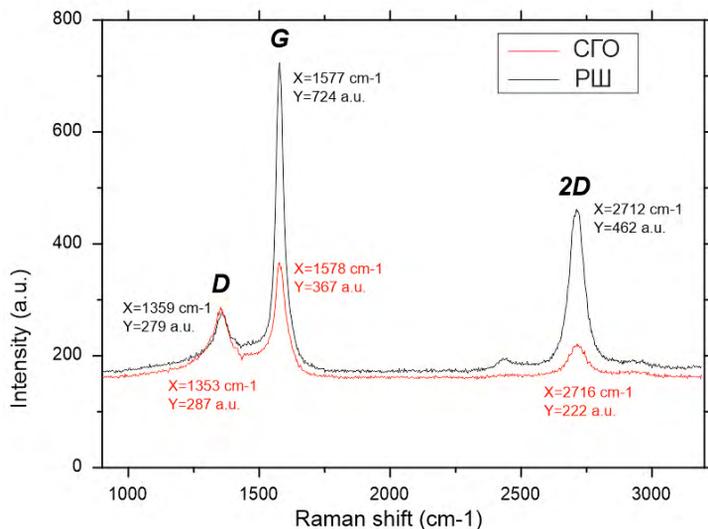


Рисунок 2. Рамановские спектры графена полученного из РШ и СГО

Раман-спектроскопия является универсальным методом для идентификации углеродных наноматериалов. В работе [12] представлены метод определения числа графеновых слоев по интенсивностям пиков I_D , I_G и I_{2D} и их отношениям, соответственно. Данные для определения числа слоев представлены в таблице 1.

Таблица 1. Значения отношений интенсивностей I_D , I_G и I_{2D} для многослойных графенов

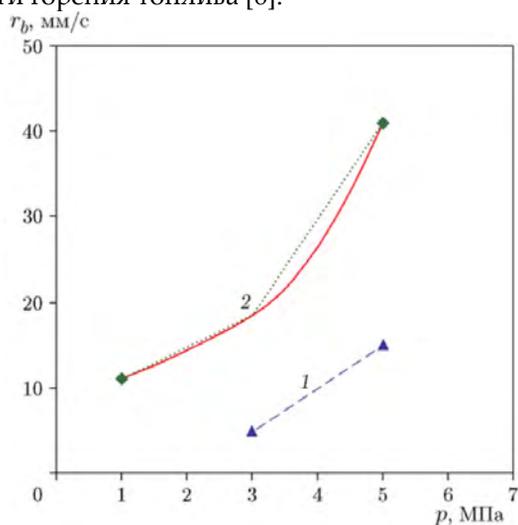
№	I_D/I_G	I_{2D}/I_G	Примечание
1	0.85	0.05	графены не образуются
2	1.5	1	2-слойные графены
3	1.29	0.55	5-слойные графены
4	1.16	0.58	4-слойные графены
5	0.62	0.65	3-слойные графены

Раман-спектры графенов, полученных из РШ показал: интенсивность пиков G и 2D свидетельствует о том, что графеновая пленка состоит из областей с четырьмя и более слоями ($I_G/I_{2D} = 1.57$ и $I_D/I_G = 0.39$). Спектральный анализ графена полученного из СГО: интенсивность пиков G и 2D свидетельствует о том, что пленка состоит из областей с мульти-слоями ($I_G/I_{2D} = 1.65$ и $I_D/I_G = 0.78$). Рамановские спектры распределения 2D указывают, что в большей мере сформированная структура состоит из многослойных графенов. На всех спектрах присутствуют D, G и 2D пики, свидетельствующие о наличии деформаций в кристаллической структуре графеновой пленки, а также механических напряжений. Детальное наблюдение спектроскопии комбинационного рассеяния показало, что полученные образы из рисовой шелухи и скорлупы грецкого ореха состояли из графеновых слоев с содержанием аморфных компонентов.

Методом дифференциального термического анализа исследовано влияние активированных углей с многослойными графенами (три и более слоев) на термическое разложение состава на основе нитрата гидроксиламмония (НГА) и карбоксиметилцеллюлозы (КМЦ). Показано, что добавка активированного угля с многослойными графенами приводит к увеличению до четырех раз скорости горения нитрата гидроксиламмония. Установлено снижение температуры и времени химической реакции до полного разложения нитрата аммония при добавке активированных углей в процессе термического разложения.

В результате проведенных экспериментов (рис. 3, а) установлено, что добавление активированного угля в смесь НГА/КМЦ приводит к увеличению скорости горения состава почти в

четыре раза: в смеси без угля $r_b=13$ мм/с при $p_0=5$ МПа, тогда как в смеси с углем $r_b=41$ мм/с при $p_0=5$ МПа. Очевидно, что активированный уголь проимитирует реакцию горения двухкомпонентного состава НГА/КМЦ. Если горение смеси НГА/КМЦ начинается лишь при $p_0=3$ МПа, то в присутствии 1% (от общей массы) активированного угля горение начинается уже при $p_0=1$ МПа. Горение образцов сопровождается ярким пламенем с выделением большого количества оранжевого дыма (диоксид азота). Горение НГА сопровождается образованием большого объема газов, состоящих преимущественно из NO , NO_2 и N_2O [13]. В ракетной технике такие вещества, как НГА, используются в газогенераторах для создания избыточного давления. Активированный уголь и многослойные графены имеют на поверхности множество реакционноспособных центров в виде пор и дефектов, свободных атомов на углах и гранях, а также характеризуются большой удельной поверхностью. Считается, что на структурных неоднородностях, дефектах и порах углерода образуются активные центры, которые промотируют химические процессы. Можно предположить, что при разложении НГА в присутствии активированных углей именно в этих центрах происходит аккумуляция тепла, что, в свою очередь, поднимает температуру всей системы. Вышеперечисленные факторы, несомненно, играют роль в увеличении скорости окисления и скорости горения топлива [6].



а



б

Рисунок 3. а) Расчет линейной скорости горения исследуемых составов в зависимости от начального давления системы: 1 — НГА/КМЦ, 2 — НГА/КМЦ + активированный уголь; б) распространение волны горения при сжигании НГА в жидкой фазе при $p_0 = 6$ МПа

Схема горения НГА с добавкой активированного угля в жидкой фазе при $p_0 = 6$ МПа представлена на рисунке 3, б. Процесс характеризуется как конвективное горение, присущее горению большинства однокомпонентных жидких топлив. В присутствии активированного угля горение протекает более бурно, образуется турбулентное пламя, а также выделяется большой объем газов. Процесс горения происходит в трех зонах (жидкость — смешанная зона, пузырьки и газ — газ). Предполагается, что при этом частицы активированного угля находятся преимущественно внутри пузырей топлива, которые формируются при нагреве НГА, где и накапливается большое количество тепла за счет химической реакции разложения топлива [6].

Заключение

В результате проведенных исследований был отработан метод карбонизации и термохимической активации исходной РШ и СГО. Полученный данным методом продукт отвечает основным требованиям по его использованию в качестве энергоемких добавок для повышения

эффективности высокоэнергетических ракетных топлив. В работе продемонстрирован простой химический подход к синтезу графена из отходов сельскохозяйственной промышленности, таких как рисовая шелуха и грецкий орех. СЭМ и ПЭМ-изображение и Рамановские пики свидетельствуют о наличии многослойных графеновых структур в образце. Подробное наблюдение спектроскопии комбинационного рассеяния показало, что полученные образы из РШ и СГО состояли из графеновых слоев с содержанием аморфных компонентов. Предполагается, что получение графен из РШ и СГО открывает возможность для применения в новых объемных материалах, вместо традиционно применяемых полимеров, и использовать их как каркасные структуры для ионов или малых кластеров оксидов металлов. Определено, что графен оксидные структуры с высокой удельной поверхностью и развитыми текстурными характеристиками при добавке от 1% являются эффективными инициаторами термического разложения нитрата гидроксиламмония и способны снижать температуру начала разложения вещества на значение в диапазоне от 40 до 100°C, а также снижать энергию активации с 110 ± 5 кДж моль до 85 ± 9 кДж/моль. Установлено увеличение линейной скорости горения нитрата гидроксиламмония до 400 мм/с (начальное давление 6 МПа).

Список литературы

1. R.Di Capua, V. Gargiulo, and M. Alfe Graphene-Like Layers from Unconventional Carbon Sources: New Perspectives on Hybrid Materials and π -system Synergisms // Eurasian Chemico-Technological Journal. 2016. Vol. 18, № 4. P. 263-274.
2. J.S. Seo, D. Whang, H. Lee, S. Im Jun, J. Oh, Y.J. Jeon and K. Kim A homochiral metal-organic porous material for enantioselective separation and catalysis // Nature. 2000. 404 (6781). P. 982.
3. G. Srinivas, J.W. Burrell, J. Ford and T. Yildirim Porous graphene oxide frameworks: synthesis and gas sorption properties // Journal of Materials Chemistry. 2011. Vol. 21 (30). P. 11323-11329.
4. J.W. Burrell, S. Gadipelli, J. Ford, J.M. Simmons, W. Zhou and T. Yildirim Graphene oxide framework materials: theoretical predictions and experimental results // Angewandte Chemie International Edition. 2010. 49 (47). P. 8902-8904.
5. M.A. Seitzhanova, D.I. Chenchik, Z.A. Mansurov, R.D. Capua Development of a method of obtaining graphene layers from rice husk // J. FUNCTIONAL NANOSTRUCTURES PROCEEDINGS. 2017. Vol. 1(3). P. 6-8.
6. З.А. Мансуров, М.К. Атаманов, Ж. Елемесова, Б.Т. Лесбаев, М.Н. Чикрадзе Новые наноуглеродные энергоемкие материалы. Физика горения и взрыва, 2019, т. 55, №4
7. Елеуов, М.А., Сейтжанова, Д.И. Ченчик, А.Т. Таурбеков, Ж.К. Елемесова, Ж.А. Супиева, З.А. Мансуров. Получение многослойных графенов из рисовой шелухи и скорлупы грецкого ореха. М.А. Горение и плазмохимия, 2018, 16- том, №1, 8 - 14 стр., 7 - стр.
8. M.A. Seitzhanova, Z.A. Mansurov, D.I. Chenchik, S. Azat, J.M. Jandosov, A.G. Galin Obtaining graphene oxide from rice husk // 3rd International Conference on Surfaces, Coatings and Nanostructured Materials, ASIA, City University of Hong Kong, Hong Kong SAR, PR, 2017. – P. 21.
9. М.А. Сейтжанова, Д.И. Ченчик, С.К. Танирбергенова, З.А. Мансуров Получение графена из рисовой шелухи // Горение и плазмохимия. 2017. Т. 15, № 3. С. 248.
10. J.M. Jandosov, N.V. Shikina, M.A. Bijsenbayev, M.E. Shamalov, Z.R. Ismagilov, Z.A. Mansurov Evaluation of Synthetic Conditions for H_3PO_4 Chemically Activated Rice Husk and Preparation of Honeycomb Monoliths // Eurasian ChemTech Journal. 2009. Vol. 11. P. 245-252.
11. R. Saito, M. Hofmann, G. Dresselhaus, A. Jorio, M.S. Dresselhaus Raman spectroscopy of graphene and carbon nanotubes. <http://www.tandfonline.com/loi/tadp20>
12. Umber Kalsoom, M. Shahid Rafique, Shamaila Shahzadi, Khizra Fatima, Rabia Shaheen. Bi- tri- and few-layer graphene growth by PLD technique using Ni as catalyst // Materials Science-Poland. 2017. Vol 35(4). P. 687-693.

13. Chehroudi B. Minimum ignition energy of the light-activated ignition of single-walled carbon nanotubes (SWCNTs) // *Combust. Flame.* — 2012. — V. 159, N . — P. 753–756. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.08.013>.

О ЗАВИСИМОСТИ ДЕТОНАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ СМЕСЕВОГО ВВ НА ОСНОВЕ ГЕКСОГЕНА ОТ СТРУКТУРЫ ВЗРЫВЧАТОГО НАПОЛНИТЕЛЯ

*М.Ю. Батьков, Д.В. Мильченко, С.Е. Гришина, Н.Н. Титова,
С.А. Вахмистров, В.А. Бурнашов, А.И. Пятойкина*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

В теории инициирования и развития детонации предложенная Боуденом [1] концепция «горячих точек» – структурных неоднородностей заряда ВВ на которых происходит концентрация энергии внешнего импульса, приводящая к локальному воспламенению ВВ, является общепризнанной. Структурные неоднородности могут быть связаны как с межзеренными (межкристаллическими) границами, так и с внутризеренными (внутрикристаллическими) дефектами. Увеличение дисперсности обычно приводит к увеличению детонационной способности ВВ [2], [3], [4]. Однако, известны и противоположные результаты [5]. Вопрос о том, какие дефекты и неоднородности в структуре заряда ВВ являются наиболее эффективными «горячими точками», остается предметом дискуссии [6], [7], как и то, какой из двух факторов - дисперсность или дефектность, является определяющим для детонационной способности заряда ВВ.

В Институте экспериментальной газодинамики и физики взрыва РФЯЦ-ВНИИЭФ активно исследуются свойства ВВ и составов на их основе, полученных способом термовакуумной перекристаллизации индивидуальных ВВ [8], основанным на сублимации ВВ в высоком вакууме с последующей конденсацией паров ВВ на подложку. При этом, формирующийся слой ВВ, в зависимости от условий процесса, может иметь различные дефекты в структуре (поры, границы раздела кристаллов) [9], [10]. В совокупности с имеющимися методами жидкостной кристаллизации это позволяет в более широких пределах варьировать дисперсность и дефектность частиц ВВ.

В настоящей работе, на примере пластичного взрывчатого состава (ВС) на основе гексогена, показано, как структура наполнителя – дефектность и дисперсность частиц ВВ – влияет на детонационную способность ВС, мерой которой можно принять величину, обратную критическому диаметру.

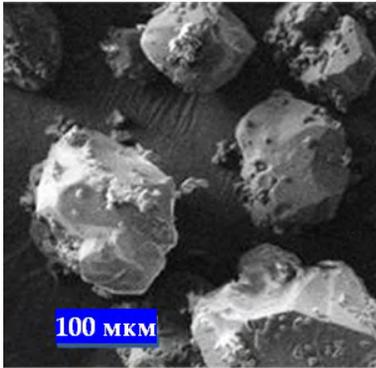
Результаты исследований

Для исследований использовали гексоген с различной дефектностью и дисперсностью.

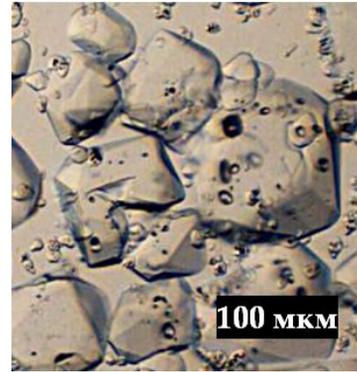
Гексоген типа 1 – продукт, изготовленный методом окислительной кристаллизации. Величина удельной поверхности частиц ($S_{уд}$), определенная по воздухопроницаемости, составила $800 \text{ см}^2/\text{г}$. Плотность частиц гексогена (ρ_{gr}), определенная пикнометрическим способом, составила $1,799 \text{ г}/\text{см}^3$, что несколько ниже плотности монокристалла гексогена ($\rho_{мкг} = 1,816 \text{ г}/\text{см}^3$) и свидетельствует о пористости (k) частиц на уровне 1 % от собственного объема. На рисунке 1 показан внешний вид (а) частиц гексогена типа 1 и их структура (б) в иммерсионной жидкости.

Частицы представляли собой отдельные кристаллы ВВ формой, близкой к равноосной, размером от 20 мкм до 100 мкм, на поверхности которых агломерированы более мелкие частицы, размером до десяти микрон. При съемке в иммерсионной жидкости (рисунок 1 б) поры в частицах отображаются в виде темных пятен. Форма пятен округлая или несколько вытянута в одном из направлений. Размер пор в плоскости снимка лежит в диапазоне от единиц до десятков

микрометров. Видимое количество пор в одной крупной (размерами около 100 мкм) частице составляло один – два десятка, а их удельный объем ($V_{\text{пор}}$ - разница между фактическим удельным объемом частиц и удельным объемом монокристалла) составил $\sim 4 \text{ мм}^3/\text{г}$. С уменьшением размера частиц относительное количество пор в частицах уменьшается.



а

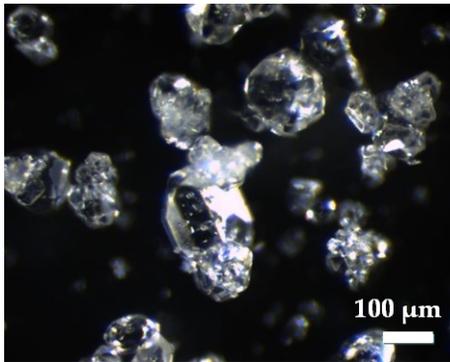


б

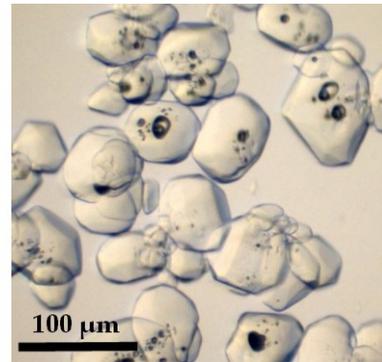
Рисунок 1. Гексоген типа 1

Гексоген типа 2 был получен путем перекристаллизации гексогена типа 1 из водно-ацетонового раствора с добавкой растворителя. Величина удельной поверхности частиц составляла $1200 \text{ см}^2/\text{г}$, а их пикнометрическая плотность – $1,797 \text{ г}/\text{см}^3$. Пористость частиц составляла $\sim 1 \%$, а удельный объем пор $\sim 6 \text{ мм}^3/\text{г}$.

Вид частиц гексогена типа 2, в том числе в иммерсионной жидкости, показан на рисунке 2. Внешне частицы имели форму, близкую к равноосной, их размер лежал в диапазоне от единиц до нескольких десятков микрометров, но в среднем был несколько меньше, чем в типе 1. Как видно из рисунка 2 б, количество пор в частицах гексогена типа 2 единичное, меньше, чем в типе 1, но размер пор больше, в плоскости снимка достигает нескольких десятков микрометров.



а



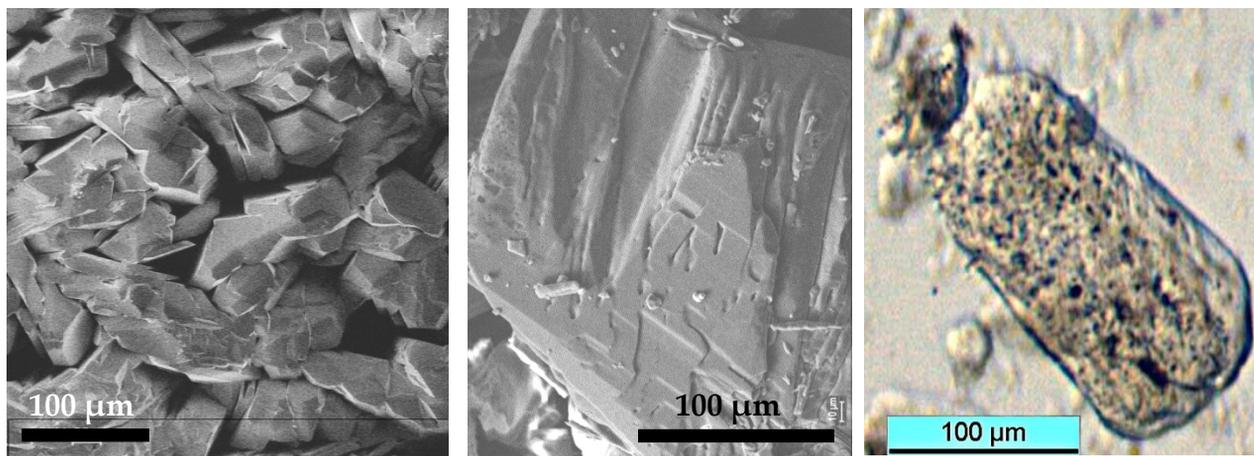
б

Рисунок 2. Гексоген типа 2

Гексоген типа 3 был получен путем термовакuumной перекристаллизации [8] гексогена типа 1. Размер кристаллов гексогена в слое на подложке после перекристаллизации составлял от 40 мкм до 100 мкм (рисунок 3 а). После снятия гексогена с подложки и измельчения, полученные частицы представляли собой как отдельные кристаллы и их обломки, размерами от единиц микрометров, так и поликристаллы размером до 300 мкм (рисунок 3 б). Часть мелких обломков агломерировалась на поверхности более крупных частиц. Величина удельной поверхности частиц измельченного гексогена типа 4 составила $1300 \text{ см}^2/\text{г}$, а пикнометрическая плотность – $1,790 \text{ г}/\text{см}^3$, что соответствует пористости частиц на уровне 1,5 % и удельному объему пор $\sim 8 \text{ мм}^3/\text{г}$.

В иммерсионной жидкости (рисунок 3 б) видно, что количество пор в гексогене типа 4 существенно больше, чем в предыдущих типах. Так, количество пор на площади $(100 \times 100) \text{ мкм}^2$

в плоскости снимка может достигать сотни, при этом размер пор лежит в диапазоне от единиц до примерно двадцати микрометров.



а

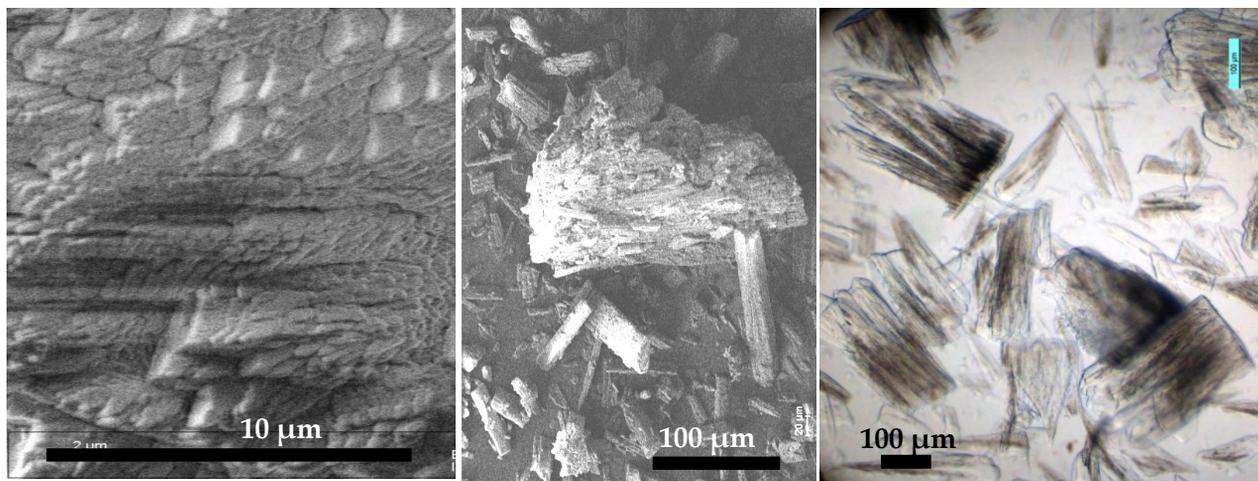
б

в

Рисунок 3. Гексоген типа 3

Гексоген типа 4 также был получен методом термовакuumной перекристаллизации, но отличался от гексогена типа 3 условиями осаждения паров сублимированного ВВ. В результате этого на подложке сформировался наноструктурированный поликристаллический слой, состоящий из кристаллов, размер которых, хотя бы по одному направлению, составлял от 200 нм до 800 нм (рисунок 4 а). Неотъемлемой характеристикой такого слоя является высокая концентрация границ раздела кристаллов, достигающая $400 \text{ м} / \text{см}^2$ [10].

После измельчения частицы гексогена представляли собой поликристаллы, состоящие из большого числа кристаллов (рисунок 4 б). Размер частиц находился в широких пределах от единиц до ~ 300 микрометров. Частицы размером менее 100 мкм были вытянуты в соответствии с ориентацией кристаллов, при этом соотношение длины к размерам основания могло достигать 10/1. Величина удельной поверхности гексогена типа 4 составляла $2500 \text{ см}^2 / \text{г}$, а пикнометрическая плотность - $1,750 \text{ г} / \text{см}^3$, что соответствовало пористости частиц на уровне 4 % и объему пор $\sim 20 \text{ мм}^3 / \text{г}$.



а

б

в

Рисунок 4. Гексоген типа 4

Как видно из фотографии частиц гексогена типа 4 в иммерсионной жидкости (рисунок 4 в), плотность дефектов в структуре гексогена типа 4 существенно больше, чем у ранее рассмотренных

типов ВВ – практически вся внутренняя область частиц занята дефектами. При этом дефекты имеют внешний вид, отличающийся от ранее рассмотренных пор, поскольку дефектами являются границы раздела между кристаллами толщиной ~ 100 нм.

На основе гексогена каждого типа был изготовлены взрывчатые составы, обозначенные соответственно как ВС 1, ВС 2, ВС 3 и ВС 4, и содержащие, кроме наполнителя, около 10 % пластичного полимерного связующего. Из составов по различным технологическим режимам формования, обеспечивающим различную конечную дисперсность наполнителя, были изготовлены прутки.

Часть изготовленных прутков была использована для определения плотности ($\rho_{ВС}$) и детонационных свойств ВС: скорости детонации (D) и критического сечения (S_k) в прутке с поворотами [11]. Значение критического сечения, определенное в прутке с поворотами, было пересчитано в критический диаметр (d_k) по формуле:

$$d_{кр} = 1,6 \times \frac{a \cdot b}{a+b}, \quad (1)$$

где a и b два размера критического сечения.

Из части прутков ВС гексоген был извлечен путем растворения полимерного связующего. У извлеченного гексогена была определена структура и измерена удельная поверхность. Полученные результаты обобщены в таблице 1.

Таблица 1.

Тип ВС	$S_{уд}$, см ² /г	ρ_g , г/см ³	кг, %	$V_{пор}$, мм ³ /г	$S_{уд, извл.}$, см ² /г	$\rho_{ВС}$, г/см ³	$D_{ВС}$, км/с	$d_{кр}$, мм
ВС 1	800	1,799	~ 1	4	1400	1,61	8,30	1,7
ВС 2	1200	1,797	~ 1	6	3000	1,61	8,30	2,7
					3800	1,61	8,30	2,4
ВС 3	1300	1,790	~ 1,5	8	3100	1,59	8,25	1,2
					4000	1,56	8,15	1,5
ВС 4	2500	1,750	~ 4	20	4200	1,57	8,15	0,7
					7800	1,52	8,10	0,7

Обсуждение результатов

Из результатов, представленных в таблице 1, можно отметить разнонаправленную динамику изменения детонационной способности взрывчатых составов при изменении дисперсности гексогена.

Так, в ВС 2 наблюдается «классическая» (по [2], [3]) картина: с увеличением дисперсности гексогена типа 2 на ~ 25 % детонационная способность ВС 2 увеличивается. Плотность состава и скорость его детонации остаются неизменными. Однако, критический диаметр у ВС 2 в ~ 1,5 раза меньше, чем у ВС 1, дисперсность гексогена в котором в 2,1 – 2,7 раза меньше.

У гексогена типа 3 увеличение дисперсности на ~ 30 % приводит к обратному эффекту – критический диаметр ВС 3 увеличивается на ~ 25 %. Однако, в данном случае, как можно видеть из таблицы 1, параллельно со снижением детонационной способности снижаются плотность и скорость детонации ВС 3, что явно свидетельствует о появлении дополнительной пористости в составе, по всей видимости, из-за нехватки связующего. При этом детонационная способность ВС 3 остается выше, чем у ВС 1, и существенно выше, чем у ВС 2, имеющего аналогичную конечную дисперсность наполнителя.

Еще более низкая плотность ВС 4 обусловлена как большей пористостью наполнителя, так и некоторой пористостью ВС. При дальнейшем увеличении дисперсности наполнителя нехватка связующего существенно сказывается на плотности и скорости детонации ВС 4, не оказывая

заметного влияния на детонационную способность. При этом, как видно из таблицы 1, детонационная способность ВС 4 оказалась самой высокой из рассмотренных составов.

Полученные результаты можно объяснить, если предположить, что пористость частиц наполнителя является существенным фактором, определяющим детонационную способность ВС.

При изучении гексогена, извлеченного из деталей ВС, было установлено, что в зависимости от условий формования заряда величина его удельной поверхности увеличилась в 2 – 4 раза, при этом разрушение частиц, как и следует ожидать, происходит по местам наименьшей прочности – дефектам в структуре (порами и границам раздела кристаллов), а для сильно вытянутых частиц – по направлению действия наибольшего изгибающего момента. Это может изменять структуру наполнителя.

Так, после формования деталей из ВС 2 количество частиц гексогена с порами уменьшилось, как и количество пор в частицах (рисунок 5 а). То есть, полученное ВВ оказалось почти бездефектным, и из-за этого, по всей видимости, состав ВС 2 оказался с самым низким, из рассмотренных, уровнем детонационной способности. (В работе [5] данный эффект назван переизмельчением ВВ). Из-за бездефектности единственным фактором, определяющим детонационную способность ВС 2, осталась дисперсность наполнителя, что и проявилось на практике – с ростом дисперсности детонационная способность ВС 2 увеличилась (таблица 1).

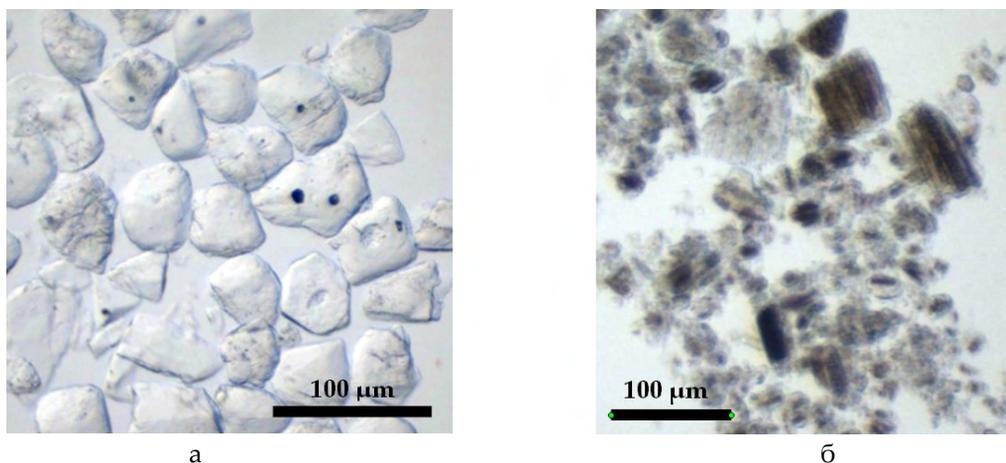


Рисунок 5. Гексоген, извлеченный из деталей: а – ВС 2, б – ВС 4

В гексогене типа 1 удельный объем пор в 1,5 раза меньше, чем в типе 2, но их распределение по объему частиц, по всей видимости, более оптимальное – количество пор больше, хотя их размер и меньше. Это, в совокупности с несильным измельчением гексогена типа 1 при формовании ВС, позволило сохранить пористость частиц. Из сравнения результатов испытаний составов ВС 1 и ВС 2 следует, что малопористый наполнитель с меньшей в ~ 2,5 раза удельной поверхностью обеспечил ВС 1 более высокий уровень детонационной способности, чем более дисперсный, но бездефектный гексоген типа 2 в ВС 2.

Увеличение пористости гексогена типа 3 до 1,5 % и равномерное распределение пор небольших размеров по объему частиц (рисунок 3б) обеспечило ВС 3 существенное улучшение детонационной способности, по сравнению с ВС 2, содержащим наполнитель той же дисперсности: критический диаметр составил 1,2 мм – 1,5 мм вместо 2,4 мм – 2,7 мм у ВС 2.

При увеличении дисперсности наполнителя до 4000 см²/г в ВС 3 проявилась нехватка связующего, что привело к снижению плотности и скорости детонации состава. Наблюдаемое в этом случае снижение детонационной способности ВС 3 может быть обусловлено как снижением концентрации ВВ в единице объема, так и сменой механизма горения частиц наполнителя – с очагового, обусловленного развитием реакции в «горячих точках», на поверхностное (в терминологии Апина А.Я. [13], в терминологии Эйринга «горение зерен» [14]), обусловленное появлением пустот и воспламенением частиц с поверхности, по аналогии с зарядами прессованных индивидуальных ВВ. При этом фактическая детонационная способность ВС 3 остается высокой.

Еще лучшая детонационная способность наблюдается в ВС 4 с наноструктурированным гексогеном типа 4 с пористостью наполнителя около 4 % и большим числом дефектов структуры субмикронного масштаба. Как видно из рисунка 5б, количество дефектов в структуре данного гексогена не изменяется с уменьшением размера частиц в процессе формирования заряда из ВС.

При увеличении дисперсности гексогена типа 4 до 7800 см²/г плотность состава ВС 4, как и скорость детонации, уменьшились, из-за нехватки связующего, но детонационная способность ВС 4 осталась на прежнем уровне. Это свидетельствует о том, что снижение концентрации ВВ и возможная смена механизма горения ВВ нивелируются увеличением скорости сгорания ВВ, то есть проявляется «классическая» картина – относительная детонационная способность ВС с увеличением дисперсности наполнителя повышается.

Выводы

Результаты представленной работы показывают, что пластичный взрывчатый состав на бездефектном гексогене с дисперсностью (3000-3800) см²/г в каналах с поворотами обладает в ~1,5 раза худшей детонационной способностью, чем состав на гексогене с более низкой дисперсностью 1400 см²/г, но имеющим поры в частицах на уровне 1 % от объема.

Установлено, что увеличение дисперсности наполнителя не позволяет существенно улучшить детонационную способность ВС, поскольку, с одной стороны, с ростом величины удельной поверхности наполнителя проявляется нехватка связующего, приводящая к повышению пористости заряда в целом, то есть снижению концентрации ВВ, а с другой – с уменьшением размера частиц количество дефектов в них снижается.

С увеличением дефектности гексогена детонационная способность ВС улучшается, даже несмотря на увеличение пористости ВС, то есть снижение концентрации ВВ. Показано, что пористость частиц наполнителя, по крайней мере, в диапазоне от 1 % до 4 %, в большей степени влияет на детонационную способность ВС, чем дисперсность наполнителя (в диапазоне от 1000 см²/г до 8000 см²/г) и пористость заряда (до 6 %).

Установлено, что как внутрикristаллические поры микронного размера, так и субмикронные границы раздела кристаллов в поликристаллической частице эффективно повышают детонационную способность ВС. При этом, важным условием является распределение дефектов (пор) по объему частицы, их количество должно быть как можно больше, а распределение более равномерным. Единичные поры могут быть разрушены в процессе формирования заряда ВВ. К тому же, из результатов численного анализа известно [12], что единичная пора не может быть эффективной «горячей точкой» из-за быстрого остывания.

Из полученной зависимости критического диаметра от дефектности частиц наполнителя, в рамках теории детонации ЗНД следует, что наличие дефектов в структуре частиц ВВ приводит к уменьшению времени реакции за фронтом детонационной волны в ВС. При скорости распространения фронта детонации ~ 8 мкм/нс и ожидаемом времени реакции от пика Неймана до точки Жуге в несколько десятков наносекунд очевидно, что дефекты, расположенные друг от друга на расстоянии нескольких микрометров, будут выделять энергию практически одновременно, тем самым увеличивая температуру и создавая большую область воспламенения. Таким образом, наблюдаемый эффект обусловлен тем, что дефекты в структуре наполнителя играют роль центров реакции из-за более высокой скорости горения, а их высокая концентрация обеспечивает мощный интегральный эффект в виде существенного повышения детонационной способности ВС.

Показано, что использование наноструктурированных поликристаллических частиц в качестве наполнителя позволяет существенно улучшить детонационную способность ВС. Эффект достигается благодаря наличию в таких частицах границ раздела между нанокристаллами, являющихся эффективными «горячими поверхностями» и имеющими высокую концентрацию.

Показано, что переработка ВВ по термовакuumной технологии позволяет в широких пределах варьировать дефектность частиц наполнителя ВС и, тем самым, эффективно регулировать детонационную способность ВС.

Заключение

Проведено исследование влияния структуры наполнителя на детонационную способность смесового взрывчатого состава.

Показано, что увеличение дисперсности наполнителя не однозначно влияет на детонационную способность пластичного ВС.

Показано, что высокая концентрация в частицах наполнителя внутрикристаллических пор микронного размера и субмикронных границ раздела кристаллов существенно повышает детонационную способность ВС. Поэтому, использование наноструктурированных поликристаллических частиц в качестве наполнителя позволяет существенно улучшить детонационную способность ВС.

Установлено, что в процессе изготовления заряда из ВС структура как наполнителя, так и заряда в целом могут изменяться, что может приводить к изменению детонационной способности ВС.

Показано, что переработка ВВ по термовакуумной технологии позволяет в широких пределах варьировать дефектность частиц наполнителя ВС и, тем самым, эффективно регулировать детонационную способность ВС.

Список литературы

- 1 Ф. Боуден, А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких ВВ // М.: ИЛ, 1955.
- 2 Под ред. Л.П. Орленко. Физика взрыва. Том 1. Издание третье // М., ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 3 Под ред. К.П. Станюковича. Физика взрыва. Издание второе // М. Наука, 1975.
- 4 А.А. Котомин, С.А. Душенок, А.С. Козлов. Критические диаметры детонации гетерогенных взрывчатых систем // Химическая физика энергонасыщенных систем // Известия СПбГИ (ТУ), т.21, 2013.
- 5 А.Я. Апин. О переизмельчении взрывчатых веществ // Проблемы химической кинетики, горения и взрывов. Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 1. Кн. 1. – 1947.
- 6 В.С. Соловьев. Некоторые особенности ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ // ФГВ, т.36, № 6, 2000.
- 7 В.М. Бельский. Микроструктура твердых взрывчатых веществ и их ударноволновая чувствительность // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды международной конференции XIII харитоновские тематические научные чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011.
- 8 Д.В. Мильченко, В.А. Губачев, А.Л. Михайлов, и др. Способ получения тонкослойных зарядов взрывчатых веществ. Патент РФ № 2582705, приоритет от 16.01.2015 г, опубликовано 27.04.2016.
- 9 Д.В. Мильченко, В.А. Губачев, Л.А. Андреевских и др. Наноструктурированные ВВ, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств // ФГВ, № 1, 2015.
- 10 М.Ю. Батьков, Л.И. Липенкова. Разработка способа неразрушающего контроля детонационных свойств ВВ-ТТ. XVIII всероссийская научно-практическая конференция «Дни науки – 2018» 70 лет ФГУП «ПО МАЯК»: Том.1. Материалы конференции. Озерск, 18- 22 апреля 2018 – Озерск: ОТИ НИЯУ МИФИ, 2018.
- 11 Взрывчатые вещества: учебное издание / Под общей ред. Р.И. Ильяева / Т.2 Взрывчатые вещества. Основные свойства. Технология изготовления и переработки / Под ред. Л.В. Фомичевой. Саров: РФЯЦ- ВНИИЭФ, 2007.
- 12 Ч. Мейдер. Численное моделирование детонации. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985.
- 13 А.Я. Апин, Л.Н. Стесик. Критические диаметры порошкообразных взрывчатых веществ // Физика взрыва. Сборник № 3 экспериментальных научно-исследовательских работ в области физики взрыва. АН СССР, 1955.
- 14 H.Eyring, R.E.Powell, G.H.Duffrey, R.B.Darling. Chemical Review, 45, 69, 1949.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО ЖИДКОФАЗНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ПЛАСТИФИЦИРОВАННОГО ТЭНА

П.С. Белухина, С.А. Вахмистров, С.Э. Гребенникова, Н.А. Мирошниченко,
Д.А. Кащеев, А.А. Старостина, Ю.В. Шейков

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Анализ обширного экспериментального материала, полученного с 1999 года в ИФВ, по результатам исследований кинетики разложения ВВ тэн, высокодисперсного и пластифицированного тэна, выполненных с применением манометрического метода, показал, что при температуре близкой к температуре плавления ВВ тэн (135 °С) энергия активации термического разложения (E) этих ВВ укладывается в доверительный интервал 36600-38300 кал/моль ($P=0,95$), а разброс значений константы скорости разложения (K) составляет от $1,02 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ до $22,1 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ (коэффициент вариации энергии активации $\sigma_E \sim 1,1 \%$; вероятность принятия гипотезы соответствия нормальному закону распределения по критерию $\chi^2 > 0,95$).

Кинетика термического разложения пластифицированного тэна в жидкой фазе менее изучена. При этом для интервала температур от 140 °С до 170 °С получены значения энергии активации в диапазоне от 34600 кал/моль до 35700 кал/моль [1].

Основной целью настоящей работы является получение новых данных о кинетике термораспада пластифицированного тэна при температурах, превышающих температуру плавления его основного компонента.

Кинетические параметры термораспада пластифицированного тэна рассчитывали по двум применяющимся в практике методикам:

- описание процесса термического разложения пластифицированного тэна одностадийной реакцией первого порядка (до степени превращения $\sim 10\%$);
- описание процесса полного разложения пластифицированного тэна реакцией обобщенного автокатализа.

Обработку данных и моделирование проводили с использованием программного обеспечения «Thermal Safety Software» (TSS, «Химинформ», г.С.-Петербург) [2].

1 Постановка эксперимента

Исследования проводили с использованием манометрического метода. Нагрев ВВ осуществляли в герметичных стальных первичных преобразователях (ПП) измерительно-вычислительного комплекса (ИВК) типа «Вулкан» [1]. Реакционный объем (V_f) ПП составляет 28 см³, степень его заполнения ВВ $\sim 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$, остаточное давление в ПП 5–10 мм.рт.ст.

Подготовленные ПП с ВВ помещали в предварительно нагретый до заданной температуры термостат и подвергали нагреву при температурах 150 °С, 160 °С и 170 °С в течение 300 минут. В экспериментах получали данные по изменению давления в реакционной камере первичного преобразователя ИВК при разложении ВВ – $P_i=f(t)$. Для каждой из указанных температур проведено восемь параллельных экспериментов.

На рисунке 1, в качестве примера, представлены фрагменты кривых зависимости изменения температуры и давления от времени на начальной стадии разложения пластифицированного тэна при $T=150 \text{ °С}$ (t_{st} - время выхода температуры образца на заданный режим).

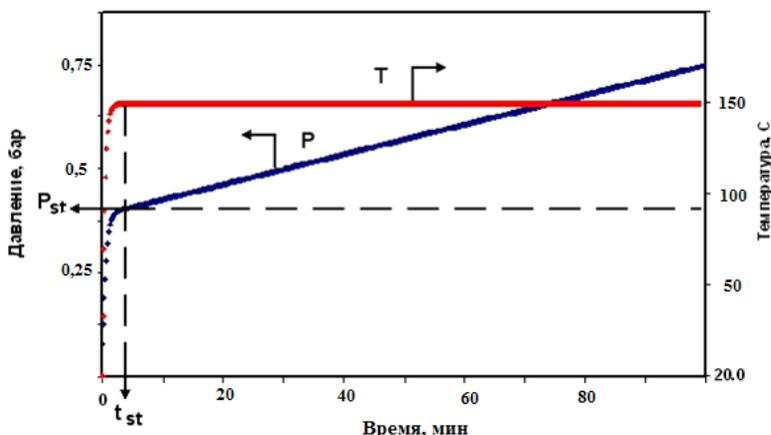


Рисунок 1. Фрагменты кривых зависимости изменения температуры и давления от времени на начальной стадии разложения пластифицированного тэна при 150 °С

Первичный массив экспериментальных данных: моменты времени сбора данных (t_i), значения температуры (T_{i, \dots, t_n}) на момент времени и значения давления (P_{i, \dots, t_n}) на момент времени использовали для расчета конечного удельного газовыделения при разложении ВВ в эксперименте – G_{tn} (1) (см. табл.2) и кинетических параметров процесса термораспада ВВ.

$$G_{tn} = P_{tn} \times \frac{V_f}{R \times T \times M_s} \quad (1)$$

где: P_{tn} – конечное давление газофазных продуктов в эксперименте;

T – температура;

R – универсальная газовая постоянная;

M_s – начальная масса образца.

2 Расчет кинетических параметров термического разложения при степени превращения до ~ 10%

Для расчета кинетических параметров термического разложения при степени превращения до ~10% экспериментально полученные исходные зависимости $P_t = f(t)$ преобразовывали в зависимость объема газообразных продуктов от времени $V_t^n = f(t)$.

Исходя из допущения, что ВВ в расплаве на начальной стадии термического разложения представляет собой квазиоднокомпонентную гомогенную реакционную смесь, процесс термораспада описывали одностадийной моделью первого порядка:

$$\frac{d\alpha}{dt} = r = k_0 e^{-\frac{E}{RT}} (1 - \alpha), \quad (2)$$

где α – степень превращения вещества;

T – температура;

R – универсальная газовая постоянная;

k_0 – предэкспоненциальный множитель.

Определив степень превращения ВВ α_t , как отношение объема выделившихся газов (V_t^n) в момент t к объему полного разложения (V_c^n – определяется экспериментально):

$$\alpha_t = V_t^n / V_c^n, \quad (3)$$

на кинетической кривой (2) выбирали участок, соответствующий ~10% разложения ВВ. Выбор данной степени разложения обусловлен быстрым ростом давления на начальном этапе нагрева ВВ в исследованном диапазоне температур и, соответственно, недостаточным количеством экспериментальных точек зависимости $V_t^n = f(t)$ при меньших значениях α_t .

Кроме того, выбор степени разложения ВВ ~ 10% обоснован тем, что согласно [3], степень разложения ВВ в постановке эксперимента, достигаемая к моменту начала самоускоряющейся реакции, может составлять 5 - 10%.

Полученные данные обработаны с использованием метода наименьших квадратов в координатах $\ln(V_c^n / (V_c^n - V_t^n)) - t$. Наклон прямой в этих координатах соответствует величине константы скорости реакции термического разложения (K). Используя постоянное значение предэкспоненты, полученное из данных ИК-спектроскопии по уравнению: $k_0 = v_{вк} = \lambda_{см}^{-1} \cdot C_{см/c}$, и определенное в эксперименте значение K из уравнения Аррениуса, рассчитывали E .

$$E = -RT \ln(K / k_0), \quad (4)$$

В таблице 1 представлены результаты расчета (средние значения из восьми экспериментов) для каждой из исследованных температур.

Таблица 1. Кинетические параметры одностадийной реакции первого порядка разложения пластифицированного тэна, обеспечивающие наилучшее описание манометрических экспериментальных данных при температурах 150 °С, 160 °С, 170 °С при степени превращения до ~ 10%

Параметр	Размерность	Значение параметра при температуре		
		150	160	170
$k_0 = \text{const}$	1/с	4,95 · 10 ¹³		
E	кал/моль	34900	35200	35550
K	1/с	4,7 · 10 ⁻⁵	8,5 · 10 ⁻⁵	1,5 · 10 ⁻⁴

Зависимость представленных в таблице 1 значений кинетических параметров термического разложения от температуры в исследованном диапазоне описываются уравнениями:

$$\ln K_{150-170} = -10,873 \cdot 1000/T + 15,739,$$

$$E_{150-170} = 30T + 30400$$

3 Расчет кинетических параметров полного разложения пластифицированного тэна

При создании кинетической модели (КМ) жидкофазного термораспада пластифицированного тэна использовали специально разработанное ПО, предназначенное для обработки кинетических кривых по газовыделению, являющееся составной частью универсального испытательного стенда по определению термической стойкости ВВ. Отклики $P(t)$ преобразованы в отклики удельного газовыделения $G(t)$ [4].

Скорость протекания разложения ВВ описывали одностадийной реакцией обобщенного автокатализа (5),

$$r = k_0 e^{-E/RT} (1 - \alpha)^{n1} (z(T) + \alpha^{n2}), \quad (5)$$

$$\text{где } z(T) = z_0 \exp(-E_z/RT) \quad (6),$$

z_0 – автокаталитическая константа

E_z – энергия активации автокатализа

Дополнительно вводили параметр G_m , рассчитанный по формуле (1).

Расчет параметров реакции, представленной уравнением (5), проводили с применением методов нелинейной оптимизации в сочетании с методами численного решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений, заложенных в программный модуль для расчёта кинетики термораспада, входящий в состав TSS [5].

В процессе счета отыскивали такие значения параметров, которые обеспечивают наилучшее описание всей совокупности экспериментальных данных (по восемь экспериментов для каждой из исследованных температур).

В результате параметрической идентификации реакции обобщенного автокатализа термического разложения пластифицированного тэна, в условиях проведенных экспериментов, найдены значения кинетических параметров (представлены в таблице 2), при которых обеспечивается наилучшее описание экспериментальных кривых.

Таблица 2. Параметры КМ термического разложения пластифицированного тэна, обеспечивающие наилучшее описание манометрических экспериментальных данных при температурах 150 °С, 160 °С и 170 °С

Параметры	Размерность	Значения параметров при температуре T , °С		
		150	160	170
k_0	1/с	$2,34 \cdot 10^{14}$	$4,68 \cdot 10^{13}$	$3,99 \cdot 10^{14}$
E	кал/моль	35281	33393	35167
$n1$	-	1,70	1,96	2,11
$n2$	-	0,7113	0,8390	1,12
z_0	-	-0,16	1,00	0,05
Ez	кал/моль	-24,59	2257	$4,53 \cdot 10^{-17}$
G	моль/кг	9,96	9,62	9,29

На рисунках 2 – 4 приведены результаты моделирования манометрических откликов с параметрами, представленными в таблице 2. Точками изображены экспериментальные данные, сплошной линией – расчетная кинетическая кривая, описывающая весь экспериментальный массив.

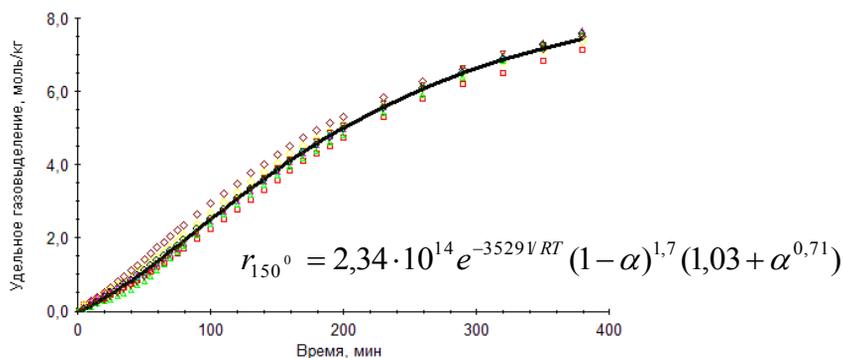


Рисунок 2. Описание манометрического отклика термического разложения пластифицированного тэна при температуре 150°С разработанной КМ термораспада

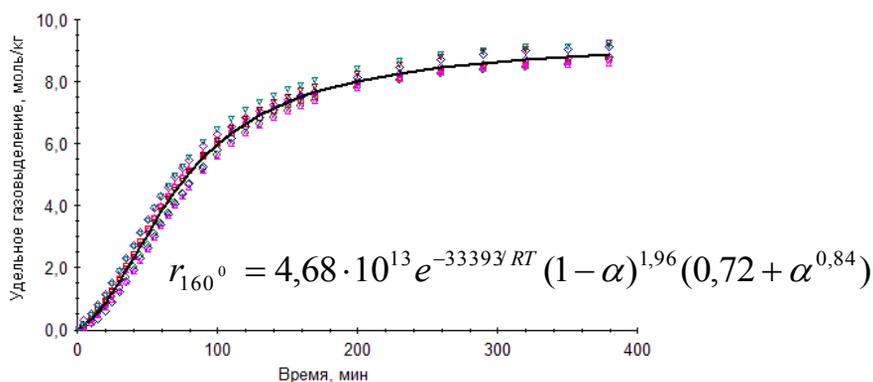


Рисунок 3. Описание манометрического отклика термического разложения пластифицированного тэна при температуре 160 °С разработанной КМ термораспада

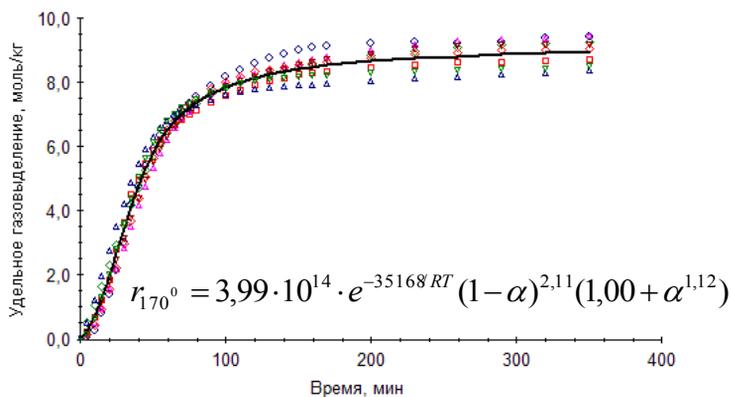


Рисунок 4. Описание манометрического отклика термического разложения пластифицированного тэна при температуре 170 °С разработанной КМ термораспада

Как видно из рисунков 2 – 4, массив экспериментальных данных хорошо описывается реакцией обобщенного автокатализа с параметрами, приведёнными в таблице 2. При этом максимальные отклонения экспериментальных значений $G(t)$ от расчетных для температур 150 °С, 160°С и 170°С составляют 0,4 моль/кг, 0,5 моль/кг и 0,8 моль/кг соответственно, и значения кинетических параметров термораспада близки, поэтому предпринята попытка описать экспериментальные кривые полного разложения ВВ, полученные манометрическим методом, во всём исследованном интервале температур реакцией автокатализа с одним набором параметров. Значения кинетических параметров, унифицированных для диапазона 150 °С - 170°С, приведены в таблице 3.

Таблица 3. Параметры реакции обобщенного автокатализа термораспада пластифицированного тэна, обеспечивающие описание манометрических экспериментальных данных в температурном диапазоне от 150 °С до 170 °С

Параметры	Размерность	Значения параметров
k_0	1/с	$1,08 \cdot 10^{16}$
E	кал/моль	37915,17
n_1	–	2,01
n_2	–	1,24
z_0	–	0,99
Ez	кал/моль	-11179,07
G	моль/кг	9,65

Результат описания манометрического отклика термического разложения пластифицированного тэна в температурном диапазоне от 150 °С до 170 °С реакцией обобщенного автокатализа с унифицированными параметрами представлен на рисунке 5.

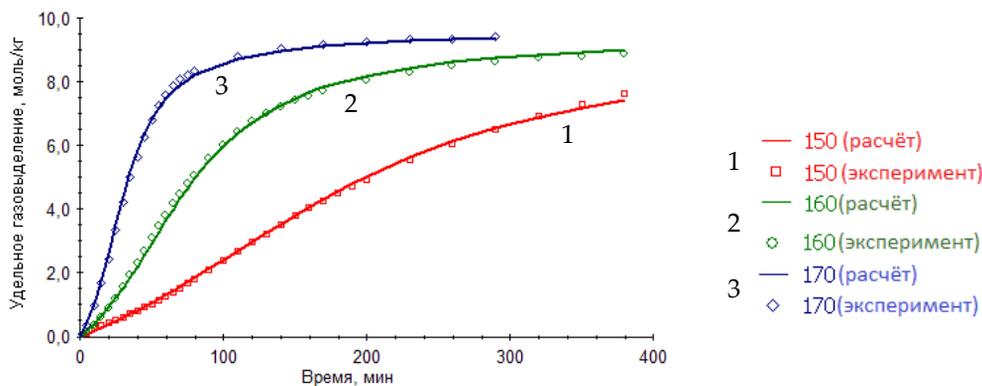


Рисунок 5. Описание манометрических откликов термического разложения пластифицированного тэна в температурном диапазоне от 150 °C до 170 °C реакцией обобщенного автокатализа.

Как видно из данных, представленных на рисунке 5, кривые удельного газовыделения хорошо описываются одностадийной реакцией обобщенного автокатализа с унифицированными для диапазона температур от 150 °C до 170 °C параметрами (см. табл. 3).

4 Верификация кинетической модели термораспада пластифицированного тэна

Оценку достоверности рассчитанных параметров реакции автокатализа, полученных на основе данных по полному разложению пластифицированного тэна при постоянных температурах в диапазоне 150 °C – 170 °C, выполняли двумя способами:

1. Моделирование экспериментов с отличающимися режимами нагрева: по результатам ранее проведенных ДСК экспериментов по термическому разложению пластифицированного тэна с использованием дифференциального-сканирующего калориметра в условиях линейного нагрева при скоростях 3 °C/мин и 10 °C/мин.

2. Моделирование экспериментов по нагреву ВВ при условиях, аналогичных экспериментам, на основе которых разработана КМ термораспада ВВ (при $T=\text{const}$).

Верификация КМ термораспада пластифицированного тэна на основании экспериментов с неизотермическими режимами нагрева.

В расчет, кроме разработанной КМ, вводили данные по общему тепловому эффекту (Q), взятые из ДСК-экспериментов: $Q=2980$ кДж/кг. Наблюдение за описанием реакции термораспада пластифицированного тэна в условиях ДСК-экспериментов выбранной КМ осуществляли по интегральному и дифференциальному откликам тепловыделения при термическом разложении ВВ (см. рисунки 6 и 7).

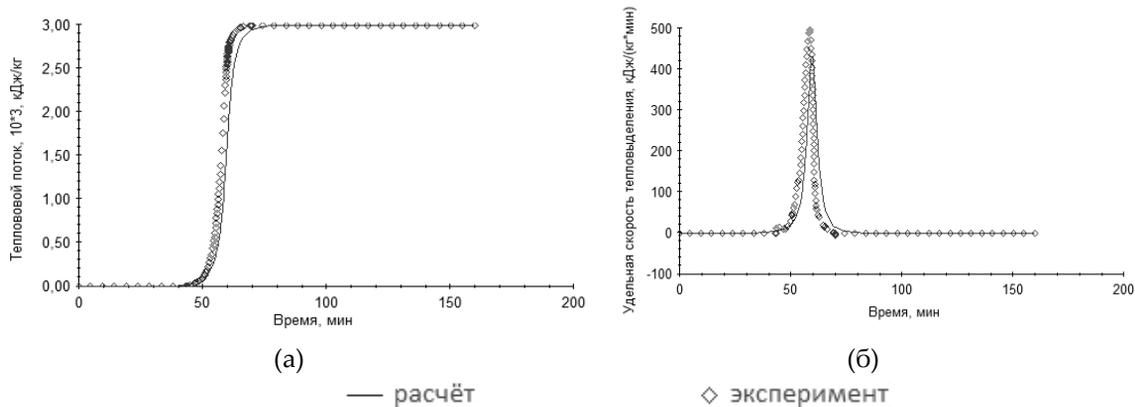


Рисунок 6. Описание интегрального (а) и дифференциального (б) ДСК-откликов термического разложения пластифицированного тэна при скорости нагрева 3°C/мин реакцией обобщенного автокатализа

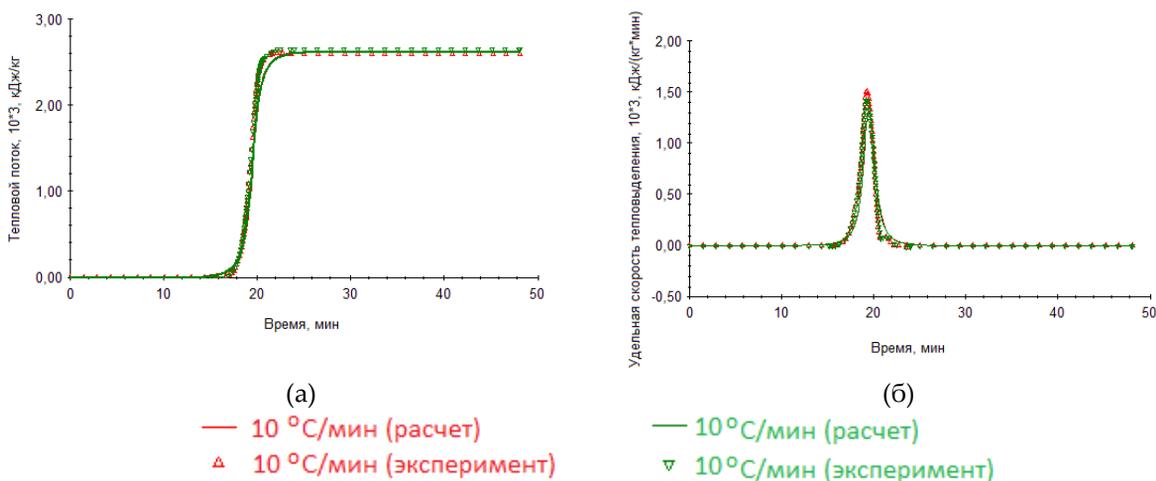


Рисунок 7. Описание интегрального (а) и дифференциального (б) ДСК-откликов термического разложения пластифицированного тэна при скорости нагрева 10°C/мин реакцией обобщенного автокатализа

Из представленных на рисунках 6 и 7 данных видно, что с использованием унифицированных кинетических параметров (см. табл. 3), достигнуто удовлетворительное описание экспериментов, полученных методом ДСК в условиях динамического нагрева ВВ со скоростями 3 °С/мин и 10°С/мин.

Верификация КМ термораспада пластифицированного тэна на основании экспериментов с изотермическими условиями

Проводили моделирование [2] экспериментов «Одномерное время до взрыва» (“One Dementional Time to Explosion”, ODTX) [6], в которых образцы из ВВ тэн в виде шара Ø1,27 см подвергали нагреву при постоянной температуре в интервале от ~157°С до ~200 °С.

На рисунке 7 представлены экспериментальные и расчетные значения времени до начала самоподдерживающейся реакции в образце из ВВ тэн в виде шара Ø1,27 см при температурах выше 160 °С.

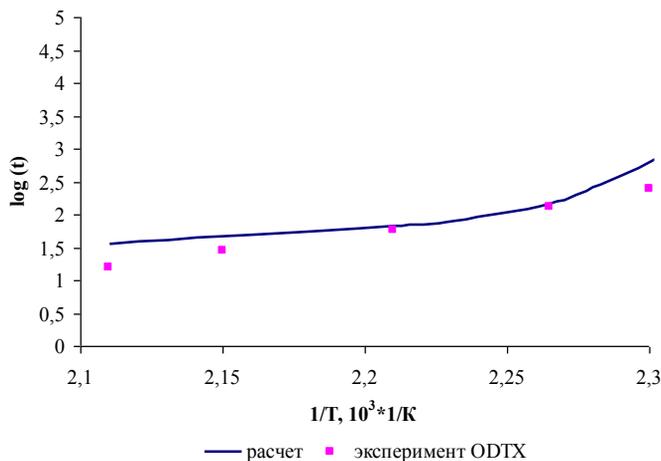


Рисунок 8. Зависимости логарифма времени до начала самоподдерживающейся реакции в образце $\varnothing 1,27$ см из ВВ тэн от обратной температуры

По результатам расчётов, для температур в интервале от $\sim 165^\circ\text{C}$ до $\sim 185^\circ\text{C}$, прогнозируемые времена до взрыва, полученные с использованием разработанной КМ термораспада пластифицированного тэна, удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

5 Оценка применимости КМ полного разложения пластифицированного тэна

Для определения допустимости применения КМ с найденными параметрами для оценки безопасности зарядов из пластифицированного тэна при тепловых воздействиях в условиях, отличающихся от режимов нагрева, использованных в манометрических экспериментах, проведено дополнительное моделирование с последующей проверкой экспериментальным путём.

Построенная КМ термического разложения ВВ была использована для прогнозирования реакционной способности пластифицированного тэна в виде цилиндрических образцов $\varnothing 10 \times 10$ мм в условиях неизотермического нагрева. Результаты предварительных расчетов сравнивали с результатами испытаний в условиях, соответствующих расчетным. В таблице 4 приведены экспериментальные и расчетные данные времени начала самоподдерживающейся реакции (НСПР) в ВВ для каждого испытания.

Таблица 4. Расчетно-экспериментальные значения времени (t) начала самоподдерживающейся реакции в цилиндрических образцах $\varnothing 10 \times 10$ мм из пластифицированного тэна

Скорость нагрева, $^\circ\text{C}/\text{мин}$	Время до НСПР, эксперимент, сек	Время НСПР расчетное, сек
1	9800	9279
1,7	5600	5225

Как видно из данных, представленных в таблице 4, описание процесса термораспада разработанной КМ термораспада позволяет удовлетворительно оценивать время до НСПР (разница составляет 5 – 7%).

Заключение

Манометрическим методом исследована кинетика термического разложения пластифицированного тэна в интервале температур $150^\circ\text{C} - 170^\circ\text{C}$.

Установлено, что в исследованном температурном диапазоне:

- до глубины разложения $\sim 10\%$ кинетика термического разложения ВВ пластифицированного тэна может быть описана уравнением одностадийной реакции первого порядка. При этом константа скорости реакции и энергия активации процесса описываются уравнениями:

$$\ln K_{150-170} = -10,873 \cdot 1000/T + 15,739;$$

$$E_{150-170} = 30T + 30400$$

Разработана кинетическая модель термического разложения пластифицированного тэна. Процесс полного разложения ВВ в температурном диапазоне от 150 °С до 170 °С в условиях изотермического режима описали уравнением одностадийной реакции обобщенного автокатализа.

Проведена верификация построенной модели термораспада пластифицированного тэна путем сопоставления результатов моделирования с экспериментальными данными.

Показано, что разработанная КМ термораспада пластифицированного тэна позволяет удовлетворительно прогнозировать поведение ВВ в неизотермических условиях нагрева со скоростями от 1°С/мин до 10°С/мин и проводить первичную оценку взрывоопасности ВВ при постоянной температуре в интервале температур от ~165°С до ~185°С, в виде образцов, значительно превышающих по размерам использовавшиеся для построения КМ.

Список литературы

1. В.Н.Герман, С.Э.Гребенникова, Л.Е. Корнилова и др Термическое разложение взрывчатых веществ в широком диапазоне температур // Труды международной конференции III Харитоновские научные чтения. «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны», Саров, 2001.
2. Разработка расчётно-экспериментальных методов и программного обеспечения для оценки реакционной способности ВВ на всех этапах их жизненного цикла вплоть до теплового взрыва с использованием программного обеспечения TSS» // Санкт-Петербург, ЗАО «Химинформ», 2007, 20с.
3. Взрывчатые вещества. Учебное издание. Том II под ред. Р.И. Ильяева // ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007.
4. Первичная обработка манометрических данных. Методика // Санкт-Петербург, ЗАО «Химинформ». 2011, 13 с.
5. Программа ForK. Руководство по применению // Санкт-Петербург, ЗАО «Химинформ».
6. Craig M.Tarver, Tri D. Tran, Richard E. Whipple, Thermal Decomposition of Pentaerythritol Tetranitrate // Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 2003. № 4 (28). P. 189 – 193.

AN ELEMENTARY MODEL FOR FAST DETONATIONS IN TUBULAR CHARGES

Irina Brailovsky¹, Leonid Kagan¹, Peter Gordon², Gregory Sivashinsky¹

¹Sackler Faculty of Exact Sciences, School of Mathematical Sciences,
Tel Aviv University, Tel Aviv, Israel

²Department of Mathematical Sciences, Kent State University, Kent, USA

The present study is concerned with the experimentally known phenomenon that the detonation velocity of a tubular charge may markedly exceed that of a homogeneous charge of the same explosive. It demonstrates that the fast detonation occurring in tubular charges is a first-order phenomenon quite generic to gas-permeable explosives, and may be successfully described within a simple model assuming the gas-solid system to be isothermal and the volumetric fraction of the solid phase to be small.

Our previous results dealing with a narrow charge, $d=2L_r$, L_r being the reaction zone width, are presented in Combustion Theory and Modelling, 2019 <https://doi.org/10.1080/13647830.2019.1566573> .

In view of a considerable drop of the burned gas pressure/density and flow velocity, compared to the Chapman-Jouguet case, fast detonation may be perceived as a variety of weak (undercompressed) detonation.

The current presentation will focus on an extension of the previous studies over a wider channel, $d=10L_r$ (Figure below), and other parameters: ignition pressure, etc. Significant increase of the ignition pressure leads to formation of the precursor shock – an effect also known to occur in tubular charges.

In addition, the impact of the artificial viscosity on the numerical solution will be reported with corresponding resolution tests.

The above modelling approach could conceivably also be used to tackle vacuum suspensions of volatile explosives, and where the detonation wave is sustained solely by a continuous injection of gaseous products.

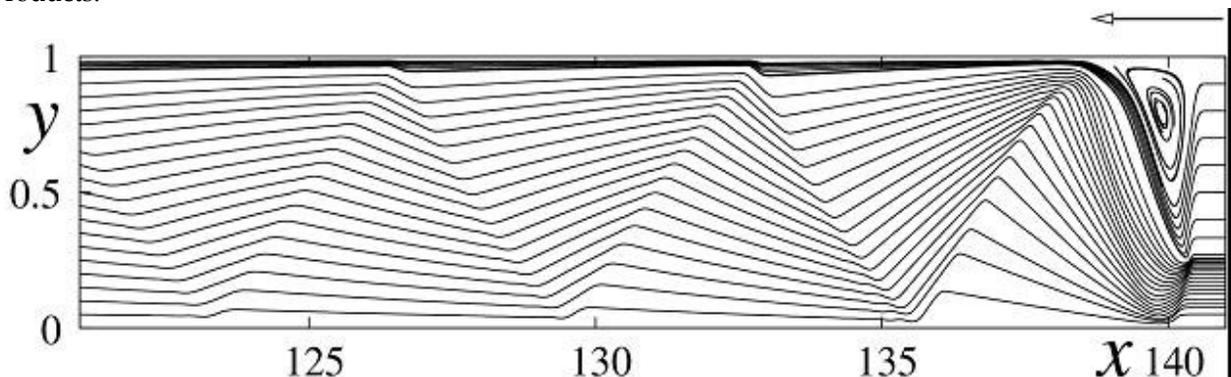


Figure 1. Streamlines in coordinate system attached to the reaction zone.
Arrow represents the oncoming flow

The zigzag nature of the streamlines is caused by a train of oblique shocks reflected by the strip boundaries.

Corresponding Author: *Email address:* kaganleo@post.tau.ac.il

МОДЕЛЬ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА ПО СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ В ДЕТОНАЦИОННОМ ФРОНТЕ

С.Г. Андреев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Работа направлена на создание простой модели неидеальной детонации, которая позволила бы с использованием аналитических методов установить факторы, механизмы и степень их влияния на детонационную способность открытых цилиндрических зарядов конденсированных ВВ.

В пионерской работе В. О. Розинга и Ю. Б. Харитона [1], посвященной детонационной способности зарядов конденсированных ВВ, было сформулировано необходимое условие устойчивого распространения детонации: превышение временем разброса реагирующего ВВ $-\theta$ времени основного его разложения $-\tau$. Иными словами, условие устойчивого распространения детонации было принято в виде $\theta/\tau = \overline{\theta}_\tau \geq 1$. Позднее Ю. Б. Харитон [2] определил время разброса как диаметр заряда d , деленный на скорость звука c – $\theta = d/c$, а критическое значение получившегося безразмерного комплекса $\overline{\theta}_\tau$ приравнял единице. Критическое условие устойчивого, не замедляющегося распространения детонации, записанное им в виде:

$$\frac{d}{c\tau} = 1, \quad (1)$$

получило название «принципа Харитона». В работе в основном рассматривались различные механизмы превращения конденсированных ВВ в газообразные продукты детонации в детонационном фронте и были получены выражения для оценки времени реакции в нем — τ , при этом «неплоскосоимметричность» течения реагирующего вещества в детонационном фронте не учитывалась, а верхняя оценка скорости звука — c в реагирующем ВВ принималась равной скорости звука в «чистых продуктах взрыва» (продуктах детонации).

Физически ясное объяснение влияния формы ударного фронта на особенности течения реагирующей среды в детонационной волне, устойчиво распространяющейся по цилиндрическому заряду с открытой боковой поверхностью, было получено В. С. Трофимовым и А. Н. Дреминым [3] (Рисунок 1)

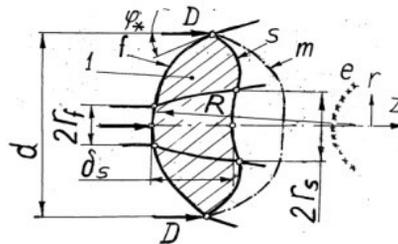


Рисунок 1. Схема течения при детонации заряда ВВ ограниченного диаметра d :

1 — детонационный фронт; f — ударный фронт; s — звуковая поверхность;

m — фронт боковой волны разгрузки; e — поверхность завершения разложения ВВ

Роль боковой волны разгрузки, распространяющейся со стороны свободной поверхности заряда, на стадии установления детонации сводится к такому искривлению ударного фронта, при котором его поверхность наклонена к образующим цилиндрической поверхности заряда под «звуковым углом» φ_* . При этом скорость потока за фронтом ударной волны относительно точек его пересечения с поверхностью заряда и скорость звука за этим фронтом становятся равными, и боковая волна разгрузки уже не способна проникать в детонационный фронт. При установившемся режиме неидеальной детонации боковая волна разгрузки со стороны свободной поверхности заряда никак не может повлиять на реакцию в детонационном фронте, она воздействует только на ее завершение в сверхзвуковом потоке и не влияет на скорость неидеальной детонации.

Исходя из новых представлений о механизме влияния боковых волн разгрузки на протекание реакции в установившемся детонационном фронте и в зоне завершения разложения ВВ за этим фронтом В. Т. Трофимовым совместно с К. М. Михайлюком [4] и затем И.Ф. Кобылкиным [5] были созданы основы теории критического диаметра детонации, альтернативные представлениям В. О. Розинга и Ю. Б. Харитона. Оценка критических диаметров детонации при этом требует знания зависимости скорости детонации от диаметра заряда, что проблематично.

В настоящей работе предлагается способ оценки критических условий распространения детонации, отличающийся от теорий авторов [4] и [5]. Он заключается в выводе с использованием первых принципов уравнения для зависимости скорости детонации от диаметра заряда и нахождении критического диаметра как границы области его значений, при которых существует решение этого уравнения.

Наша модель основана на рассмотрении течения в центральной трубке тока детонационного фронта в зарядах, диаметр которых близок к критическому. Относительное расширение трубки тока $\omega = (r_s/r_f)^2$ выразим приближенно через время t_s перетекания частицы реагирующего потока с поверхности ударного фронта f на звуковую поверхность s и среднее значение градиента радиальной составляющей скорости потока на оси симметрии заряда $|\partial u_r/\partial r|_{eff}$:

$$\omega = (1 + |\partial u_r/\partial r|_{eff} t_s)^2.$$

Если ударный фронт на оси заряда принять сферическим с радиусом R и рассматривать течения, для которых ширина детонационного фронта $\delta_s \ll R$, то верхняя оценка $|\partial u_r/\partial r|_{eff}$ будет равна u_f/R , а нижняя — u_s/R , где u_f и u_s являются значениями массовой скорости относительно

исходного ВВ, соответственно, на ударном фронте и на звуковой поверхности. В дальнейшем для среднего значения градиента радиальной составляющей скорости потока на оси симметрии заряда будем использовать выражение $|\partial u_r / \partial r|_{eff} = u_{eff} / R$, принимая u_{eff} , равной u_f , u_s или средней величине $(u_f + u_s) / 2$. При этом будем использовать выражение $\omega = (1 + t_s / t_R)^2$, $t_R = R / u_{eff}$. Величину $t_R = R / u_{eff}$ назовем характерным временем радиального расширения потока.

Уточняя квазидвумерную модель течения в центральной трубке тока детонационного фронта Л.Г.Болховитинова [6] запишем уравнения сохранения массы, импульса, энергии, правило отбора скорости детонации (применительно к продуктам реакции с уравнением состояния в форме идеального газа) и соотношения на ударном фронте детонационной волны:

$$\begin{aligned} \rho_0 D &= \omega_s \rho_s (D - u_s), & \rho_0 D^2 &= p_s + \rho_s (D - u_s)^2, & Q \cdot W_s + \frac{D^2}{2} &= e_s + \frac{p_s}{\rho_s} + \frac{(D - u_s)^2}{2}, \\ e_s &= \frac{p_s}{\rho_s (n_s - 1)}, & c_s &= D - u_s, & c_s &= \sqrt{n_s \frac{p_s}{\rho_s}}, \\ \omega &= (1 + t_s / t_R)^2, & t_R &= R / u_{eff}, & D &= a + b u_f, & p_f &= \rho_0 u_f (a + b u_f), \end{aligned}$$

где: ρ — плотность; D — скорость детонации; p — давление; Q — удельная теплота взрыва, e — удельная внутренняя энергия; W — массовая доля конечных продуктов разложения ВВ; c — скорость звука; n — показатель изэнтропы; $0, f$ и s — индексы, означающие, соответственно, начальное состояние среды (перед ударным фронтом), на ударном фронте и состоянии реагирующей среды на звуковой поверхности (поверхности Чепмена-Жуге).

Так как мы рассматриваем течения только **вблизи** критических условий распространения детонации, то диаметр заряда можно связать с радиусом сферы R простым соотношением:

$$R = K_R \cdot d, \quad K_R \cong 1, \quad (2)$$

которое выполняется для ВВ, не зависимо от их различия по степени неидеальности детонации. Зависимостью K_R от скорости детонации пренебрежем.

С учетом приближения (2) и выражения для скорости идеальной детонации (индекс i) $D_i = \sqrt{2(n_i^2 - 1)Q}$ из решения приведенной выше системы уравнений можно получить выражение для скорости неидеальной детонации D , или степени неидеальности детонации — $N = D / D_i$:

$$N^2 = \frac{n_i^2 - 1}{n_s^2 - 1} \cdot \left\{ 1 + n_s^2 \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{\theta_i^*} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{-1} \cdot W_s, \quad \theta_i^* = t_R / t_s = \left[\frac{d \cdot K_R}{u_{eff}} \right] \cdot \left[\frac{1}{t_s} \right], \quad (3)$$

и других характеристик детонационного процесса:

$$\begin{aligned} u_f &= \frac{N \cdot D_i - a}{b}, & \omega_s &= (1 + t_s / t_R)^2, & t_R &= R / u_{eff}, & u_s &= N \cdot D_i \cdot \frac{1 - n_s (\omega_s - 1)}{n_s + 1}, & p_s &= \frac{\rho_0 (N \cdot D_i)^2}{n_s + 1}, \\ p_f &= \rho_0 \cdot N \cdot D_i \cdot (N \cdot D_i - a) / b. \end{aligned}$$

Величину W_s в (3) представим как произведение t_s и средней скорости разложения ВВ в детонационном фронте η_{fs} :

$$\eta_{fs} = \frac{\int_0^{t_s} \eta dt}{t_s}, \quad (4)$$

где η — скорость разложения, зависящая от давления, степени разложения ВВ W и интенсивности сжатия ВВ на ударном фронте.

Положим, что время t_s при неидеальной детонации связано с длительностью химика при идеальной детонации t_{si} соотношением:

$$t_s = t_{si} / T(N), \quad (5)$$

где $T(N)$ функция, вид которой зависит от уравнения формальной кинетики (УФК) разложения ВВ (ее вид будет приведен далее).

Рассмотрим детонационный фронт в случае простого УФК, соответствующего представлению о разложении ВВ за ударным фронтом, как горении вокруг первоначальных центров эффективных горячих точек;

$$\begin{aligned} \eta &= k(p_f) \cdot \psi(W) \cdot p^v, & (6) \\ \psi(W) &= (W_0 + W)^x \cdot H(W_m - W) + \left[\frac{(W_0 + W_m)^x}{(1 - W_m)^y} (1 - W)^y \right] \cdot H(W - W_m) \cdot H(1 - W) \end{aligned}$$

Первый множитель в (6), пропорциональный концентрации начальных центров очагового горения и константе B (в законе горения $u_B = Bp^v$), зависит от интенсивного сжатия BB на ударном фронте p_f . Эту зависимость можно представить так же как функцию N : $K = A^*(p_{fi})/\varphi(N)$.

Зависимость $\psi(W)$ отображает две стадии изменения удельной поверхности горения: прогрессирующую (при $0 \leq W \leq W_m$) и регрессивную ($W_m < W \leq 1$). (H — функция Хевисайда, равная 1 при положительных значениях аргумента и 0 при остальных). Давление p будем принимать равным среднему значению для химика: $p = (p_f + p_s)/2$.

Параметры УФК таковы, что при степени неидеальности детонации $N = 1$, т. е. при $D = D_i$, средняя скорость реакции в детонационном фронте η_{fs} становится равной η_{fsi} . Скорость η_{fsi} , в свою очередь, является величиной, обратной длительности химика идеальной детонации t_{si} :

$$\eta_{fsi} = \frac{1}{t_{si}} \quad (7)$$

При такой форме задания УФК окончательно получим:

$$\eta_{fs}(N) = W_s/t_s \quad (8)$$

$$W_s = [A(1-x)t_s - W_0^{1-x}]^{\frac{1}{1-x}} \text{ при } 0 \leq t_s \leq t_m, \quad t_m = \left[\frac{1}{(1-x)A} \right] \cdot [(W_0 + W_m)^{1-x} + W_0^{1-x}], \quad (9)$$

$$W_s = 1 - \left[(1 - W_m)^{1-y} - (1 - y) \frac{(W_0 + W_m)^x (t_s - t_m) A}{(1 - W_m)^y} \right]^{\frac{1}{1-y}} \text{ при } t_m < t_s \quad (10)$$

$$A = t_{si}^{-1} \left(\frac{p_{fs}}{p_{fsi}} \right)^v \frac{(1-y)[W_0 + W_m - W_0^{1-x}(W_0 + W_m)^x] + (1-x)(1 - W_m)}{\varphi(N) \cdot (1-x)(1-y)(W_0 + W_m)^x}, \quad p_{fsi} = \frac{p_{fs} + p_{fsi}}{2}. \quad (11)$$

В соответствии с представлением Haskins P. J. воспользуемся приближенным соотношением (5) при $T(N) = N^{2\nu-1} [a + D_i(b-1)N]/[a + D_i(b-1)]$. (12)

После подстановки в (3) выражения для $W_s = \eta_{fs} \cdot t_s$, записываемого с использованием УФК (6), соотношений (7) и (8)-(12), и последующих простых преобразований получим уравнение относительно степени неидеальности детонации N :

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_i^2 - 1} N^2 \cdot T(N) \left\{ 1 + n_s \left[\left(1 + \frac{t_{si}}{K_R \cdot d} \cdot \frac{u_{eff}(N)}{T(N)} \right)^4 - 1 \right] \right\} = \eta_{fs}(N) \cdot t_{si} \quad (13)$$

Левая часть уравнения (13), обозначаемая в дальнейшем как H_- , является отношением к средней скорости реакции в химике идеальной детонации ($1/t_{si}$) скорости разложения BB , необходимой для поддержания детонации на уровне неидеальности N . Правая часть уравнения (13), обозначаемая H_+ , — это отношение к средней скорости реакции в химике идеальной детонации ($1/t_{si}$) скорости разложения BB , достигаемой при заданном УФК при степени неидеальности N . Решение уравнения определяется параметром V (диаметр заряда, деленный на длительность химика идеальной детонации — $V = \frac{d}{t_{si}}$). Каждому значению параметра V соответствует безразмерный комплекс $\bar{\theta}_t^* = t_R/t_s = \left[\frac{d \cdot K_R}{u_{eff}} \right] \cdot \left[\frac{1}{t_s} \right]$, аналогичный безразмерному соотношению в принципе Харигона (1) $\bar{\theta}_t = \theta/\tau = d/(c \cdot \tau)$.

На рисунке.2 приведены графики для зависимостей $H_- = H_-(N)$ и $H_+ = H_+(N)$, построенные для модельного BB с характеристиками: $\rho_0 = 1,61 \text{ г/см}^3$, $D_i = 7,0 \text{ км/с}$, $n_i = 2,73$, $a = 2,39 \text{ км/с}$, $b = 2,05$, $W_0 = 0$, $x = 0,67$, $y = 0,67$, $B = 1 \text{ м/(с} \cdot \text{ГПа)}$, $\nu = 1$. При этом принято $\varphi = N^{-3}$ и $n_s = n_i$. Значения параметра V для кривых V_1, V_2, V_3 равны, соответственно: 5000 мм/мкс , 225 мм/мкс , 115 мм/мкс . Кривая W_{m1} (рис.2) получена при $W_m = 0,5$, а кривая W_{m2} — при $W_m = 0,2$.

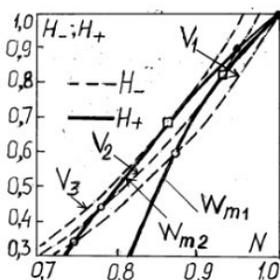


Рисунок 2. Решение уравнения скорости неидеальной детонации

В приведенном примере пересечение кривых H_- и H_+ происходит в двух точках (черных и светлых кружках), отображающих решения уравнения скорости неидеальной детонации. В точках, отмеченных черными кружками, выполняется условие $dH_+/dN < dH_-/dN$ — условие устойчивого «равновесия» необходимой и достигаемой скоростей разложения ВВ. Это неравенство является условием устойчивого распространения детонации. По мере уменьшения диаметра заряда (уменьшения параметра V) кривая $H_-(N)$ приближается к положению, при котором она касается кривой $H_+(N)$, в точке, отмеченной квадратиком. При дальнейшем уменьшении диаметра заряда кривые $H_-(N)$ и $H_+(N)$ уже не имеют общих точек, следовательно, уравнение (13) уже не имеет решения. Условие касания $H_+(N)$ и $H_-(N)$ определяет критическое значение параметра $V - V_{cr}$ и критическое значение степени неидеальности детонации — N_{cr} . Критические значения диаметра заряда и скорости детонации находятся как: $d_{cr} = V_{cr} \cdot t_{si}$, $D_{cr} = N_{cr} \cdot D_i$. Величина V_{cr} как и t_{si} зависит от параметров УФК, а следовательно, и от микроструктуры заряда ВВ. Но изменение параметров УФК влияет на V_{cr} сильнее, чем на t_{si} .

На рисунке 3 показаны результаты расчетов (прямые линии и точки на прямых II, III и IV, отмеченные крестиками) и экспериментов (с прессованными зарядами из флегматизированного гексогена (1), из ТНТ (2), из ТАТВ со связующим (3), из мелкозернистого литого ТНТ (2*) и крупнозернистого литого ТНТ (2**)). Расчетные зависимости $d_{cr} = d_{cr}(t_{si})$ получены при следующих параметрах УФК и величинах u_{eff} : I — $W_0 = 0$; $W_m = 0,3$; $y = 0,67$; $u_{eff} = (u_f + u_g)/2$; II — $W_0 = 0,2$; $W_m = 0,5$; $y = 0,67$; $u_{eff} = (u_f + u_g)/2$; III — $W_0 = 0,3$; $W_m = 0,05$; $y = 0,77$; $u_{eff} = (u_f + u_g)/2$; IV — $W_0 = 0,3$; $W_m = 0,05$; $y = 0,77$; $u_{eff} = u_s$. Остальные параметры модели такие же как для рисунка 1. У расчетных точек, отмеченных крестиками, и экспериментальных точек 2 и 2* абсциссы t_{si} равны 90 и 140 наносекундам.

Не трудно увидеть, что изменение параметров УФК, отображающее изменение микроструктуры заряда ТНТ, изменяет длительность химика приблизительно в 1,5 раза, а расчетный критический диаметр 4...6 раз.

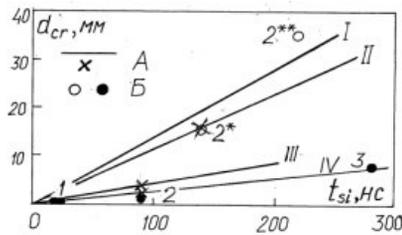


Рисунок 3. Расчетные и экспериментальные данные по критическим диаметрам детонации и длительности химика идеальной детонации. (А — расчет, Б — эксперимент)

При критических условиях распространения детонации отношение характерного времени разброса реагирующего ВВ t_R времени основной реакции t_s — $\bar{\theta}_\tau^*$ не является постоянной величиной. Так при изменении критического значения степени неидеальности детонации N_{cr} в диапазоне 0,5...0,95 за счет варьирования параметра УФК W_m эта связь описывается приближенным соотношением $lg \bar{\theta}_\tau^* = 2,16 \cdot N_{cr}$. Между величиной $\bar{\theta}_\tau^* = t_R/t_s = \frac{d \cdot K_R}{u_{eff} \cdot t_s}$ и безразмерной величиной в принципе Харитона $\bar{\theta}_\tau = \frac{d}{c \cdot \tau}$ нетрудно установить формальное соотношение:

$$\bar{\theta}_\tau = \bar{\theta}_\tau^* \cdot \Lambda(N), \quad \Lambda(N) = \frac{D_i N - a}{bc} \cdot \frac{t_{si}}{\tau} \cdot \frac{a + D_i(b-1)}{a + D_i(b-1)N} \cdot N^{1-2\nu}$$

В приближении равенств $t_{si} = \tau$ и $c = 3D_i/4$ для нашего модельного ВВ получим график, показанный на рисунке 4. Отсюда можно заключить, что безразмерная величина $\bar{\theta}_\tau$ в формуле принципа Харитона при учете влияния искривления ударного фронта и расходимости потока на

реакцию в детонационном фронте уже не может считаться константой. Ее значение может быть равным 1 лишь в случае «сильно неидеальных ВВ».

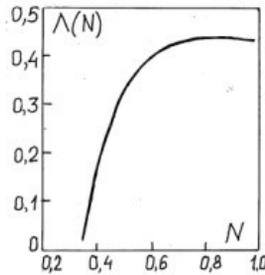


Рисунок 4. Соотношение между комплексами $\bar{\theta}_\tau$ и $\bar{\theta}_\tau^*$ в моделях [2] и настоящей работы

Список литературы

1. Розинг В., Харитон Ю. Прекращение детонации взрывчатых веществ при малых диаметрах заряда. ДАН СССР, 1940. Т. 26. №4. С.360-361.
2. Харитон Ю.Б. О детонационной способности взрывчатых веществ. В сб. Проблемы химической кинетики, горения и взрывов. Вып. 1, М.-Л.: Изд. АН
3. Трофимов В.С., Дремин А.Н. О структуре фронта неидеальной детонации в твердых ВВ // Физика горения и взрыва. 1971. Т.7. №3. С. 427-428.
4. Михайлюк К.М., Трофимов В.С. О возможном газодинамическом пределе распространения детонации // Физика горения и взрыва. 1977.Т.13. №4 С. 606-613.
5. Кобылкин И.Ф., Соловьев В.С., Бойко М.М. Природа критического диаметра стационарной детонации в конденсированных ВВ // Труды МВТУ. Механика импульсных процессов 1982. №387.- С. 13-22.

NON-IDEAL DETONATION MODEL FOR EVALUATING A CRITICAL DIAMETER ACCORDING TO AVERAGE REACTION RATE IN A DETONATION FRONT

S.G. Andreev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The paper aims to provide a simple model of non-ideal detonation that would allow determining factors, mechanisms and their degree of influence on detonation ability of open cylindrical charges of condensed explosives by usage of analytical methods.

V. O. Rosing and Yu. B. Khariton [1] formulated a necessary condition of stable detonation propagation in their pioneering work devoted to detonation ability of condensed explosive charges: scattering time θ of reacting explosive should exceed its main decomposition time τ . In other words, the condition of stable detonation propagation was taken as $\theta/\tau = \bar{\theta}_\tau \geq 1$. Afterwards Yu. B. Khariton [2] determined scattering time as a charge diameter d divided by sound velocity c , $\theta = d/c$, and equated the critical value of the resultant dimensionless complex $\bar{\theta}_\tau$ to one. Khariton wrote the critical condition of the stable and non-decelerating detonation propagation in the form:

$$\frac{d}{c\tau} = 1, \quad (1)$$

that they named «Khariton's principle». In the paper, he considered various mechanisms of converting condensed explosives into gaseous detonation products in the detonation front and obtained expressions for estimating the response time τ therein. At the same time "nonplanar symmetry" of reacting substance flow in the detonation front was not taken into consideration, and an upper estimate of the sound speed c in the reacting explosive was equated to the sound speed in the «pure explosion products» (detonation products).

Physically clear explanation of shock front shape influence on peculiarities of a reactive medium flow in the detonation wave propagating stably along a cylindrical charge with an open lateral surface was obtained with V. S. Trofimov and A. N. Dremin [3] (Figure 1).

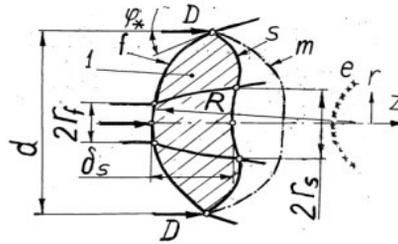


Figure 1. Flow diagram upon detonation of the explosive charge having limited diameter d :
1- detonation front; f -shock front; s -sonic surface; m - lateral release wave front;
 e -surface of explosive decomposition completion

The role of the lateral release wave propagating from a free surface of the charge at the stage of detonation setting adds up to such distortion of the shock front under which the shock front surface becomes inclined to the generatrices of the cylindrical surface of the charge at "sonic angle φ_* ". The rate of flow behind the front of the shock wave in relation to its points of intersection with the surface of the charge and the sound speed behind the said front become equal and the lateral release wave is able no longer to penetrate into the detonation front. Upon steady-state mode of the non-ideal detonation the lateral release wave from the free surface of the charge does not may affect the reaction in the detonation front, it only affects its completion within supersonic flow and does not affect the velocity of the non-ideal detonation.

In terms of new notions about the mechanism of influencing lateral release waves on the behavior of the reaction within a steady-state detonation front and within an area of completing the explosive decomposition behind the said front V. T. Trofimov together with K. M. Mikhayluk [4] and then I. F. Kobylkin [5] created a basis of the critical detonation diameter theory which is alternative to the notions of V. O. Rosing and Yu. B. Khariton. The estimation of critical detonation diameters requires knowledge of a relationship between the detonation velocity and the charge diameter, which is problematic.

The present paper provides a method of estimating critical detonation propagation conditions, the method being alternative to the theories of the authors [4] and [5]. It consists in deriving an equation for the relationship between a detonation velocity and a charge diameter by usage of first principles, and finding the critical diameter as a boundary of an area of values thereof for which a solution to this equation exists.

Our model is based on considering a flow in a central stream tube of the detonation front within charges whose diameter is close to critical one. Let us express the relative stream tube expansion $\omega = (r_s/r_f)^2$ approximately in terms of time t_s of overflowing a particle of reacting flow from a shock front surface f onto a sonic surface s and an average value of the gradient of the radial component of the flow velocity on the symmetry axis of the charge $|\partial u_r/\partial r|_{eff}$:

$$\omega = (1 + |\partial u_r/\partial r|_{eff} t_s)^2.$$

If we take the shock front on the charge axis as spherical one with radius R and consider flows for which detonation front width $\delta_s \ll R$, the upper estimate $|\partial u_r/\partial r|_{eff}$ will be equal to u_f/R and the lower estimation will be u_s/R , where u_f and u_s are mass velocity values relative to the initial explosive on the

shock front and the sonic surface respectively. Hereinafter we will use the expression $|\partial u_r / \partial r|_{eff} = u_{eff} / R$ for the average value of the gradient for the radial component of the flow velocity on the axis of symmetry of the charge, taking u_{eff} as equal to u_f, u_s or the average value $(u_f + u_s) / 2$. Besides we will use the expression $\omega = (1 + t_s / t_R)^2$, $t_R = R / u_{eff}$. Let us call the value $t_R = R / u_{eff}$ by characteristic time of radial flow expansion.

Refining the quasi-two-dimensional model of the flow in the central stream tube of the detonation front of L. G. Bolkhovitinov we will write conservation equations for mass, pulse, energy, a selection rule for detonation velocity (in terms of reaction products characterizing by the equation of state in the form of an ideal gas) and relationships on the shock front of a detonation wave:

$$\begin{aligned} \rho_0 D &= \omega_s \rho_s (D - u_s), & \rho_0 D^2 &= p_s + \rho_s (D - u_s)^2, & Q \cdot W_s + \frac{D^2}{2} &= e_s + \frac{p_s}{\rho_s} + \frac{(D - u_s)^2}{2}, \\ e_s &= \frac{p_s}{\rho_s (n_s - 1)}, & c_s &= D - u_s, & c_s &= \sqrt{n_s \frac{p_s}{\rho_s}}, \\ \omega &= (1 + t_s / t_R)^2, & t_R &= R / u_{eff}, & D &= a + b u_f, & p_f &= \rho_0 u_f (a + b u_f), \end{aligned}$$

where: ρ is density; D is detonation velocity; p is pressure; Q is specific heat of explosion, e - specific internal energy; W - mass fraction of the final explosive decomposition products; c is sound velocity; n is isentropic index; $0, f$ and s are indices indicating the initial state of the medium (before the shock front), the state of the medium on the shock front and the state of the reactive medium on the sonic surface (Chapman- Jouguet surface) respectively.

Since we consider flows at near-critical charge diameters only, let us link up the diameter of the charge to a sphere radius with simple relationship:

$$R = K_R \cdot d, \quad K_R \cong 1, \quad (2)$$

that is true for explosives differing in the detonation nonideality degree. Let us consider the dependence of K_R on the detonation as negligible.

Considering the approximation (2) and the expression for the ideal detonation velocity (index i) $D_i = \sqrt{2(n_i^2 - 1)Q}$ an expression for the non-ideal detonation velocity of the expression D , or the detonation nonideality degree $N = D / D_i$:

$$N^2 = \frac{n_i^2 - 1}{n_s^2 - 1} \cdot \left\{ 1 + n_s^2 \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{\theta_t^*} \right)^4 - 1 \right] \right\}^{-1} \cdot W_s, \quad \overline{\theta}_t^* = t_R / t_s = \left[\frac{d \cdot K_R}{u_{eff}} \right] \cdot \left[\frac{1}{t_s} \right], \quad (3)$$

as well as other characteristics of the detonation process:

$$\begin{aligned} u_f &= \frac{N \cdot D_i - a}{b}, & \omega_s &= (1 + t_s / t_R)^2, & t_R &= R / u_{eff}, & u_s &= N \cdot D_i \cdot \frac{1 - n_s (\omega_s - 1)}{n_s + 1}, & p_s &= \frac{\rho_0 (N \cdot D_i)^2}{n_s + 1}, \\ p_f &= \rho_0 \cdot N \cdot D_i \cdot (N \cdot D_i - a) / b \end{aligned}$$

can be obtained by solving the above system of equations.

Let us present the value W_s in (3) as the product of t_s and the average rate of explosive decomposition in the detonation front η_{fs} :

$$\eta_{fs} = \frac{\int_0^{t_s} \eta dt}{t_s}, \quad (4)$$

where η is the decomposition rate depending on the pressure, the degree of explosive decomposition W and explosive compression intensity on the shock front.

Let us assume that the time t_s for non-ideal detonation is linked up to chemical peak duration for ideal detonation t_{si} by the relationship

$$t_s = t_{si} / T(N), \quad (5)$$

where $T(N)$ is a function whose type depends on the formal kinetic equation (FKE) of explosive decomposition (its type will be given hereinafter).

Let us consider the detonation front in the case of simple FKE corresponding to representation of the explosive decomposition behind the shock front as combustion around the initial centers of effective hot spots;

$$\eta = k(p_f) \cdot \psi(W) \cdot p^\nu, \quad (6)$$

$$\psi(W) = (W_0 + W)^x \cdot H(W_m - W) + \left[\frac{(W_0 + W_m)^x}{(1 - W_m)^y} (1 - W)^y \right] \cdot H(W - W_m) \cdot H(1 - W).$$

The first factor in (6) proportional to the concentration of initial centers of focal combustion and constant B ($u_b = Bp^v$ in the combustion law) depends on intensive compression of the explosive in the shock front p_f . This relationship may be expressed as a function of N : $K = A^*(p_{fi})/\varphi(N)$.

The relationship $\psi(W)$ represents two stages of changing a specific burning surface: a progressive stage (when $0 \leq W \leq W_m$) and a regressive stage ($W_m < W \leq 1$). H is the Heaviside function which is equal to 1 for positive argument values and to 0 for the rest values). We will take the pressure p equal to average value for the chemical peak: $p = (p_f + p_s)/2$.

FKE parameters are such that when the detonation nonideality degree $N = 1$, i. e. when $D = D_i$ the average reaction rate in the detonation front η_{fs} becomes equal to η_{fsi} . The rate η_{fsi} in turn is the inverse of the chemical peak duration for the ideal detonation t_{si} :

$$\eta_{fsi} = \frac{1}{t_{si}} \quad (7)$$

In this form of assigning FKE we will obtain finally:

$$\eta_{fs}(N) = W_s/t_s \quad (8)$$

$$W_s = [A(1-x)t_s - W_0^{1-x}]^{\frac{1}{1-x}} \text{ при } 0 \leq t_s \leq t_m, \quad t_m = \left[\frac{1}{(1-x)A} \right] \cdot [(W_0 + W_m)^{1-x} + W_0^{1-x}], \quad (9)$$

$$W_s = 1 - \left[(1 - W_m)^{1-y} - (1 - y) \frac{(W_0 + W_m)^x (t_s - t_m) A}{(1 - W_m)^y} \right]^{\frac{1}{1-y}} \text{ при } t_m < t_s \quad (10)$$

$$A = t_{si}^{-1} \left(\frac{p_{fs}}{p_{fsi}} \right)^v \frac{(1-y)[W_0 + W_m - W_0^{1-x}(W_0 + W_m)^x] + (1-x)(1 - W_m)}{\varphi(N) \cdot (1-x)(1-y)(W_0 + W_m)^x}, \quad p_{fsi} = \frac{p_{fs} + p_{fsi}}{2}. \quad (11)$$

In accordance with the notion Haskins P. J. let us use the approximate relationship (5) when

$$T(N) = N^{2v-1} [a + D_i(b-1)N]/[a + D_i(b-1)]. \quad (12).$$

After substituting the expression for $W_s = \eta_{fs} \cdot t_s$ being written by usage of FKE (6), relationships (7) and (8)- (12) into (3) and subsequent simple transformations we will obtain an equation relative to the detonation nonideality degree N :

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_i^2 - 1} N^2 \cdot T(N) \left\{ 1 + n_s \left[\left(1 + \frac{t_{si}}{K_R \cdot d} \cdot \frac{u_{eff}(N)}{T(N)} \right)^4 - 1 \right] \right\} = \eta_{fs}(N) \cdot t_{si} \quad (13)$$

The left part of equation (13) designated hereinafter as H_- is the ratio of the explosive decomposition rate which is necessary to maintain the detonation at the nonideality level N , to the average rate of the reaction in the chemical peak of the ideal detonation ($1/t_{si}$). The right part of the equation (13) designated as H_+ is the ratio of the explosive decomposition rate which can be achieved at given FKE when the nonideality degree is N , to the average rate of reaction in the chemical peak of the ideal detonation ($1/t_{si}$). Solution of the equation is defined by a parameter V (a charge diameter divided into chemical peak duration for the ideal detonation $V = \frac{d}{t_{si}}$) and corresponding dimensionless complex

$$\overline{\theta}_\tau^* = t_R/t_s = \left[\frac{d \cdot K_R}{u_{eff}} \right] \cdot \left[\frac{1}{t_s} \right] \text{ similar to the non-dimensional relationship in Khariton's principle (1)}$$

$$\overline{\theta}_\tau = \theta/\tau = d/(c \cdot \tau).$$

Figure 2 shows graphs for dependencies $H_- = H_-(N)$ and $H_+ = H_+(N)$ made for a model explosive with characteristics: $\rho_0 = 1,61 \text{ g/sm}^3$, $D_i = 7,0 \text{ km/s}$, $n_i = 2,73$, $a = 2,39 \text{ km/s}$, $b = 2,05$, $W_0 = 0$, $x = 0,67$, $y = 0,67$, $B = 1 \text{ m/(s} \cdot \text{GPa)}$, $v = 1$. There are taken $\varphi = N^{-3}$ and $n_s = n_i$. Values of the parameter V for the curves V_1, V_2, V_3 are respectively equal to: $5000 \text{ mm}/\mu\text{s}$, $225 \text{ mm}/\mu\text{s}$, $115 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Curve W_{m1} (fig. 2) has been obtained when $W_m = 0,5$ and curve W_{m2} has been obtained when $W_m = 0,2$.

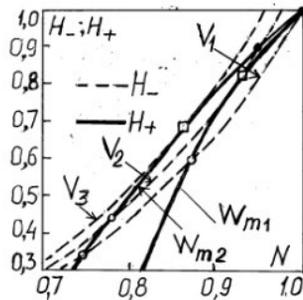


Figure 2. Solution to the equation of the non-ideal detonation velocity

In given example an intersection of the curves H_- and H_+ occurs at two points (black and white circles) representing solutions of the equation of the non-ideal detonation velocity. A condition $dH_+/dN < dH_-/dN$ which is a stable “equilibrium” condition of the necessary and provided rates of explosive decomposition is satisfied in points designated with the black circles. This inequality is the condition of the stable propagation of detonation. As the charge diameter reduces (reduction of the parameter V) curve $H_-(N)$ approaches the position in which it touches curve $H_+(N)$ at the point depicted by a square. When further reducing the charge diameter curves $H_-(N)$ and $H_+(N)$ have no longer common points, therefore equation (13) has no longer a solution. The touch condition $H_+(N)$ and $H_-(N)$ defines the critical value of parameter $V - V_{cr}$ and the critical value of the detonation nonideality degree N_{cr} . The critical values of the charge diameter and detonation velocity are evaluated as: $d_{cr} = V_{cr} \cdot t_{si}$, $D_{cr} = N_{cr} \cdot D_i$. As well as t_{si} value V_{cr} depends on FKE parameters, and therefore on an explosive charge microstructure. However FKE parameters change affects V_{cr} stronger than said change affects t_{si} .

Figure 2 shows the results of calculations (straight lines and points on straight lines II, III and IV, marked by crosses) and experiments (t_{si} data with pressed charges of desensitized hexogen (1) of TNT (2), of TATB with binder (3), of fine-grained cast TNT (2*) and coarse-grained cast TNT (2**)). The calculated dependencies $d_{cr} = d_{cr}(t_{si})$ have been obtained for the following FKE parameters and values u_{eff} : I— $W_0 = 0$; $W_m = 0,3$; $y = 0,67$; $u_{eff} = (u_f + u_r)/2$; II— $W_0 = 0,2$; $W_m = 0,5$; $y = 0,67$; $u_{eff} = (u_f + u_r)/2$; III— $W_0 = 0,3$; $W_m = 0,05$; $y = 0,77$; $u_{eff} = (u_f + u_r)/2$; IV— $W_0 = 0,3$; $W_m = 0,05$; $y = 0,77$; $u_{eff} = u_s$. The remaining parameters of the model are the same as for figure 1. At the calculation points marked by crosses, and the experimental points 2 and 2* abscissas t_{si} are 90 and 140 nanoseconds.

It is not difficult to see that the FKE parameter change representing TNT charge microstructure change alters the chemical peak duration about 1.5 times and the calculated critical diameter 4 to 6 times.

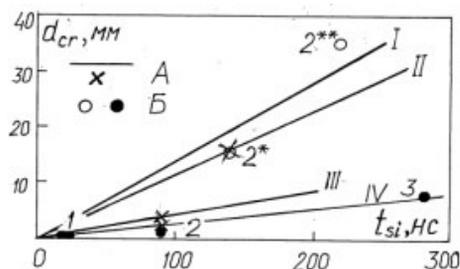


Figure 3. Calculated and experimental data on the critical detonation diameters and the duration of the chemical peak of the ideal detonation.
(A - calculation, B - experiment)

Under critical conditions of detonation propagation the relationship of characteristic time of scattering reactive explosive t_R and basic reaction time $t_s - \overline{\theta}_\tau^*$ is not constant. Thus, when changing the critical value of detonation nonideality degree N_{cr} in the range of 0.5 to 0.95 by varying FKE parameter W_m

this relationship is described by the approximate ratio $lq\bar{\theta}_\tau^* = 2,16 \cdot N_{cr}$. Between the value $\bar{\theta}_\tau^* = t_R/t_s = \frac{d \cdot K_R}{u_{eff}} \cdot \frac{1}{t_s}$ and the nondimensional value in Khariton's principle $\bar{\theta}_\tau = \frac{d}{c \cdot \tau}$ a formal relationship can be established easily:

$$\bar{\theta}_\tau = \bar{\theta}_\tau^* \cdot \Lambda(N), \quad \Lambda(N) = \frac{D_i N - a}{bc} \cdot \frac{t_{si}}{\tau} \cdot \frac{a + D_i(b-1)}{a + D_i(b-1)N} \cdot N^{1-2\nu}$$

Approximating the equalities $t_{si} = \tau$ and $c = 3D_i/4$ we will obtain a diagram shown in figure 4 for our model explosive. Hence, it can be concluded that the nondimensional value θ_τ in the formula of Khariton's principle can be considered no longer as constant when taking into consideration the influence of the shock front curvature and flow divergence on the reaction in the detonation front. Its value may be equal to 1 only in case of "highly non-ideal explosives".

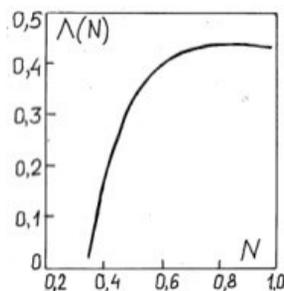


Figure 4. The relationship between complexes $\bar{\theta}_\tau$ and $\bar{\theta}_\tau^*$ in models [2] and of the present paper

References

1. Rosing V., Khariton Yu. Prekrashchenie detonatsii vzryvchatykh veshchestv pri malykh diametrakh zariada [Explosive detonation failure for small charge diameters]. DAN USSR, 1940. Vol. 26, No. 4, pp. 360-361.
2. Khariton Yu.B. O detonatsionnoy sposobnosti vzryvchatykh veshchestv [On the detonation ability of explosives]. V sb. Problemy khimicheskoy kinetiki, gorenija i vzryvov [In coll.: Problems of chemical kinetics, combustion and explosions]. Vyp. 1, M.-L.: Izd. AN [Issue 1, Moscow-Leningrad: AN Publication.
3. Trofimov V.S., Dremin A.N. O strukture fronta neidealnoy detonatsii v tverdykh VV [On non-ideal detonation front structure in solid explosives] // Fizika gorenija i vzryva [Physics of combustion and explosion]. 1971. Vol. 7, No. 3, pp. 427-428.
4. Mikhaylyuk K. M., Trofimov V. S. O vozmozhnom gasodinamicheskom predele rasprostraneniya detonatsii [On possible gas-dynamic limit of detonation propagation] // Fizika gorenija i vzryva [Physics of combustion and explosion]. 1977. Vol. 13. No. 4, pp. 606-613.
5. Kobylkin I. F., Soloviov V. S., Boyko M. M. Priroda kriticheskogo diametra statsionarnoy detonatsii v kondensirovannykh VV [Nature of critical diameter of steady-state detonation in condensed explosives]. // Trudy MVTU. Mekhanika impulsnykh protsessov [Proceedings of MHTS. Mechanics of impulse processes] 1982, No. 38, pp. 13-22.

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК И ДИСПЕРСНОСТИ КРИСТАЛЛОВ ОКТОГЕНА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ РАЗВИТИЯ ПРОЦЕССА ЕГО ГОРЕНИЯ

Е.В. Халдеев, С.Н. Баранов, Д.А. Пронин, Ю.М. Сустаева, О.В. Шевлягин

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

При разработке изделий, содержащих ВВ, одной из основных задач является обеспечение уровня пожаровзрывобезопасности конструкции, который во многом определяется характеристиками процесса перехода горения ВВ во взрыв.

Для исследования процесса горения ВВ и определения условий перехода его послойного горения во взрыв в ИФВ используется метод возрастающего давления [1]. Метод основан на регистрации давления газообразных продуктов, образующихся при сгорании заряда из ВВ в камере постоянного объема (манометрической бомбе) до ее разгерметизации в результате разрушения. С учетом степени разрушения бомбы дается заключение о характере протекания взрывного процесса в ВВ. Данный метод позволяет исследовать влияние различных факторов на развитие горения изделий с ВВ, в которых могут быть конструкционные зазоры между деталями из ВВ [1], [2].

При исследовании процесса развития горения различных ВВ [2], показано, что горение зарядов из ряда ВВ со щелевыми зазорами при низкой пористости (не более 1 %) в манометрической бомбе до давлений 60 МПа, может, как переходить во взрыв, так и происходить с высокой скоростью нарастания давления без перехода их горения во взрыв. Переход горения зарядов из ВВ во взрыв в основном имел место в зарядах с высоким содержанием (более 90 %) мощного взрывчатого наполнителя – октоген. Вместе с этим, в опыте с ВВ, имеющим в своем составе высокое содержание октогена (~ 97%) и инертные добавки из полиметилакрилата и оксизина, была зарегистрирована более низкая скорость нарастания давления относительно других ВВ на основе октогена и отсутствие перехода горения во взрыв. На такой результат могло повлиять наличие в данном ВВ инертных добавок полиметилакрилата и оксизина, а также свойств (дисперсность, дефектность кристаллов) взрывчатого наполнителя - октогена.

В связи с этим в рамках поиска способов снижения интенсивности развития процесса горения взрывчатых составов на основе октогена предложено проведение исследований по изучению развития горения ВВ на основе октогена с различной дисперсностью кристаллов, как без добавления, так и с добавлением инертных веществ полиметилакрилата и (или) оксизина.

Целью настоящей работы является исследование факторов, которые могут оказывать влияние на интенсивность развития процесса горения ВВ на основе октогена и на основании полученных результатов рекомендовать способы снижения интенсивности горения ВВ на его основе.

При изучении возможности снижения интенсивности развития процесса горения ВВ на основе октогена проведено:

- 1) исследование развития процесса горения октогена, имеющего разную дисперсность ($S_{уд}$ – от 300 – 400 см²/г до 1400 – 1900 см²/г) кристаллов;
- 2) исследование развития процесса горения октогена с добавлением инертных веществ полиметилакрилата и (или) оксизина.

1 Метод исследования перехода процесса горения во взрыв

1.1 Конструкция экспериментальной сборки

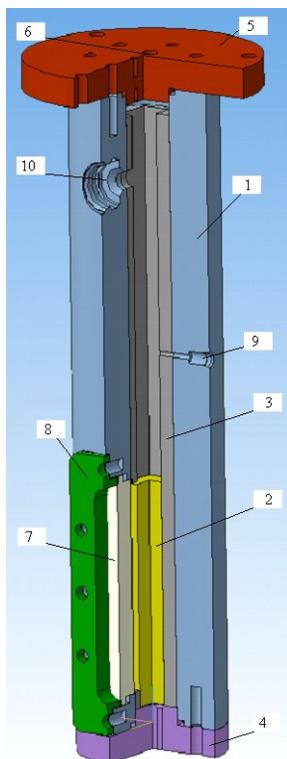
В данной работе для проведения экспериментов использована манометрическая бомба с зарядом из ВВ (см. рисунок 1), имеющим щелевой зазор 0,5 мм.

Манометрическая бомба представляет собой толстостенный цилиндр – корпус 1 из высокопрочной термически обработанной стали. Исследуемое взрывчатое вещество 2, располагается во вкладыше 3, который размещается в канале бомбы. Канал бомбы с обоих концов

герметически закрывается крышками 4, 5. Штуцер для крепления датчика давления присоединяется к бомбе через отверстие 9.

Предохранительная мембрана 10 состоит из свинцовых пластин. Верхняя крышка имеет ввод для электрического провода к воспламенителю 6 (спираль накаливания из нихрома) [2].

Для проведения экспериментов по исследованию процесса развития горения ВВ на основе октогена заряды из ВВ собирались из четырех одинаковых по размерам и форме деталей из ВВ $10 \times 15 \times 150$ мм, по аналогии с работой [1], где исследовалось развитие горение в единичной поре. Предварительно детали попарно склеивались эпоксидным клеем, а затем объединялись в заряд размером $20 \times 30 \times 150$ мм со щелевым зазором 0,5 мм (см. рисунок 2). Коэффициент заряжения при испытании заряда в бомбе составлял 0,37.



- 1 – корпус;
- 2 – заряд из ВВ;
- 3 – вкладыш (2 шт.);
- 4 – дно;
- 5 – крышка;
- 6 – ввод для воспламенителя;
- 7 – окно из оргстекла;
- 8 – прижим;
- 9 – отверстие для крепления датчика давления;
- 10 – предохранительная мембрана

Рисунок 1. Схема экспериментальной сборки (манометрическая бомба с зарядом из ВВ)

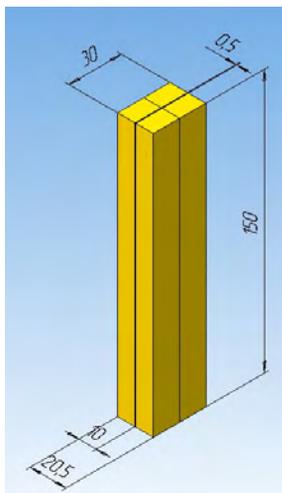


Рисунок 2. Эскиз заряда из ВВ с зазором

Регистрация давления проводилась с помощью системы измерения, в которой использованы датчики давления WIKA, имеющие погрешность $\pm 0,8\%$, быстродействие 1 мс и цифровые осциллографы, имеющие погрешность измерения напряжения $\pm 2\%$. Погрешность системы измерения составляет $\sim 3\%$ в диапазоне измерения давления 0 - 60 МПа [2].

Запуск измерительной аппаратуры СИ осуществлялся с момента подачи напряжения на спираль накаливания.

1.2 Алгоритм обработки полученных результатов

Полученные осциллограммы с датчика давления в виде функции напряжения от времени пересчитывали по калибровочным данным в зависимость давления от времени.

Для всех исследованных ВВ изменение давления в бомбе от времени аппроксимировали зависимостью вида:

$$P(t) = \exp(Bt + C), \quad (1)$$

где коэффициент B в выражении (1) характеризует скорость нарастания давления при горении ВВ в бомбе [2].

Заключение о характере завершающей стадии процесса в манометрической бомбе принимали по состоянию её корпуса [1]:

1) разрушение смотрового окна и отрыв нижней крышки бомбы – свидетельствовало о разгерметизации бомбы, вследствие превышения давления, выдерживающего прочность ее конструкции, и отсутствии детонационных режимов в ВВ, назовём его – состояние I;

2) разрушение бомбы на крупные куски (площадь поверхности куска $S > 20 \text{ см}^2$) указывало на наличие перехода конвективного горения в низкоскоростное взрывчатое превращение (низкоскоростную детонацию) – состояние II;

3) разрушение бомбы на мелкие куски (площадь поверхности куска $S < 20 \text{ см}^2$), наличие бризантного следа на внутренних вкладышах манометрической бомбы свидетельствовало о наличии перехода конвективного горения в стационарную детонацию – состояние III.

2 Изучение возможности снижения интенсивности развития процесса горения ВВ на основе октогена

2.1 Исследование развития процесса горения зарядов из октогена различной дисперсности

Целью данного исследования являлось определение влияния дисперсности октогена без добавления в его состав флегматизаторов. В качестве объекта исследования выбран низкодисперсный октоген (нд) с удельной поверхностью $S_{уд} = 300 - 400 \text{ см}^2/\text{г}$ и высокодисперсный октоген (вд) с $S_{уд} = 1400 - 1900 \text{ см}^2/\text{г}$. Для увеличения прочности деталей из ВВ в октоген с различной дисперсностью было добавлено 1,5 % фторопласта.

В соответствии со схемой опытов (см. рисунок 1) проведено исследование горения зарядов из октогена различной дисперсности. Исследование горения зарядов из октогена проводили с использованием деталей, отпрессованных по технологии, обеспечивающей минимальную пористость – не более 1 %. Результаты опытов по исследованию горения зарядов из октогена различной дисперсности представлены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты опытов по исследованию горения зарядов из ВВ октогена различной дисперсности

Δ , мм	ВВ	ρ , г/см ³	Параметры горения			Результаты опытов	
			$P_{кр}$, МПа	B	Остаток ВВ, %	Состояние бомбы	Процесс горения
0,5	Октоген нд	1,87	0,4	515	нет	II	переход ПГ в КГ, взрыв
	Октоген вд	1,86	0,5	210	5	I	переход ПГ в КГ, взрыва нет

Примечание: Δ - величина зазора в заряде ВВ; ρ – плотность деталей из ВВ; $P_{кр}$ – критическое давление; B – показатель скорости нарастания давления; II - разрушение бомбы на крупные куски (низкоскоростное взрывчатое превращение); I – без разрушения корпуса бомбы (отсутствие взрыва)

На рисунках 3 и 4 представлены графики изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из октогена различной дисперсности в манометрической бомбе с аппроксимирующими выражениями.



Рисунок 3. График изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из низкодисперсного октогена



Рисунок 4. График изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из высокодисперсного октогена

Из результатов, представленных в таблице 1 и на графиках, изображенных на рисунках 3 и 4, видно, что процесс горения зарядов из октогена различной дисперсности значительно различается. При практически одинаковой плотности (пористости) зарядов и критическом давлении показатель скорости нарастания давления отличается в $\sim 2,5$ раза. Однако, наиболее важным фактом является отсутствие взрыва при горении заряда из высокодисперсного октогена, тогда как процесс развития горения заряда из низкодисперсного октогена завершился низкоскоростным взрывчатым превращением с разрушением бомбы на крупные куски. Данный факт может объясняться тем, что детали из высокодисперсного октогена обладают лучшими прочностными характеристиками по

сравнению с деталями из низкодисперсного октогена (значения прочности деталей из высокодисперсного октогена при всех видах нагружения превышают аналогичные характеристики детали из низкодисперсного октогена на 10 – 30 %). Повышение прочностных характеристик, по всей видимости, препятствует трещинообразованию в заряде ВВ при горении и тем самым не создает условий перехода КГ во взрыв. Кроме того, в крупных кристаллитах низкодисперсного октогена присутствует большее количество дефектов в виде пор и трещин, чем в мелких кристаллитах высокодисперсного октогена. Размеры пор и трещин в кристаллитах низкодисперсного октогена значительно превышают размеры пор и трещин в кристаллитах высокодисперсного октогена, что несомненно сказывается на более интенсивном характере процесса горения за счет повышения площади горения в данных дефектах.

Таким образом, вследствие высокой дисперсности и отсутствия значительного числа крупных пор и трещин в высокодисперсном октогене по сравнению с низкодисперсным октогеном процесс развития горения в заряде из высокодисперсного октогена протекает менее интенсивно и не приводит к возникновению взрыва.

2.2 Исследование развития процесса горения зарядов из октогена различной дисперсности с добавлением связующего «полиметилакрилат – оксизин»

Целью данного исследования являлось сравнение параметров горения ВВ из октогена различной дисперсности в сочетании со связующими из полиметилакрилата (ПМА) и оксизина. В качестве объекта исследования выбран низкодисперсный октоген (нд) с удельной поверхностью $S_{уд}=300 - 400 \text{ см}^2/\text{г}$ и высокодисперсный октоген (вд) с $S_{уд}=1400 - 1900 \text{ см}^2/\text{г}$ с добавлением 1,2% полиметилакрилата и 0,8% оксизина в каждый из составов.

В соответствии со схемой опытов (см. рисунок 1) было проведено исследование горения зарядов из октогена с добавлением связующих из полиметилакрилата и оксизина. Исследование горения зарядов из ВВ проводили с использованием деталей, отпрессованных по технологии, обеспечивающей минимальную пористость – не более 1 %. Результаты опытов по исследованию горения зарядов из октогена с добавлением связующих из полиметилакрилата и оксизина представлены в таблице 2.

Таблица 2. Результаты опытов по исследованию горения зарядов из октогена различной дисперсности с полиметилакрилатом и оксизином

Δ , мм	ВВ с ПМА и оксизином	ρ , г/см ³	Параметры горения			Результаты опытов	
			$P_{кр}$, МПа	V	Остаток ВВ, %	Состояние бомбы	Процесс горения
0,5	октоген нд	1,85	0,5	115	20	I	переход ПГ в КГ, взрыва нет
	октоген вд		0,4	120	50		

Примечание: Δ - величина зазора в заряде ВВ; ρ – плотность деталей из ВВ; $P_{кр}$ – критическое давление; V – показатель скорости нарастания давления; I – без разрушения корпуса бомбы (отсутствие взрыва)

На рисунке 5 представлен график изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом и оксизином, на рисунке 6 – графики изменения давления $f=P(t)$ октогена различной дисперсности с полиметилакрилатом и оксизином в манометрической бомбе с аппроксимирующими выражениями.

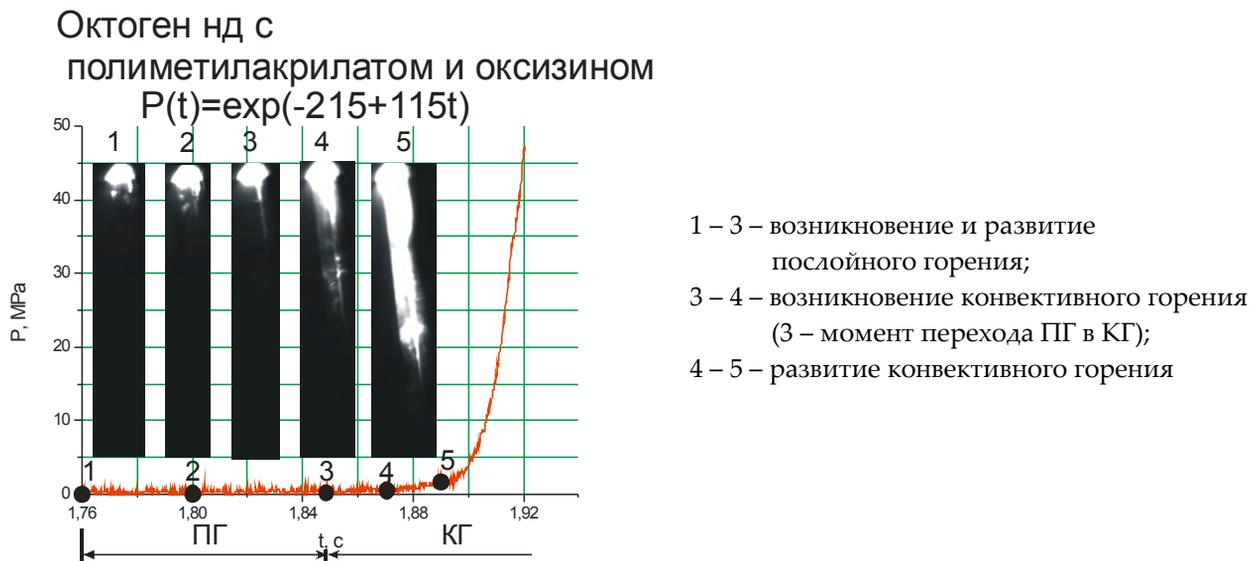


Рисунок 5. График изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом и оксизином

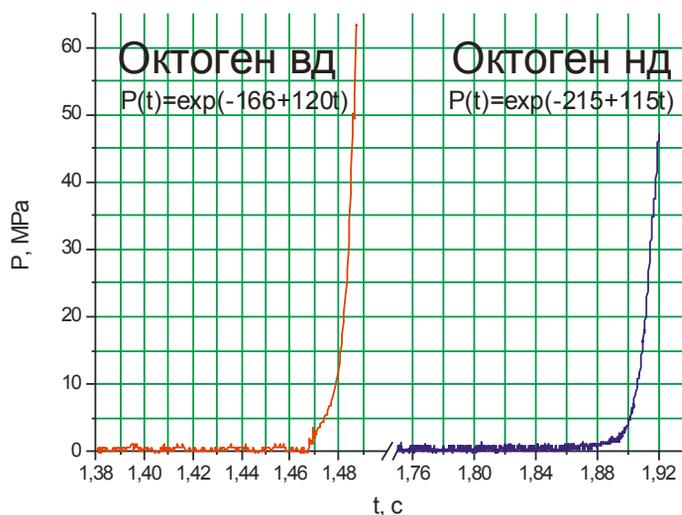


Рисунок 6. Графики изменения давления $f=P(t)$ при процессе горения зарядов из октогена различной дисперсности с полиметилакрилатом и оксизином

Из результатов, представленных в таблице 2 и на графиках, изображенных на рисунке 6, видно, что процесс развития горения зарядов из октогена различной дисперсности с полиметилакрилатом и оксизином происходит практически одинаково: при одной и той же плотности зарядов показатели скорости нарастания давления и значения критического давления для этих ВВ практически совпадают. Процесс горения зарядов из октогена различной дисперсности с полиметилакрилатом и оксизином характеризуется отсутствием перехода ПГ во взрыв.

Таким образом, добавление в октоген различной дисперсности связующих из полиметилакрилата и оксизина с одинаковым процентным содержанием оказывает заметное влияние на процесс развития его горения: процесс развития горения зарядов из данных ВВ менее интенсивный, чем в ВВ на основе октогена без добавления полиметилакрилата и оксизина, и характеризуется отсутствием перехода ПГ во взрыв.

2.3 Исследование развития процесса горения зарядов из низкодисперсного октогена со связующим из полиметилакрилата или оксизина

При сравнении результатов экспериментов по исследованию развития процесса горения ВВ, представленных в п.2.1 и 2.2 видно, что добавление к октогену полиметилакрилата и оксизина существенно снижает показатель скорости нарастания давления: для октогена без инертных добавок $V=210 - 515$, для октогена с добавлением полиметилакрилата и оксизина $V=115 - 120$. Для исследования развития процесса горения октогена с вышеуказанными инертными веществами выбран низкодисперсный октоген вследствие высокой интенсивности процесса горения и перехода его горения во взрыв. Целью данного исследования являлось определение влияния полиметилакрилата и оксизина на процесс развития горения низкодисперсного октогена. Для формирования зарядов из ВВ были изготовлены по четыре детали из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом и оксизином соответственно. Процент содержания как полиметилакрилата, так и оксизина был одинаковый – 2 %. Для увеличения прочности деталей из ВВ в октоген с вышеуказанными флегматизаторами было добавлено 1,5% фторопласта.

В соответствии со схемой опытов (см. рисунок 1) проведено исследование горения зарядов из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом и оксизином. Исследование горения заряда из октогена проводили с использованием деталей, отпрессованных по технологии, обеспечивающей минимальную пористость – не более 1 %. Результаты опытов по исследованию горения зарядов из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом и оксизином представлены в таблице 3.

Таблица 3. Результаты опытов по исследованию горения зарядов из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом и оксизином

Δ , мм	ВВ	ρ , г/см ³	Параметры горения			Результаты опытов	
			$P_{кр}$, МПа	V	Остаток ВВ, %	Состояние бомбы	Процесс горения
0,5	Октоген нд с ПМА	1,86	0,5	47	5	I	переход ПГ в КГ, взрыва нет
	Октоген нд с оксизином	1,84	0,6	110	60		

Примечание: Δ - величина зазора в заряде ВВ; ρ – плотность деталей из ВВ; $P_{кр}$ – критическое давление; V – показатель скорости нарастания давления; I – без разрушения корпуса бомбы (отсутствие взрыва)

На рисунках 7 и 8 представлены графики изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом и оксизином соответственно в манометрической бомбе с аппроксимирующими выражениями.

Из результатов, представленных в таблице 3 и на графиках, изображенных на рисунках 7 и 8, видно, что показатель скорости нарастания давления при процессе горения зарядов из октогена (в связке с фторопластом) с полиметилакрилатом и оксизином отличается более чем в два раза – $V=47$ и $V=110$ соответственно. Значения данных показателей значительно меньше, чем в низкодисперсном октогене без соответствующих флегматизаторов ($V=515$). Процесс горения заряда из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом или оксизином характеризуется отсутствием перехода ПГ во взрыв.

Таким образом, добавление флегматизаторов - полиметилакрилата или оксизина снижает интенсивность процесса развития горения в зарядах из низкодисперсного октогена. При двухпроцентном содержании данных флегматизаторов в низкодисперсном октогене процесс развития горения менее интенсивный, чем в низкодисперсном октогене без полиметилакрилата или оксизина и не приводит к возникновению взрыва.

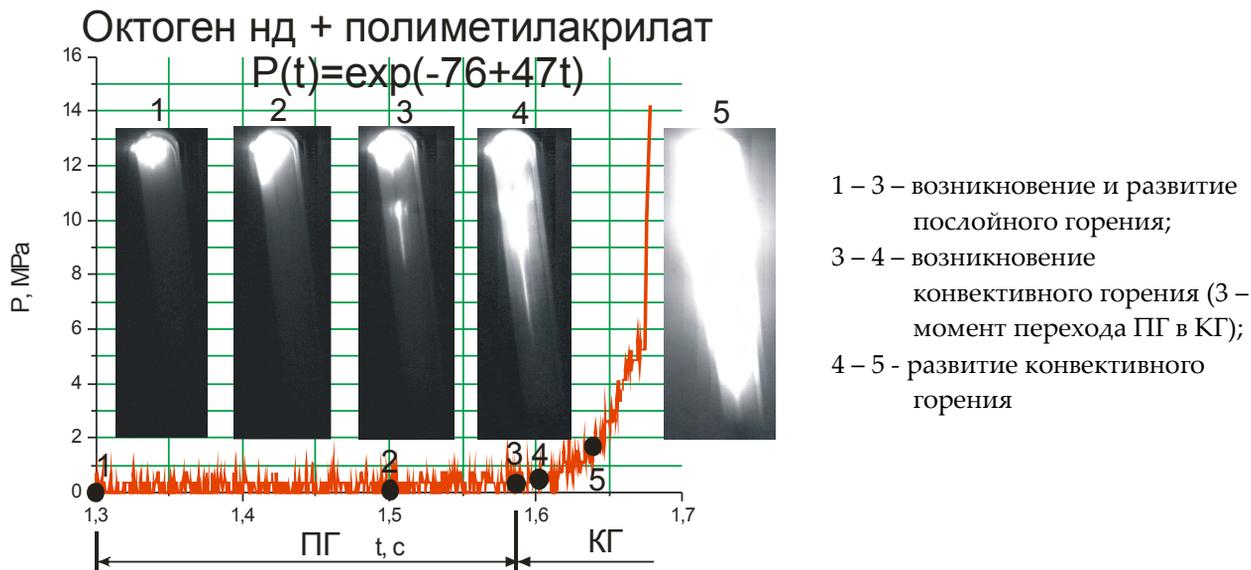


Рисунок 7. График изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из низкодисперсного октогена с полиметилакрилатом

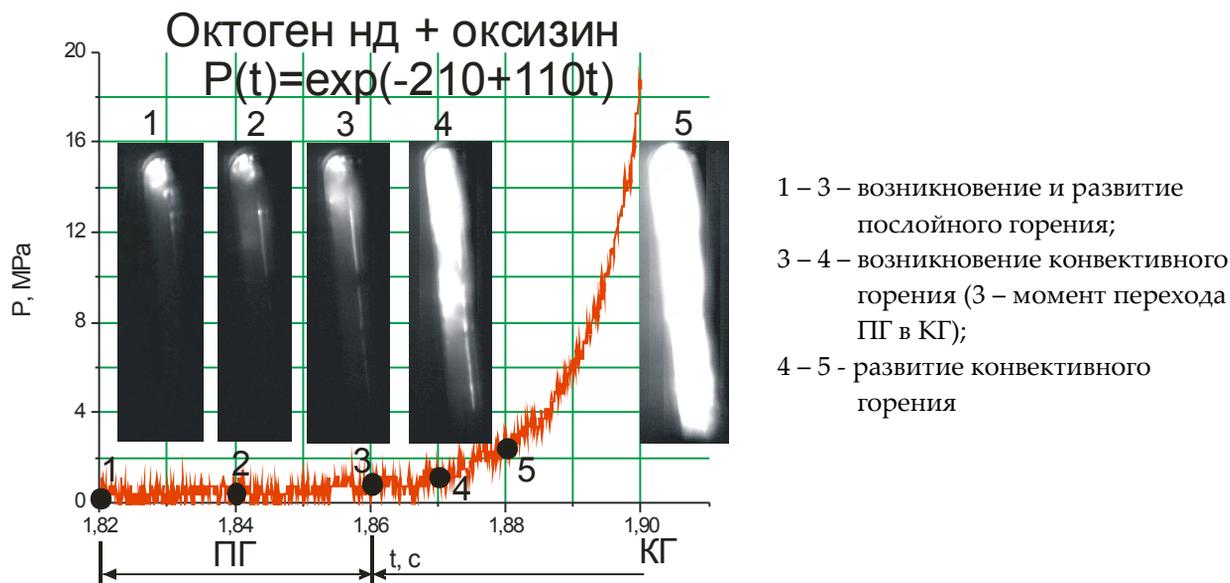


Рисунок 8. График изменения давления $f=P(t)$ с отдельными видеокадрами записи процесса горения заряда из низкодисперсного октогена с оксизином

2.4 Обсуждение полученных результатов

Сравним основные характеристики горения (параметры горения, состояние бомбы, наличие перехода во взрыв), которые приведены в таблицах 1 – 3 и рисунках 2 - 7, и на их основе представим полученные данные в таблице 4.

Из графиков, изображенных на рисунках 3 - 8, и данных, представленных в таблице 4, следует, что наименьшая интенсивность развития процесса горения в зарядах ВВ со щелевым зазором 0,5 мм наблюдается в заряде из низкодисперсного октогена с добавлением 2 % полиметилакрилата. Показатель скорости нарастания давления при горении зарядов из низкодисперсного октогена с добавлением 2 % флегматизатора оксизина, ВВ октогена с полиметилакрилатом и оксизином

примерно одинаковый и составляет $V = 110 - 120$. Далее по возрастанию интенсивности развития процесса горения располагаются заряды из ВВ высокодисперсного октогена и низкодисперсного октогена. Процесс горения всех исследованных ВВ, кроме низкодисперсного октогена, характеризуется отсутствием перехода ПГ во взрыв.

Таблица 4. Основные характеристики горения ВВ на основе октогена

№	ВВ	Параметры горения				Состояние бомбы	Процесс горения
		ρ , г/см ³	$P_{кр}$, МПа	V	Остаток ВВ, %		
1	Октоген нд с полиметилакрилатом	1,86	0,5	47	5	I	Переход ПГ в КГ, взрыва нет
2	Октоген нд с оксизином	1,84	0,6	110	60	I	то же
3	Октоген нд с полиметилакрилатом и оксизином	1,85	0,5	115	20	I	то же
4	Октоген вд с полиметилакрилатом и оксизином	1,85	0,4	120	50	I	то же
5	Октоген вд	1,86	0,5	210	5	I	то же
6	Октоген нд	1,87	0,4	515	нет	II	Переход ПГ в КГ, взрыв

Примечание: ρ – плотность деталей из ВВ; $P_{кр}$ – критическое давление; V – показатель скорости нарастания давления; II - разрушение бомбы на крупные куски (низкоскоростное взрывчатое превращение); I – без разрушения корпуса бомбы (отсутствие взрыва)

Из представленных данных следует, что наибольшее влияние на снижение интенсивности процесса горения зарядов из низкодисперсного октогена оказывает полимерное связующее – полиметилакрилат (ПМА). Эффективность ПМА как ингибитора горения можно объяснить его теплофизическими и термическими свойствами. В отличие от октогена, фторопласта и оксизина ПМА имеет более высокую удельную теплоемкость. Это сказывается на отводе тепла из системы «ВВ - полимер» на акрилат, что в свою очередь препятствует быстрому притоку тепла к взрывчатому наполнителю (Стоит отметить, что при $T \sim 20$ °С $C_p(\text{октоген}) = 0,9$ кДж/кг·К, $C_p(\text{ПМА}) = 1,8$ кДж/кг·К) [3]. Термическая стойкость ПМА в отличие от температуры разложения оксизина (> 400 °С) и фторопласта (~500 °С) значительно ниже [4]. Так, температура плавления полиметилакрилата составляет 160 °С, а температура его разложения - ~ 250 – 300 °С. Термическая деструкция акрилатного полимера представляет собой эндотермическую реакцию и поэтому в процессе термического разложения происходит поглощение тепла за счет превращения тепловой энергии в химическую [5]. Поскольку октоген претерпевает термическое разложение при температуре ~ 280 °С, можно предположить, что теплота, выделяющаяся при термораспаде октогена поглощается ПМА на деструкцию полимера.

Не исключено также, что введение 2 % ПМА к низкодисперсному октогену способствует увеличению прочности деталей из ВВ по сравнению с деталями из низкодисперсного октогена с добавлением 2 % оксизина и деталями из октогена с полиметилакрилатом и оксизином в результате показатель скорости нарастания давления для деталей «ВВ октоген + 2 % ПМА» оказался значительно ниже.

Использование высокодисперсного октогена также снижает интенсивность процесса развития горения и возможность возникновения взрыва при горении заряда из ВВ на основе октогена.

Таким образом, одним из способов снижения интенсивности процесса горения ВВ на основе октогена является использование высокодисперсного октогена с добавкой (~ 2 %) полиметилакрилата и (или) оксизина.

Список литературы

1. А.Ф. Беляев, В.К. Боболев, А.И. Коротков, А.А. Сулимов, С.В. Чуйко Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука» 1973.
2. Л.А. Андреевских, С.А. Вахмистров, Д.А.Пронин, Е.В. Халдеев, Ю.В. Шейков Исследование развития конвективного горения в щели зарядов ВВ Физика горения и взрыва. 2015 т.51 № 6 стр.42 – 46
3. В.П. Привалко. Справочник по физической химии полимеров. Том 2. Свойства полимеров в блочном состоянии. Киев. Наукова думка. 1984 г.
4. Д.Д. Чегодаев. Фторопласты. Государственное научно-техническое издательство химической литературы. Ленинград. 1956 г.
5. С.П. Мадорский. Термическое разложение органических полимеров. Издательство «Мир». Москва. 1967 г.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УДАРНОВОЛНОВОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВВ С УЧЁТОМ РАЗОГРЕВА ОЧАГОВ

В.Н. Князев, Р.А. Воронков, Е.Н. Богданов, Е.В. Рычагов, А.В. Родионов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В большинстве современных кинетических моделей детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) полагается, что развитие реакции химического разложения происходит в форме послыонного горения из сформированных на фронте ударной волны (УВ) очагов.

Однако данные экспериментальных и теоретических исследований преддетонационных процессов в твёрдых взрывчатых веществах при механических воздействиях невысокой интенсивности указывают на существование индукционного периода. Этот интервал времени обусловлен разогревом вещества в очаге и предшествует самоускорению реакции вследствие увеличения площади реакционной поверхности и переходу её в детонационный режим.

В данной работе предпринята попытка учёта индукционного периода с помощью новой двухстадийной кинетической модели детонации «ОЧАГ». Основные положения предложенной кинетической модели детонации сформулированы следующим образом:

1. На фронте ударной волны, распространяющейся по ВВ, формируются зоны локального разогрева, будем называть их горячими точками, температура в которых недостаточна для выполнения критерия Зельдовича [1] и образования волны стационарного горения. В горячих точках протекает гомогенная экзотермическая реакция в условиях теплообмена с окружающим материалом. Это положение принципиально отличает модель «ОЧАГ» от других современных кинетических моделей.

2. При выполнении критерия существования стационарной волны горения, то есть достижения определённой температуры, горячая точка становится очагом (зародышем). Гомогенная реакция разложения сменяется гетерогенной реакцией, которая происходит в форме послыонного горения из образовавшихся очагов.

В модели полагается, что на фронте ударной волны, в зависимости от её интенсивности, формируются горячие точки с характерными температурой T_{spot} и радиусом r_{spot} , распределённые в объёме материала с характерным расстоянием h_{spot} между ближайшими соседями. Расчётная оценка

температуры горячих точек T_{spot} , разогревающихся за счёт диссипативных процессов в УВ, выполняется в предположении их равномерного распределения. Для иллюстрации на рисунке 1 представлен простейший случай равномерного распределения горячих точек на плоскости.

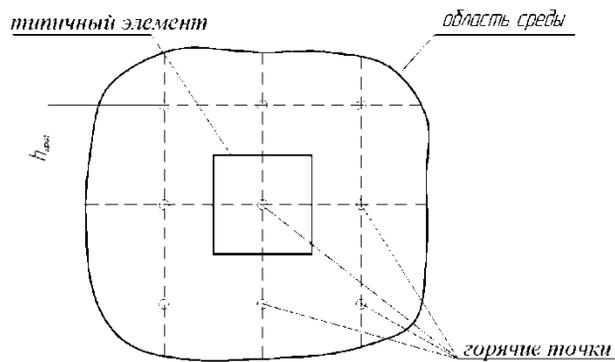


Рисунок 1. Двумерная схема равномерного расположения горячих точек в материале

Характерное расстояние между горячими точками h_{spot} и их радиус r_{spot} – эмпирические функции, вид и параметры которых определены, опираясь на экспериментальные данные опытов по исследованию возбуждения детонации, представленных ниже:

$$h_{spot} = \frac{a}{(e^{b \cdot \varepsilon_i^p} - 1)} \quad (1)$$

$$r_{spot} = c \cdot h_{spot}$$

где ε_i^p – интенсивность пластической деформации, a, b, c – константы.

Первая стадия описываемой кинетической модели детонации характеризуется разогревом горячих точек за счёт работы диссипативных процессов (прочность, вязкость, схлопывание пор и т.д.) и гомогенной экзотермической реакции разложения, протекающей в объёме горячей точки:

$$Q^+ = Q_{diss}^+ + Q_{chem}^+ \quad (2)$$

где Q_{diss}^+ – количество тепла, выделяемое в горячей точке за счёт диссипативных процессов;

Q_{chem}^+ – количество тепла, выделяемое в горячей точке за счёт химической реакции.

При равномерном распределении горячих точек, имеющих сферическую форму, скорость выделения тепла в каждой из них за счёт диссипативных процессов можно представить выражением:

$$\frac{dQ_{diss}^+}{dt} = \frac{3}{4 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{h_{spot}}{r_{spot}} \right)^3 \cdot \frac{dQ_{diss}^{elem}}{dt} \quad (3)$$

где $\frac{dQ_{diss}^{elem}}{dt}$ – удельное по объёму количество тепла, выделяющегося за счёт диссипативных процессов в типичном элементе.

Скорость разогрева за счёт гомогенной экзотермической реакции в объёме горячей точки определяется в соответствии с упрощённой формой закона действующих масс и уравнением Аррениуса:

$$\frac{dQ_{chem}^+}{dt} = Q_0 \cdot \frac{d\alpha_{spot}}{dt} = Q_0 \cdot (1 - \alpha_{spot}) \cdot P \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{E_A}{R \cdot T_{spot}}\right) \quad (4)$$

где Q_0 – удельная по объёму энергия взрывчатого превращения, α_{spot} – степень превращения в горячей точке, P – давление, A – предэкспонента в уравнении Аррениуса, E_A – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная.

Кроме разогрева, в предложенной модели учитываются потери тепла в горячей точке за счёт теплообмена с окружающим её материалом. Скорость теплоотвода через поверхность горячей точки определяется с помощью эффективного коэффициента теплоотдачи и приводится к объёму горячей точки V_{spot} :

$$\frac{dQ^-}{dt} = \frac{\chi \cdot S_{spot} \cdot (T_{spot} - T_0)}{V_{spot}} \quad (5)$$

где $\chi = \frac{\delta^* \cdot 2,718 \cdot \lambda}{3 \cdot r_{spot}}$ - эффективный коэффициент теплоотдачи, λ - коэффициент

теплопроводности, S_{spot} - площадь поверхности горячей точки, T_0 - температура среды, окружающей горячую точку.

Выражение для коэффициента теплоотдачи получено для разрабатываемой модели путём сравнительного анализа критериев зажигания Н.Н. Семёнова [2] и Д.А. Франк-Каменецкого [3] с учётом критического параметра Франк-Каменецкого для сферы $\delta^*=3,32$ [4].

Таким образом, для определения температуры T_{spot} каждой горячей точки численным образом интегрируется уравнение теплового баланса:

$$c_v \cdot \rho \cdot \frac{dT_{spot}}{dt} = \frac{dQ^+}{dt} + \frac{dQ^-}{dt} \quad (6)$$

где c_v - удельная теплоёмкость при постоянном объёме, ρ - плотность, T_{spot} - текущая температура горячей точки, Q^+ - количество тепла, выделяемое в горячей точке; Q^- - количество тепла, отводимое от горячей точки в окружающий материал через её поверхность.

В данной модели принято, что волна стационарного горения формируется в горячей точке, когда она прогревается до температуры горения ВВ (например, для октогена $T_{крит}=3000$ К). С этого момента в модели гомогенная объёмная реакция разложения сменяется гетерогенной реакцией в конденсированном взрывчатом веществе, которая происходит в форме послойного горения из сформированных очагов. Эта реакция - есть вторая стадия в рассматриваемой модели.

В настоящее время для описания кинетики гетерогенного разложения ВВ широко применяется геометрико-вероятностный подход, заимствованный из топочимии, в котором полагается, что химическая реакция локализована на реакционной поверхности, эволюция которой обусловлена ростом и взаимодействием очагов. В предположении мгновенного образования зародышей, случайным образом распределённых по объёму среды, и постоянной скорости роста очага $u=dr/dt=const$ (r - текущий радиус очага), получено уравнение Авраами-Ефремова [5]:

$$[-\ln(1-\alpha)]^{1/n} = k(t-t_0) \quad (7)$$

где k - константа, $n=3$ - число направлений эффективного роста очага, t - время, t_0 - начальный момент времени.

Следует ещё раз отметить, что расчёт температуры горячих точек за счёт диссипативных сил проводится в упрощающем предположении о равномерном распределении горячих точек в объёме ВВ, в то время как для моделирования процесса послойного горения используется более общее предположение о случайном распределении очагов.

В рамках предлагаемой кинетической модели уравнение Авраами-Ерофеева модифицировано и в дифференциальной форме выглядит следующим образом:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{(36 \cdot \pi)^{1/3}}{h_{spot}} \cdot [-\ln(1-\alpha)]^{2/3} \cdot (1-\alpha) \cdot u \quad (8)$$

Это уравнение в новой модели детонации «ОЧАГ» определяет скорость гетерогенного разложения. Заметим, что уравнение (8) аналогично кинетическому уравнению модели КРАКАТОА [6].

Как и во многих других кинетических моделях детонационного превращения, полагается, что линейная скорость горения является функцией только давления $u=u(P)$. Для исследуемого в

настоящей работе ВВ на основе октогена, из анализа предварительных расчётов и учитывая значительный разброс результатов измерений линейной скорости горения в октогене [7], [8], в данной модели выбрана следующая зависимость скорости фронта волны горения:

$$u = \begin{cases} 50 \text{ м/с}, & \text{при } P < 10,8 \text{ ГПа} \\ (30 \cdot P - 275) \text{ м/с}, & \text{при } P \geq 10,8 \text{ ГПа} \end{cases} \quad (9)$$

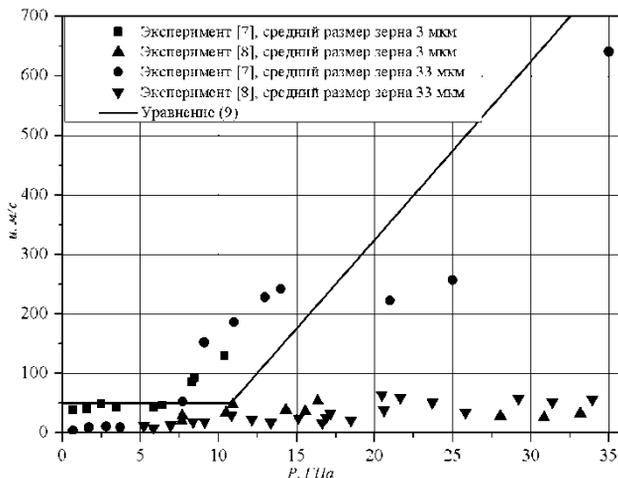


Рисунок 2. Зависимость линейной скорости горения от давления

На рисунке 2 представлены экспериментальные значения скорости горения и предложенная модельная зависимость уравнения (9).

Для описания деформирования среды используется простейшая модель идеального упругопластического тела, параметрами которой являются модуль сдвига G и предел текучести γ_d .

Для описания поведения твёрдой фазы ВВ и продуктов взрыва применяется широко известное уравнение состояния типа Ми-Грюнайзена JWL.

Кинетическая модель детонации «ОЧАГ» – уравнения (1)-(9) – внедрена в гидродинамический программный код.

Обоснование работоспособности новой модели выполнено с использованием результатов серии экспериментов по исследованию возбуждения детонации в ВВ на основе октогена плоскими ударными волнами малой интенсивности (смотри рисунок 3).

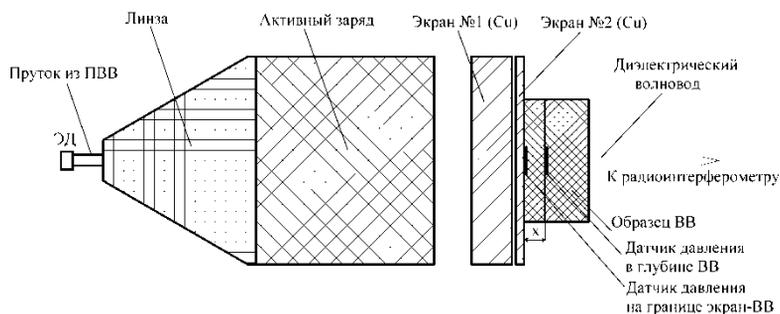


Рисунок 3. Эскиз экспериментальной сборки

Для создания в образце исследуемого ВВ ударной волны малой интенсивности использовалось плосковолновое нагружающее устройство разработки ИФВ. В данном устройстве ударная волна в экране из меди формируется при торможении продуктов взрыва активного заряда, плоская детонационная волна в котором создаётся генератором с профилирующей вставкой (линзой). Важным элементом таких устройств является наличие воздушного зазора между активным зарядом и экраном. Этот зазор обеспечивает формирование в экране ударной волны

прямоугольного профиля. Разновременность выхода ударной волны из экрана составляет 0,05-0,08 мкс в круге диаметром 80 мм. В опытах радиоинтерферометрической методикой определялась глубина и время задержки возбуждения детонации, а также с помощью манганиновых датчиков регистрировались временные зависимости давления в различных сечениях исследуемого ВВ.

С помощью модели детонации «ОЧАГ» проведено численное моделирование экспериментов в одномерном приближении по схеме, представленной на рисунке 4. В качестве начального условия задавалось давление на границе медного экрана, определенное в расчёте, моделировавшем работу генератора, детонацию в активном заряде ВВ и воздействие ПВ на медный экран в 2D приближении.

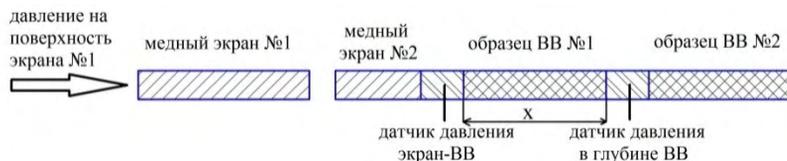
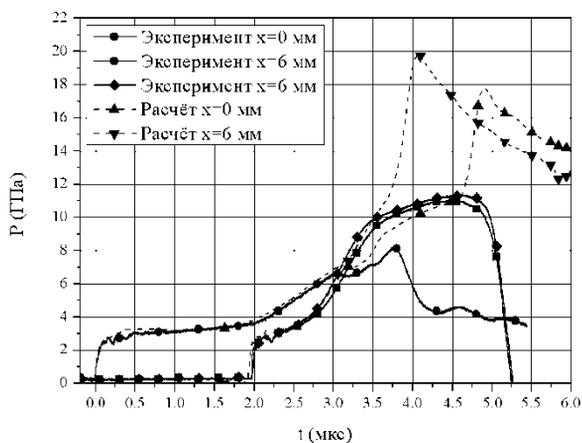
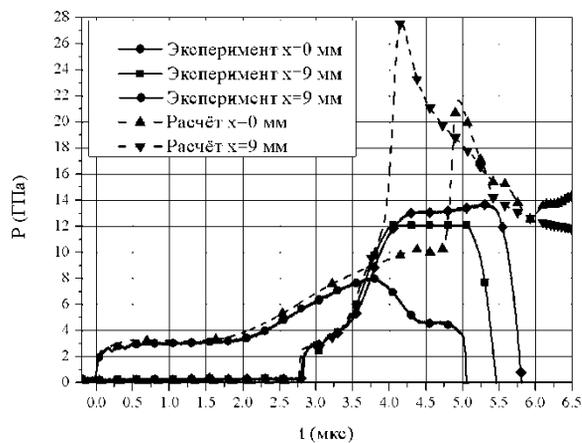


Рисунок 4. Расчетная схема

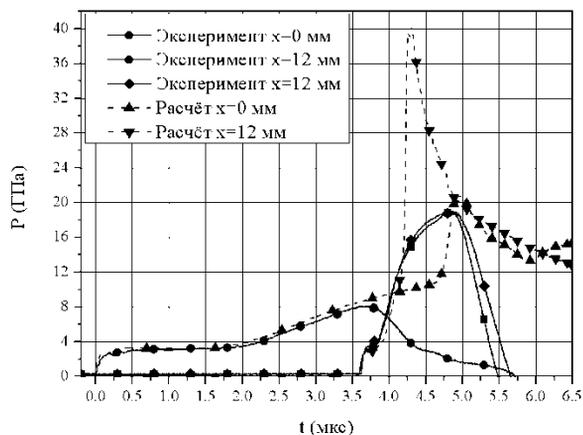
На рисунке 5 приведены временные зависимости давления, зарегистрированные манганиновыми датчиками, установленными на границе экран-ВВ ($x=0$ мм) и на разной глубине в образце ВВ ($x=6, 9, 12, 21$ мм). Там же представлены соответствующие расчётные зависимости.



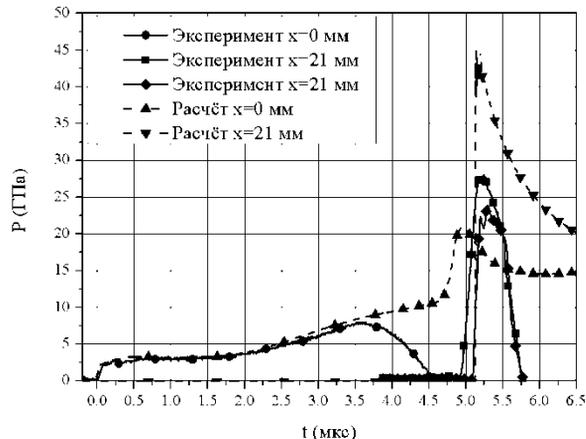
а) давление ударной волны 3 ГПа



б) давление ударной волны 3 ГПа

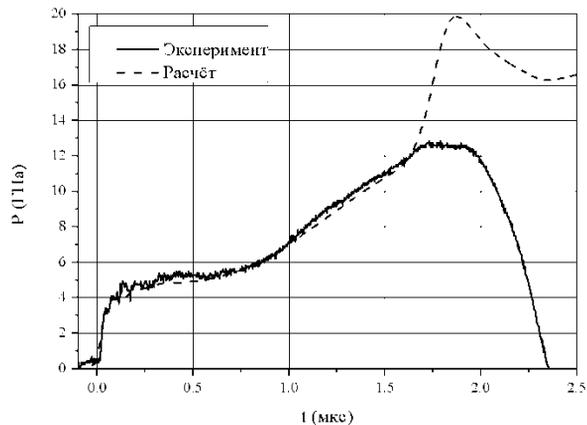


в) давление ударной волны 3 ГПа

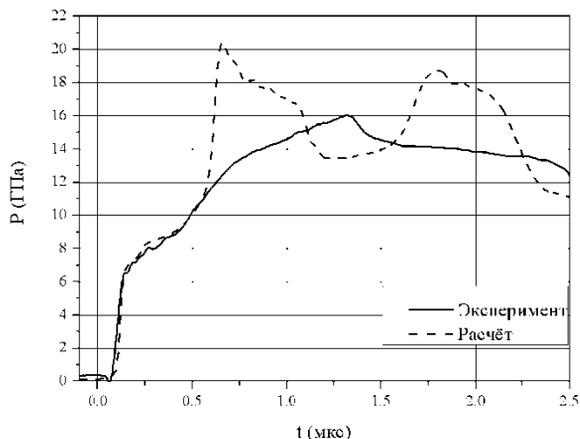


г) давление ударной волны 3 ГПа

Рисунок 5а-г. Временные зависимости давления (отсчет времени – от момента входа УВ в образец ВВ)



д) давление ударной волны 5 ГПа

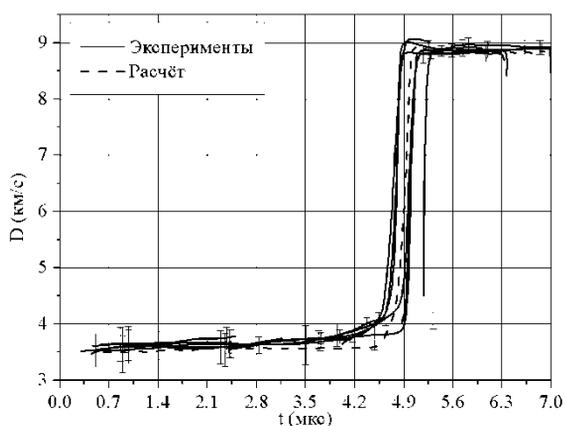


е) давление ударной волны 8 ГПа

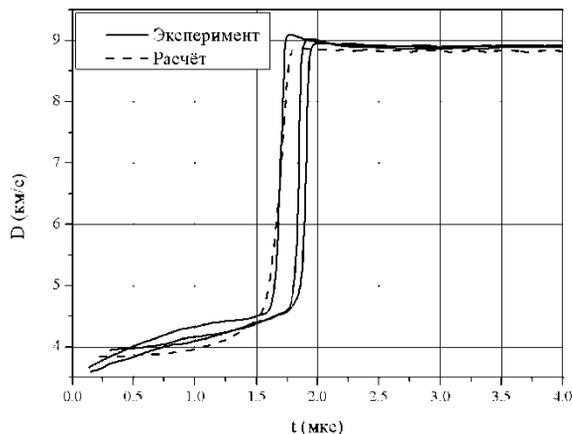
Рисунок 5д,е. Временные зависимости давления (отсчет времени – от момента входа УВ в образец ВВ)

Из рисунка 5 видно, что начальный участок и скорость нарастания давления в зоне интенсивного разложения у расчётных и экспериментальных кривых хорошо совпадают.

На рисунке 6 представлено сравнение совокупности экспериментальных зависимостей скорости фронта инициирующей волны от времени, полученных при помощи радиоинтерферометра, с соответствующими расчётными кривыми.



а) давление ударной волны 3 ГПа



б) давление ударной волны 5 ГПа

Рисунок 6. Сравнение экспериментальных и расчётных зависимостей скорости фронта инициирующей волны от времени (радиоинтерферометр) (отсчет времени – от момента входа УВ в образец ВВ)

График, представленный на рисунке 6а, свидетельствует, что в экспериментах с давлением ударной волны 3 ГПа вошедшая в образец ВВ ударная волна в начальный период времени распространяется практически с постоянной скоростью. Переход к детонационному режиму сопровождается скачком скорости фронта волны. В случае амплитуды УВ 5 ГПа (рисунок 6б) наблюдается схожая картина. Однако участок стационарной скорости фронта волны слабо выражен. Это связано с уменьшением времени разогрева горячих точек вследствие увеличения амплитуды входящей в ВВ ударной волны. Результаты численного моделирования в пределах экспериментального разброса и погрешности измерений удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Заключение

В настоящей работе предпринята попытка описания новых экспериментальных данных о возбуждении детонации в составе на основе октогена слабыми ударными волнами посредством учёта в расчётах индукционного периода с помощью двухстадийной кинетической модели детонации «ОЧАГ». На первой стадии модели рассчитывается разогрев микроскопических объёмов ВВ (горячие точки) вследствие гомогенной экзотермической реакции в условиях теплообмена с окружающим материалом. При достижении определённой температуры горячая точка становится очагом, гомогенная реакция разложения сменяется гетерогенной и начинается стадия послойного горения ВВ. Расчёт разогрева горячих точек за счёт объёмной экзотермической реакции разложения принципиально отличает предложенную модель от прочих.

Использование этой новой модели при численном моделировании позволило корректно описать новые экспериментальные данные, полученные в рамках исследования особенностей процесса инициирования детонации в составе на основе октогена слабыми УВ.

Авторы выражают благодарность В.М. Бельскому и О.А. Тюпановой за полезные консультации и обсуждение модели.

Список литературы

1. Я.Б.Зельдович, Д.А.Франк-Каменецкий. Теория теплового распространения пламени. // ЖФХ, 1938, т. 12, №1, с. 100-105.
2. Н.Н.Семенов. К теории процессов горения. // Ж. Физика. 1928, т. 60, № 3, с. 241-250.
3. Д.А.Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. // М.: Наука, 1987, с. 494.
4. Б.В.Алексеев, А.М.Гришин. Физическая газодинамика реагирующих сред. // М.: Высшая школа, 1985, с. 464.
5. Б.В.Ерофеев. // ДАН СССР, 1946, №52, с. 511.
6. G.Damamme. Contribution à la théorie hydrodynamique de l'onde de détonation dans les explosifs condensés. // Thèse d'état présentée à l'université de Poitiers, 1987.
7. A.P.Esposito, D.L.Farber, J.M.Zaug, J.E.Reaugh. Reaction propagation rates in HMX at high pressure. // Combustion, Explosion and Shock Waves, 37(3), 2003, p. 83-88.
8. J.M.Zaug, C.E.Yong, G.T.Long, J.L.Maienschein, E.A.Glascoe, D.W.Hansen, J.F.Wardell, C.K.Black,G.B.Sykora. Deflagration rates of secondary explosives under static MPa-GPa pressure. // Shock Compression of Condensed Matter, 2009, p 420-423.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ТОНКИХ ПРЕГРАД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ РАЗЛОЖЕНИЯ ВВ ВБЛИЗИ ФРОНТА ДЕТОНАЦИИ

В.И. Таржанов, А.В. Воробьёв, А.Н. Еськов, Д.П. Кучко, М.А. Ральников, Р.В. Комаров

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

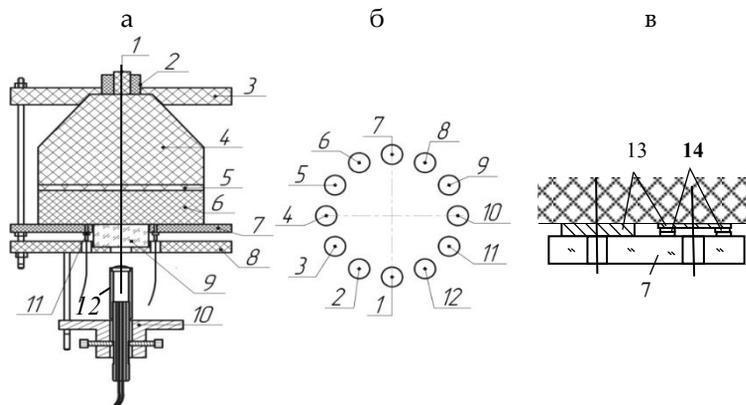
Известные на сегодня экспериментальные данные по ударной сжимаемости нереагирующих ВВ получены в диапазоне низких давлений $p \leq 16$ ГПа [1-4]. С другой стороны, в последние годы фотоэлектрическим и лазерно-интерферометрическим методами с высоким временным разрешением зарегистрированы параметры мощных и промышленных ВВ на пике Неймана (химпике), которые трактуются как точки ударной адиабаты ВВ, не реагирующего какое-то малое время за детонационным фронтом [5-11]. Закономерны вопросы – в течение какого времени

остаётся ВВ не реагирующим за фронтом, остаётся ли оно не реагирующим при повторном нагружении выше пика Неймана?

Предложен экспериментальный метод, позволяющий установить возможность разложения ВВ за фронтом детонации вблизи него – метод тонких преград с лазерно-интерферометрической диагностикой. Метод преград применялся ранее [12, 13] с электроконтактной регистрацией для подтверждения наличия химпика в соответствии с теорией детонации Зельдовича, Неймана, Дёринга [14]. Применение лазерно-интерферометрической диагностики открывает новые возможности метода.

Постановка экспериментов

Проведены эксперименты, в которых при совмещении лазерно-интерферометрических методик VISAR и лазерно-гетеродинной методики (ЛГМ – за рубежом – PDV (Photonic Doppler Velocimetry) [16]) [11, 15] диагностировалось ускорение фольг из разных металлов (Al, Cu, Ni) с толщинами 0,03...0,3 мм, устанавливаемых на поверхности зарядов пластифицированного ТАТБ (ПТАТБ) с пористостью 1,12, а также регистрировались детонационные профили через окно из LiF, имеющего со стороны ВВ покрытие из Al толщиной 2,5 мкм (рисунок 1). Фольги устанавливались на ВВ с поджимом держателем феррул через набор колец, вырезаемых из этой же фольги.



1 – электродетонатор; 2 – розетка; 3 – центратор; 4 – линзовый заряд; 5 – шашка ТГ55 Ø120x10 мм; 6 – исследуемое ВВ Ø120x40...60 мм; 7 – держатель феррул; 8 – прижим; 9 – окно (LiF); 10 – измерительный узел; 11 – феррулы ЛГМ; 12 – «совмещённая» головка; 13 – фольги; 14 – кольца

Рисунок 1. Схема экспериментальной сборки (а), расположение фольг

Детонационная волна с плоским фронтом формировалась в заряде исследуемого ВВ инициирующей системой, состоящей из электродетонатора, взрывной линзы и шашки ТГ55. Для формирования зондирующего лазерного пучка и приема излучения в измерениях с фольгами использовались феррулы с диаметром 2,25 мм. Феррула это – металлический цилиндр, в осевое отверстие которого вклеено одномодовое волокно диаметром 250 мкм с отполированным торцом. Расстояние от феррул до фольг равнялось 1 мм. Зондирование контактной поверхности «ВВ-LiF» и приём от неё излучения в «совмещённой» головке, содержащей световоды разных методик, осуществлялись с помощью оптической линзы Ø12,7 мм с фокусным расстоянием $f = 15$ мм. Диаметр пятна зондирования устанавливался равным 0,3 мм.

Результаты

Пример обработки первичной информации в виде профилей ускорения фольг приведен на рисунке 2, там же показана t, x – диаграмма волновых циркуляций в фольге. Видно, что на границе ВВ с фольгой возникают состояния с массовыми скоростями u_1, u_2, u_3 , которые при разлёте на

свободной поверхности фольги обеспечивают скорости W_1, W_2, W_3 , регистрируемые в виде скачков с «палочками».

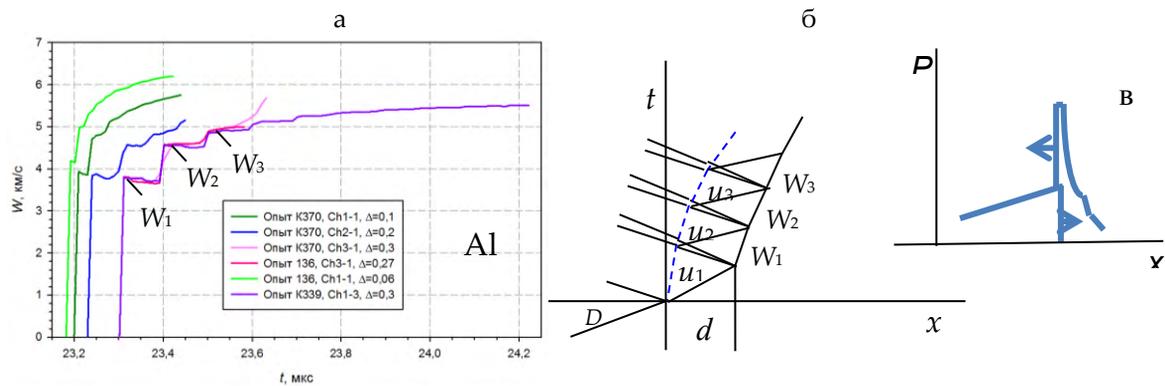


Рисунок 2. Профили ускорения фольг из Al разной толщины (а); t, x - диаграмма волновых циркуляций в фольге (б); формирование профиля повторного нагружения и разгрузки ВВ (в)

В связи с тем, что первая и последующие ударные волны, входящие в фольгу, затухают при прохождении по её толщине, прямое использование значений W_1, W_2 и W_3 для установления состояний в ВВ, возникающих сразу после распада разрывов на границе «ВВ-материал фольги», было бы некорректным. Необходимо вычислять массовые скорости на этой границе по скоростям свободной поверхности W_{01}, W_{02}, W_{03} фольги нулевой толщины. Такие скорости можно находить, экстраполируя экспериментальные зависимости W_1, W_2 и W_3 от толщины фольги d до пересечения с осью ординат (рисунок 3). Такой метод является фактически методом виртуального зондирования состояний ВВ вблизи детонационного фронта за предельно короткое время, близкое к нулю. прямое использование значений W_2 и W_3

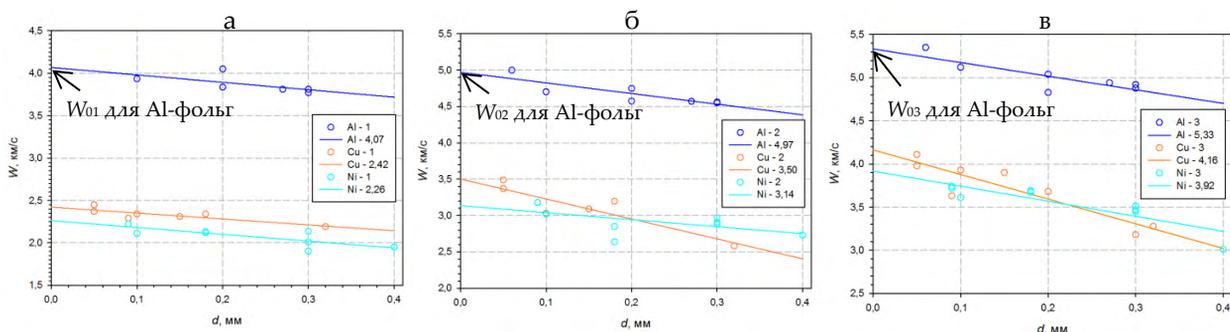


Рисунок 3. Регистрируемые скорости свободной поверхности фольг из Al, Cu и Ni на первом скачке – W_1 (а), втором скачке – W_2 (б) и третьем скачке – W_3 (в) в зависимости от их толщины. Нахождение W_{01}, W_{02} и W_{03}

Вычисленные значения W_{01}, W_{02}, W_{03} , а также соответствующие им значения массовых скоростей u_{01}, u_{02}, u_{03} и давлений P_{01}, P_{02}, P_{03} , найденные методом P, u - диаграмм, приведены в таблице и на рисунке 4.

Таблица. Вычисленные значения $W_{01}, W_{02}, W_{03}, u_{01}, u_{02}, u_{03}$ и P_{01}, P_{02}, P_{03}

Материал фольги	$W_{01}, \text{ км/с}$	$W_{02}, \text{ км/с}$	$W_{03}, \text{ км/с}$	$u_{01}, \text{ км/с}$	$u_{02}, \text{ км/с}$	$u_{03}, \text{ км/с}$	$P_{01}, \text{ ГПа}$	$P_{02}, \text{ ГПа}$	$P_{03}, \text{ ГПа}$
Al	4,07	4,97	5,33	2,035	4,52	5,15	44,7	7,41	2,73
Cu	2,42	3,50	4,16	1,21	2,96	3,83	62,1	23,0	13,0
Ni	2,26	3,14	3,92	1,13	2,70	3,53	63,2	20,2	17,4

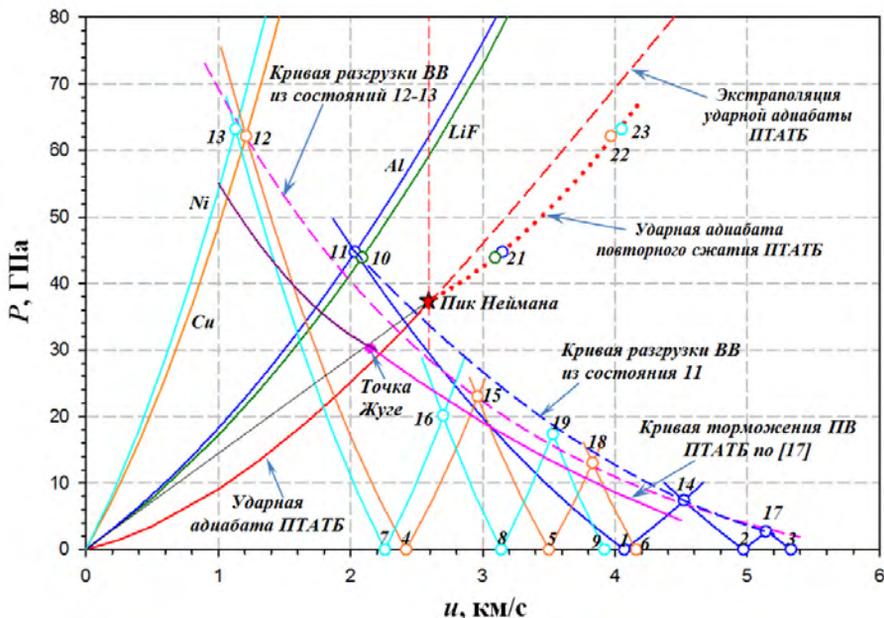


Рисунок 4. P, u -диаграмма состояний в материалах фольг, LiF и исследуемом ВВ, реализующихся при волновых взаимодействиях

Точки: 1, 2, 3 – скорости свободной поверхности фольги из алюминия на первом, втором и третьем скачках – $W_{01Al}, W_{02Al}, W_{03Al}$ при её толщине $d \rightarrow 0$; 4, 5, 6 – то же для фольги из меди – $W_{01Cu}, W_{02Cu}, W_{03Cu}$; 7, 8, 9 – то же для фольги из никеля – $W_{01Ni}, W_{02Ni}, W_{03Ni}$; 10 – массовая скорость на границе «ВВ-LiF», 11, 12, 13 – найденные по $W_{01Al}, W_{02Al}, W_{03Al}, W_{01Cu}, W_{02Cu}, W_{03Cu}, W_{01Ni}, W_{02Ni}, W_{03Ni}$ состояния на ударных адиабатах алюминия, меди, никеля, реализующиеся при выходе состояния Неймана на фольгу; 14, 15, 16 – состояния на границе «ВВ-фольга» после первой волновой циркуляции по фольге из алюминия, меди, никеля; 17, 18, 19, – то же после второй циркуляции; 20, 21, 22, 23 – найденные по точкам 10 – 13 состояния ВВ, реализующиеся сразу после отражения детонационного фронта от фольги, принадлежащие к искомой ударной адиабате повторного нагружения;

○ – усреднённое для трёх опытов состояние на границе ВВ-LiF при выходе детонационного фронта;

★ – состояние на пике Неймана в ПТАТЬ, найденное по состоянию ○.

Кривая торможения химпика

Состояния в ПТАТЬ на ударной адиабате повторного сжатия находятся следующим образом. Сначала по значениям W_{01} для всех материалов фольг находятся соответствующие массовые скорости в этих материалах с использованием общеизвестного соотношения $u_{01} = W_{01}/2$. По u_{01} находятся давления P_{01} по интерполяционным уравнениям ударных адиабат материалов фольг из [18]. На рисунке 4 это – состояния 11, 12, 13 соответственно для Al, Cu, Ni. Ясно, что эти состояния являются одновременно состояниями ПТАТЬ после отражения детонационного фронта от соответствующей фольги. Состояние 10 в LiF является одновременно состоянием ВВ после распада разрыва на границе ВВ – LiF. Следовательно, точки 10, 11, 12 и 13 это – точки ударной адиабаты повторного нагружения исследуемого ВВ из состояния в химпике. Адиабата должна располагаться выпуклостью влево, поскольку нагружение ВВ при отражении от фольги было встречным. Данная адиабата, построенная аппроксимацией экспериментальных точек, может быть названа кривой торможения химпика по аналогии с кривой торможения ПВ.

Состояния в ПТАТЬ после однократной и двукратной разгрузки фольг

По значениям W_{01} и W_{02} для всех материалов фольг находились состояния 14, 15 и 16 с массовыми скоростями u_{02} в этих материалах с использованием соотношения $u_{02} = W_{01} + (W_{02} - W_{01})/2$. По u_{02} находятся давления P_{02} с использованием ударных адиабат материалов фольг. Состояния 17, 18 и 19 (рисунок 4) с массовыми скоростями u_{03} в этих материалах находились

по соотношению $u_{03} = W_{02} + (W_{03} - W_{02})/2$. По u_{03} вычислялись давления P_{03} с использованием ударных адиабат материалов фольг. Понятно, что и состояния 14–16, и состояния 17–19 являются одновременно состояниями ПТАТБ соответственно после однократной и двукратной разгрузки из состояний повторного нагружения 11–13. На рисунке 4 построены соответствующие кривые разгрузки, аппроксимирующие экспериментальные данные. Видно, что эти кривые разгрузки лежат выше равновесной кривой торможения ПВ с расположенной на ней точкой Жуге из [17]. Объяснение такому расположению понятно – разгрузка ВВ проходила из состояний 11–13, расположенных в зоне химической реакции выше точки Жуге. Отметим, что полученные кривые разгрузки не могут слиться с кривой торможения по [17] в ходе последующих волновых циркуляций по фольгам, поскольку избыток энергии, приобретённый веществом в ходе повторного нагружения остаётся в нём и при разгрузке.

Профили детонационных волн в ПТАТБ. Химпик (пик Неймана)

Результаты регистрации профилей детонационной волны в ПТАТБ на границе с LiF показаны на рисунке 6. Среднее значение максимальной скорости для профилей трёх экспериментов равно 2,084 км/с. Давление в LiF, соответствующее этой массовой скорости, составит 43,8 ГПа. Данное состояние в LiF (точка 10 на рисунке 4) является одновременно состоянием в ПТАТБ, реализующимся при повторном нагружении его на LiF из состояния в химпике.

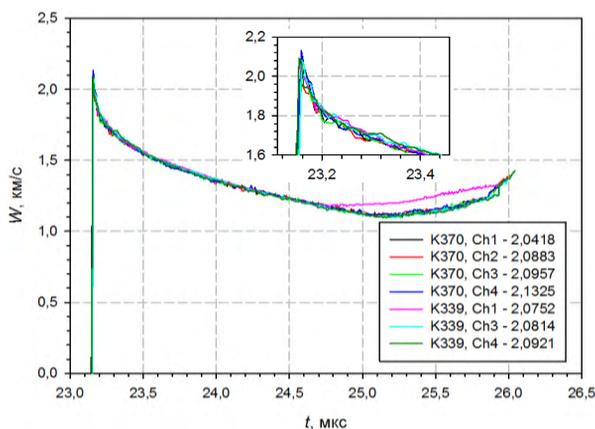


Рисунок 5. Семь профилей детонационной волны в ПТАТБ на границе с окном из LiF, полученные в двух экспериментах

Обсуждение результатов

Физический вопрос, на который надо ответить в данной работе, таков – а что ускоряет фольги после выхода на них детонационного фронта – продукты взрыва (ПВ) или ещё непрореагировавшее «инертное» ВВ, существующее на ширине химпика? Используемые фольги тонкие, и время одной-двух циркуляций волн по ним может быть меньше длительности зоны разложения исследуемого ПТАТБ. В таком случае можно полагать, что уж за время первой волновой циркуляции (от 10 до 100 нс) ВВ не успевает значимо разложиться. К тому же, данные $W(d)$ экстраполируются к нулевой толщине фольг, т.е. к предельно малым временам. Отсюда следствие – ВВ должно оставаться твёрдым, как за ударным фронтом повторного нагружения вблизи него, так и при «моментальной» разгрузке.

В целом, новые результаты, полученные в диапазоне времён $< 10 \dots 300$ нс, демонстрируют перспективность исследования состояний ВВ в зоне химпика предложенным методом.

Список литературы

1. LASL Explosive Property Data / Eds. T.R. Gibbs, F. Popolato, University of California Press.: Berkeley, Los Angeles, London, 1980.
2. J.J.Dick, C.A.Forest, J.B.Ramsay, W.L.Seitz, // J. Appl. Phys., 1988, 63 (10).

3. S.A.Sheffield, D.D.Bloomquist, C.M.Tarver, // J. Chem. Phys., 1984, 80 (8), pp. 3831-3844.
4. Е.В.Шорохов, Б.В.Литвинов, // Химическая физика, 1993, т. 12, №5, с. 722-723.
5. S.N.Lubyatinsky, B.G.Loboiko, // Detonation Reaction Zones of Solid Explosives // Proc. of 12th Symp. on Detonation.: Snowmass, Colorado, USA, 1998.
6. А.В.Фёдоров, А.Л.Михайлов, Л.Л.Антонюк, Д.В.Назаров., С.А.Финюшин // ФГВ. 2011. т. 47, №5.
 7. А.В.Фёдоров // Химическая физика. 2005. т.24, №10. с. 13-21.
8. А.В.Фёдоров, А.Л.Михайлов, Л.Л.Антонюк, Д.В.Назаров., С.А.Финюшин Определение параметров зоны химической реакции, состояний пика Неймана и Чепмена-Жуге в гомогенных и гетерогенных ВВ. // Сб. тезисов XII Международной конференции Забабахинские научные чтения, 02-06 июня 2014 г., Снежинск, с.94.
9. С.А.Колесников, А.В.Уткин, В.М.Мочалова, А.В.Анантин, // ФГВ, 2007, т.43, №6.
10. Е.А.Козлов, В.И.Таржанов, И.В.Теличко, А.В.Воробьёв, К.В.Левак, В.А.Маткин., А.В.Павленко, С.Н.Малюгина, А.В.Дулов, // Структура зоны реакции детонирующего мелкозернистого ТАТБ // Труды SWCM-2012, Киев, с. 58-60, 2012.
11. Е.А.Козлов, В.И.Таржанов, И.В.Теличко, А.В.Воробьёв, К.В.Левак, В.А.Маткин., Д.П.Кучко, М.А.Ральников, Д.С.Боярников, А.В.Павленко, С.Н.Малюгина, А.В.Дулов, // Структура зоны реакции ТАТБ при нормальной и пересжатой детонации // Международная конференция XV Харитоновские тематические научные чтения, 18 марта – 22 марта 2013 г., г. Саров.
 12. R.E.Duff, E.F.Houston, // J. Chem. Phys., 1965, 23, 1268.
 13. А.Н.Дремин, П.Ф.Похил, // Журнал физической химии, 1961, 34 (11), 2561.
14. Я.Б.Зельдович, А.С.Компанеец. Теория детонации.– М.: 1955, 268 с.
15. Е.А.Козлов, В.И.Таржанов, И.В.Теличко, Д.Г.Панкратов, Д.П.Кучко, М.А.Ральников, О совмещении методик оптического рычага и лазерно-гетеродинной для изучения динамических свойств конструкционных материалов // Сб. тезисов XII Международной конференции Забабахинские научные чтения, 02-06 июня 2014 г., Снежинск, с. 229
16. O.T.Strand, D.R.Goosman, C.Martinez, T.L.Whitworth, W.W.Kuhlow, // Rev. Sci. Instr., 2006, 77, 083108.
17. Ю.А.Аминов, Ю.Р.Еськов, М.М.Горшков, В.Т.Зайкин, Г.В.Коваленко, Ю.Р.Никитенко, Г.Н.Рыкованов, // ФГВ, 2002, т. 38, №2, с. 121-124.
18. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / Под ред. Р.Ф.Трунина. Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2006, 531 с.

THIN BARRIER METHOD USED TO STUDY KINETICS OF HE DECOMPOSITION NEAR THE DETONATION FRONT

V.I. Tarzhanov, A.V. Vorobiev, A.N. Eskov, D.P. Kuchko, M.A. Ralnikov, R.V. Komarov

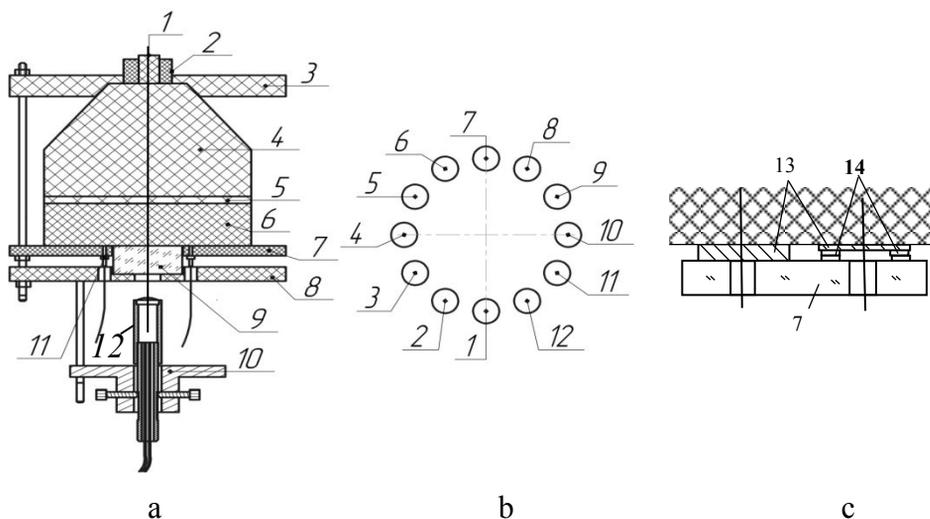
RFNC VNIITF, Snezhinsk, Russia

Currently available experimental data on shock compressibility of nonreactive explosives are obtained in the low-pressure range, i.e. at $p \leq 16$ GPa [1-4]. However in recent years, the high time-resolution photoelectric and laser-interferometric methods gave parameters of both high and commercial explosives at the Neumann peak (chemical peak) and these parameters are interpreted as points of the Hugoniot adiabat for HE that remain unreacted shortly behind the detonation front [5-11]. Reasonable question arises as to how long this HE fails to react behind the detonation front and whether it continues to be non-reacting in case of repeated loading above the Neumann peak.

Consideration is given to the experimental thin-barrier method that makes it possible to record HE decomposition immediately behind the detonation front using laser-interferometry. The barrier method previously [12, 13] used the electro-contact recording to confirm the chemical peak by the detonation theory of Zeldovich, Neumann and Doring [14]. Laser interferometry is shown to open up new possibilities of the proposed method.

Experimental setup

In our experiments, both VISAR and PDV techniques [11, 15] recorded accelerating different-metal (Al, Cu, Ni) foils with the thickness of 0.03...0.3 mm, which are placed at the surface of the plastic-bonded TATB (PTATB) having the 1.12 porosity. These techniques also recorded detonation profiles through the LiF window having an Al 2.5- μm thick coating on the side of HE (Figure 1). Foils are placed on HE and pressed up with the ferrules workholder through the set of rings made from the same foil.



- 1 – electrical detonator; 2 – socket; 3 – centering mount; 4 – lens charge;
5 – TNT-RDX 50/50 cartridge with $\text{Ø}120 \times 10$ mm; 6 – test HE with $\text{Ø}120 \times 40 \dots 60$ mm;
7 – ferrules workholder; 8 – press-up clamp; 9 – window (LiF); 10 – measurement unit;
11 – PDV ferrules; 12 – “combined” head; 13 – foils; 14 – rings

Figure 1. Schematic experimental assembly (a), position of foils (b,c)

The initiating system comprising an electrical detonator, an explosive lens, and a TNT-RDX 50/50 cartridge served to generate the detonation wave with the plane front in the charge of the test HE. Ferrules with the 2.25-mm diameter were used to shape the probing laser beam and to receive the radiation in measurements with foils. A ferrule – is a metal cylinder with the 250- μm diameter single-mode polished-end optical fiber pasted in the axial bore thereof. Ferrules and foils were spaced 1 mm apart. Probing of the HE-LiF interface and reception of radiation therefrom in the combined head having fiber optic waveguides belonging to different techniques were performed through the use of the $\text{Ø}12.7$ -mm optical lens with the focal distance $f = 15$ mm. The probing area diameter was taken to be 0.3 mm.

Results

Figure 2 shows how initial information is processed and presented in the form of foil acceleration profiles and also shows the t, x – diagram of wave circulations in the foil. At the HE-foil interface, states with particle velocities $u_1, u_2,$ and u_3 are observed to take place and if scattered at the foil free-surface, these states ensure velocities W_1, W_2, W_3 recorded in the form of jumps with “shelves”.

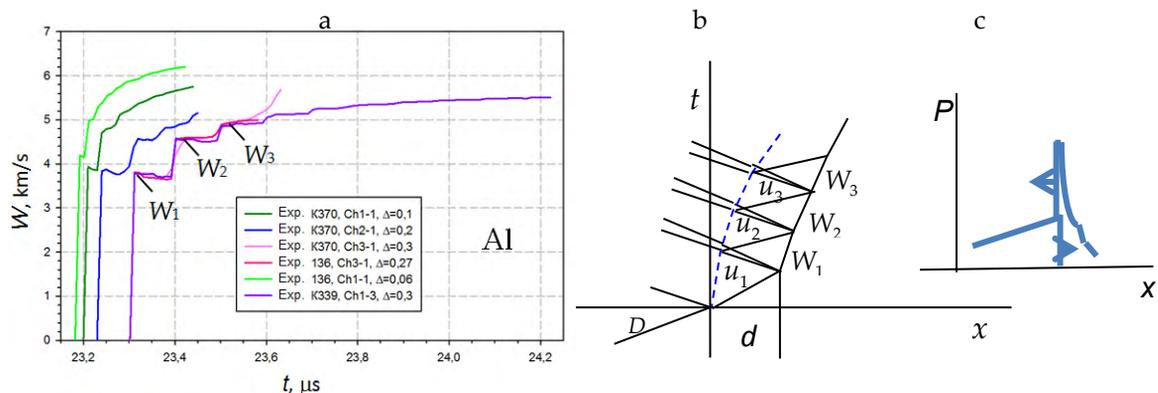


Figure 2. Acceleration profiles for different-thickness Al-foils in three experiments (a); t, x – diagram of wave circulations in the foil (b); the shaping of recompression-release profile (c)

Since the first shock wave that enters the foil is attenuating while it travels through the foil thickness, it would be incorrect to use the values W_1, W_2 and W_3 directly for determining the state in HE, which arises just after breakout of discontinuity at the “HE-foil material” interface. The particle velocities at this interface are to be calculated from the free-surface velocities W_{01}, W_{02} and W_{03} of the zero-thickness foil. This velocity can be found by extrapolating the experimental dependencies of W_1, W_2 and W_3 on the foil thickness d till intersection with the Y-axis (Figure 3). This method is actually the virtual probing method for HE states near the detonation front within the maximally short time being close to zero. прямое использование значений W_2 и W_3

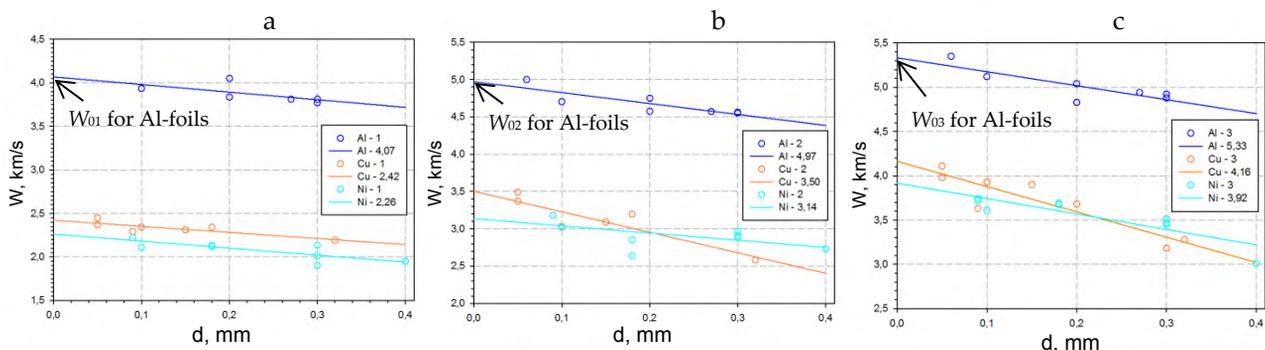


Figure 3. Recorded free-surface velocities of Al, Cu, and Ni-foils at the first jump – W_1 (a), second jump – W_2 (b), and third jump – W_3 (c) versus foils thickness. Determination of W_{01}, W_{02} , and W_{03}

Table and Figure 4 give the calculated free-surface velocities W_{01}, W_{02}, W_{03} , as well as the appropriate particle velocities u_{01}, u_{02}, u_{03} and also pressures P_{01}, P_{02}, P_{03} , which were found by the P, u – diagram methods.

Table . Calculated W_{01}, W_{02}, W_{03} , as well as appropriate particle velocities u_{01}, u_{02}, u_{03} and pressures P_{01}, P_{02}, P_{03}

Foil material	W_{01} , km/s	W_{02} , km/s	W_{03} , km/s	u_{01} , km/s	u_{02} , km/s	u_{03} , km/s	P_{01} , GPa	P_{02} , GPa	P_{03} , GPa
Al	4.07	4.97	5.33	2.035	4.52	5.15	44.7	7.41	2.73
Cu	2.42	3.50	4.16	1.21	2.96	3.83	62.1	23.0	13.0
Ni	2.26	3.14	3.92	1.13	2.70	3.53	63.2	20.2	17.4

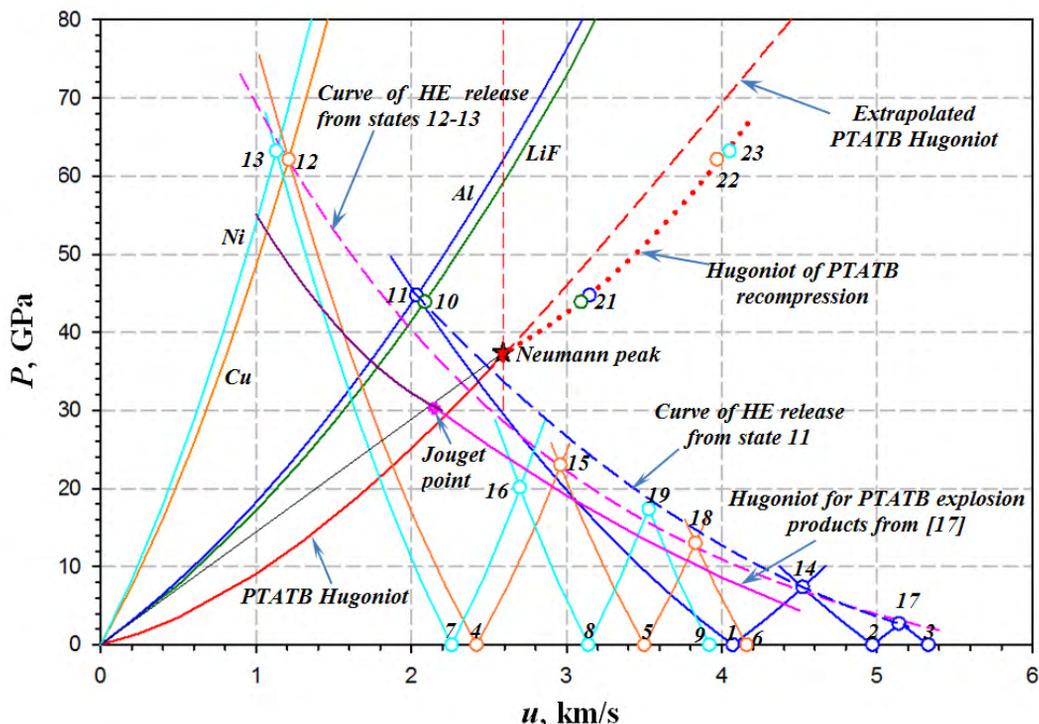


Figure 4. The P, u -diagram of states in foil materials, LiF, and test HE, observed in wave interactions

Dots (circles): 1, 2, 3 – are Al foil's free-surface velocities at the first, second, and third jumps – W_{01Al} , W_{02Al} , W_{03Al} – when foil thickness $d \rightarrow 0$; 4, 5, 6 – idem for Cu foil – W_{01Cu} , W_{02Cu} , W_{03Cu} ; 7, 8, 9 – idem for Ni foil – W_{01Ni} , W_{02Ni} , W_{03Ni} ; 10 – is particle velocity at the HE-LiF interface, 11, 12, 13 – are states on the Al, Cu, and Ni Hugoniot found from W_{01Al} , W_{02Al} , W_{03Al} , W_{01Cu} , W_{02Cu} , W_{03Cu} , W_{01Ni} , W_{02Ni} , W_{03Ni} when these states are observed as the detonation front (Neumann state) arrives at the foil; 14, 15, 16 – are states at the HE – foil material interface after the first wave circulation in the foil of aluminum, copper, and nickel; 17, 18, 19, – idem after the second wave circulation in the foil; 20, 21, 22, 23, – are HE states 10 – 13 found by points when these states are observed immediately after the detonation front reflection from the foil and when they belong to the desired reloading Hugoniot;

○ – state at the HE-LiF boundary in the case of detonation front arrival. This state is averaged over three experiments;

★ – state at the Neumann peak in PTATB. This state is found from ○.

Chemical peak brake curve

Determination of states in the plastic-bonded TATB on the recompression Hugoniot is the following. First, values of W_{01} for all foil materials are used to find corresponding particle velocities in these materials with the help of the well-known relationship $u_{01} = W_{01}/2$. Then, pressures P_{01} are determined from u_{01} using interpolation equations of Hugoniot for foil materials from [18]. In Figure 4, these are states 11, 12, and 13 for Al, Cu, and Ni, respectively. It is obvious that these states simultaneously turn out to be the states of PTATB after detonation front reflection from an appropriate foil. State 10 in LiF is simultaneously the HE state after breakout of discontinuity at the HE-LiF interface. Thus, points 10, 11, 12, and 13 are observed to be the points on the Hugoniot of HE reloading from the state in the chemical peak. The Hugoniot convexity shall face left as this was HE counter loading in the case of reflection from the foil. This adiabat can be named chemical peak brake curve.

States in the plastic-bonded TATB after single and double release of foils

Values of W_{01} and W_{02} for all foil materials were used to find states 14, 15, and 16 with particle velocities u_{02} in these materials invoking the relation $u_{02} = W_{01} + (W_{02} - W_{01})/2$. Then, pressures P_{02} are determined from u_{02} using Hugoniot for foil materials. States 17, 18, and 19 (Figure 4) with particle

velocities u_{03} in these materials were found from the relationship $u_{03} = W_{02} + (W_{03} - W_{02})/2$. Pressures P_{03} were calculated from u_{03} using Hugoniot of foil materials. It is obvious that both states 14 – 16 and states 17 – 19 are simultaneously states of PTATB after, respectively, single and double releases from the reloading states 11 – 13. Figure 4 shows release curves that approximate the experimental data. One can see that these release curves go above the equilibrium explosion-product Hugoniot with the Jouget point from [17] thereon. It is easy to explain this location, i.e. HE was released from states 11 – 13 observed in the chemical reaction zone above the Jouget point. Note that the obtained release curves would not merge with the explosion-product Hugoniot from [17] during the follow-on wave circulations in foils as the excess energy acquired by the material in the course of reloading remains therein during release as well.

Wave profiles in the plastic-bonded TATB. Chemical peak (Neumann peak)

Figure 6 shows recorded profiles of a detonation wave in PTATB at the boundary with LiF. The mean of the maximum velocity for profiles observed in three experiments is 2.084 km/s. Pressure in LiF, which corresponds to this particle velocity, will be 43.8 GPa. This state in LiF (point 10 in Figure 4) is simultaneously the state in the PTATB, realized under its reloading on LiF from the state in the chemical peak.

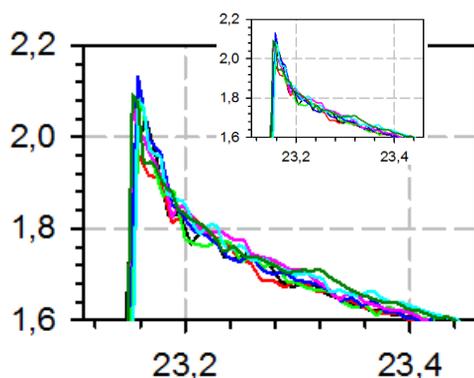


Figure 5. Seven profiles of the detonation wave in PTATB at the boundary with the LiF window. These profiles are recorded in two experiments

Discussion

The goal of this paper is to give an answer to the question dealing with physics: whether these are explosion products that accelerate foils after the detonation front arrival thereat or perhaps this is still non-reacted inert HE existing at chemical peak width. The foils are thin and the time needed for the waves to circulate once or twice in them can turn to be less than the period of the test PTATB decomposition zone. In this case, we can assume that during the first wave circulation (10 – 100 ns), HE fails to significantly decompose. And in addition, we extrapolate $W_i(d)$ to the zero thickness of foils, i.e. to extremely small times. From here it follows that HE shall remain solid both shortly behind the shock front of reloading, and also under “instantaneous” release.

Generally, new results obtained at times less than 10...300 ns demonstrate the proposed method to be promising for investigations of HE states in the chemical peak zone.

References

1. LASL Explosive Property Data / Eds. T.R. Gibbs, F. Popolato, University of California Press.: Berkeley, Los Angeles, London, 1980.
2. J.J.Dick, C.A.Forest, J.B.Ramsay, W.L.Seitz, // J. Appl. Phys., 1988, 63 (10).
3. S.A.Sheffield, D.D.Bloomquist, C.M.Tarver, // J. Chem. Phys., 1984, 80 (8), pp. 3831-3844.
4. E.V.Shorokhov, B.V.Litvinov, // J. Chem. Phys. 1993, т. 12, №5, с. 722-723.
5. S.N.Lubyatinsky, B.G.Loboiko, // Detonation Reaction Zones of Solid Explosives // Proc. of 12th Symp. on Detonation.: Snowmass, Colorado, USA, 1998.

6. A.V.Fedorov, A.L.Mikhailov, L.L.Antonyuk, D.V.Nazarov, S.A.Finyushin, // Combustion Explosion and Shock Waves (Fizika Goreniya i Vzryva), 2011, V. 47, No.5.
7. A.V.Fedorov, // J. Chem. Phys., 2005, V.24, No.10, pp.13-21.
8. A.V.Fedorov, A.L.Mikhailov, L.L.Antonyuk, D.V.Nazarov, S.A.Finyushin, Determination of Parameters of Chemical Reaction Zone and Chapman-Jouguet State in Homogeneous HE and Heterogeneous HE. // Book of Abstracts for XI International Conference "Zababakhin Scientific Talks", June 02-06, 2012, Snezhinsk, p.94.
9. S.A.Kolesnikov, A.V.Utkin, V.M.Mochalova, A.V.Anantin, // Combustion Explosion and Shock Waves (Fizika Goreniya i Vzryva). 2007. V.43, No. 6.
10. E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, A.V.Vorobiov, K.V.Levak, V.A.Matkin, A.V.Pavlenko, S.N.Malyugina, A.V.Dulov, Reaction Zone Structure for the Detonating Fine-Grained TATB // Proceedings of SWCM-2012, Kiev, pp. 58-60, 2012.
11. E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, A.V.Vorobiov, K.V.Levak, V.A.Matkin, D.P.Kuchko, M.A.Ralnikov, D.S.Boyarnikov, A.V.Pavlenko, S.N.Malyugina, A.V.Dulov, TATB Reaction Zone Structure under Normal and Overdriven Detonation // International conference "XV Khariton's Topical Scientific Readings", March 18 – 22, 2013, Sarov.
12. R.E.Duff, E.F.Houston, // J. Chem. Phys., 1965, 23, 1268.
13. A.N.Dremin, P.F.Pokhil, // J. Phys.Chem., 1961, 34 (11), 2561.
14. Ya. B.Zeldovich, A.S.Kompaneets. Detonation theory.–M.: 1955, 268 p.
15. E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, D.G.Pankratov, D.P.Kuchko, M.A.Ralnikov, On Combining the Optical Lever and Laser Heterodyne Techniques to Study Dynamic Properties of Structural Materials // Book of Abstracts for XII International Conference "Zababakhin Scientific Talks", June 02-06, 2014, Snezhinsk, p.229.
16. O.T.Strand, D.R.Goosman, C.Martinez, T.L.Whitworth, W.W.Kuhlow, // Rev. Sci. Instr., 2006, 77, 083108.
17. Yu.A.Aminov, Yu.R.Eskov, M.M.Gorshkov, V.T.Zaikin, G.V.Kovalenko, Yu.R.Nikitenko, G.N.Rykovarov, // Combustion Explosion and Shock Waves (Fizika Goreniya i Vzryva). 2002. V.38, No. pp 121-124.
18. Experimental Data on Shock-Wave Compression and Adiabatic Expansion of Condensed Materials / Edited by R.F.Trunin. Sarov: RFNC-VNIIEF, 2006, 531 p.

ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ВЗРЫВЧАТОГО СОСТАВА НА ОСНОВЕ ГЕКСОГЕНА ПО ПОВЕРХНОСТИ ПЛОЩАДЬЮ ~ 1000 мм²

Н.П. Хохлов, Н.А. Понькин, И.А. Лукьяненко, А.В. Руднев, О.М. Луковкин, Ю.В. Шейков, С.М. Батьянов

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

В ИФВ проводятся систематические исследования воздействия лазерного излучения на светочувствительные взрывчатые составы (СВС). В результате этих исследований предложены рецептуры СВС на основе ряда высокодисперсных бризантных ВВ с добавлением нанодисперсного алюминия, а также разработаны малогабаритные светочувствительные элементы диаметром 5 мм с использованием СВС, в которых пороговая плотность энергии инициирования составляет $\sim 0,5$ Дж/см² [1]– [3].

Целью настоящей работы является исследование детонационных процессов, возбуждаемых лазерным излучением в СВС на основе гексогена в плоских слоях толщиной порядка нескольких миллиметров на поверхности площадью до ~ 1000 мм².

Исследование включает в себя проведение экспериментов по воздействию на плоские цилиндрические мишени диаметром до 40 мм, снаряжённые слоем низкоплотного ($\rho=0,9\pm 0,1$ г/см³) заряда из СВС толщиной 5 мм и дополнительным зарядом толщиной 2 мм из пластифицированного тэна. В экспериментах регистрировали параметры лазерного излучения (ЛИ) (энергию и форму импульса, распределение плотности энергии в облучаемом пятне на мишени), и параметры взрывчатого превращения в мишени (время срабатывания заряда и разновременность выхода ДВ на его тыльную поверхность). В качестве источника ЛИ использовали лазерную установку на основе активного элемента из неодимового стекла, работающую в режиме модулирования добротности.

1 Экспериментальная установка и постановка экспериментов

1.1 Лазерный исследовательский комплекс и экспериментальные мишени

Эксперименты проводили в ИФВ на лазерном исследовательском комплексе (ЛИК), предназначенном для проведения исследований по воздействию мощного лазерного излучения на мишени, содержащие светочувствительные взрывчатые вещества. В состав ЛИК входят лазерная установка (ЛУ) «Импульс 100», малогабаритная взрывозащитная камера (МВЗК) с входной и выходной оптическими оснастками для ввода излучения и для регистрации световых процессов.

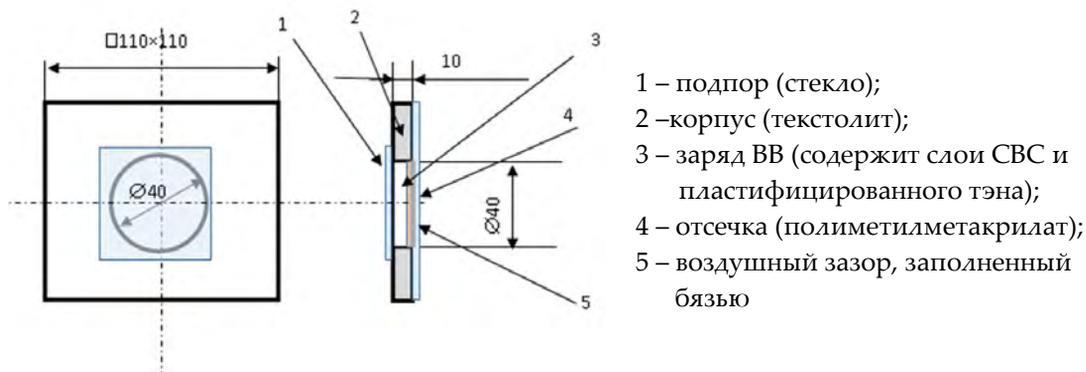
Лазерная установка «Импульс 100» с активным элементом из стекла, активированного ионами неодима, обеспечивала генерацию импульса когерентного оптического излучения в режиме модулированной добротности с длиной волны 1064 нм, длительностью ~ 120 нс, энергией в импульсе до 200 Дж.

В качестве локализирующего устройства для защиты элементов ЛИК от взрывного воздействия и продуктов взрыва использовали оснащённую оптическими оснастками МВЗК с номинальной загрузкой ВВ 100 г тэ.

Подбор уровня энергии емкостного накопителя для оптической накачки излучателя осуществляли в предварительных опытах с использованием инертных мишеней.

Для выявления качественной картины распределения энергии по плоскости пятна несфокусированный лазерный луч, отражённый от светоделительного клина, направляли на фотобумагу. Степень потемнения фотобумаги качественно отражала распределение плотности энергии ЛИ по сечению пучка. В этих же опытах определяли средний диаметр и, соответственно, площадь засвеченного излучением пятна на фотобумаге. Используя полученные изображения на фотобумаге, оценивали плотность падающей на мишень энергии, и проводили корректировку положения центра пятна излучения относительно центра мишени и луча юстировочного газового лазера.

Мишени состояли из корпуса, активного заряда из СВС, пассивного заряда из штатного пластифицированного ВВ и отсечки. В качестве СВС использовали разработанную ранее смесь высокодисперсного гексогена с нанодисперсным алюминием, имеющим размеры частиц 50–100 нм [3]. Схема активной мишени приведена на рисунке 1.

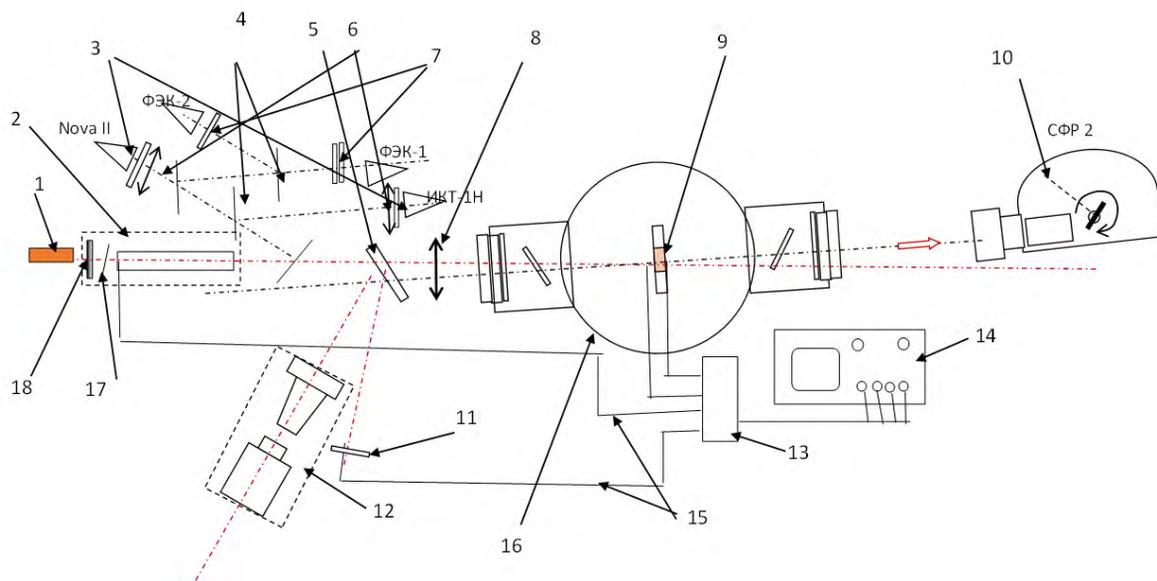


- 1 – подпор (стекло);
 2 – корпус (текстолит);
 3 – заряд ВВ (содержит слои СВС и пластифицированного тэна);
 4 – отсечка (полиметилметакрилат);
 5 – воздушный зазор, заполненный бязью

Рисунок 1. Схема активной мишени

1.2 Постановка экспериментов и методы регистрации параметров ЛИ и взрывчатого превращения

На рисунке 2 приведена схема лазерного исследовательского комплекса с оптическими элементами и приборами контроля, расположенными на оси отраженного лазерного луча. Для измерения энергии ЛИ использовали калориметры ИКТ-1Н со стрелочной индикацией показаний и Nova-II с цифровой индикацией и функцией запоминания. Показания стрелочного прибора снимали с использованием видеокамеры TRENDnet.



- | | | | |
|----|---------------------------------------|-----|---------------------------|
| 1. | юстировочный лазер газовый ЛГ-72; | 10. | СФР 2; |
| 2. | генератор когерентного излучения | 11. | контрольная фотобумага; |
| 3. | головки калориметрических измерителей | 12. | камера ЭОР; |
| 4. | светоделительные пластины; | 13. | ФЭЭП; |
| 5. | светоделительный клин; | 14. | Осциллограф; |
| 6. | фокусирующие линзы; | 15. | Оптоволоконные шнуры; |
| 7. | светофильтры; | 16. | МВЗК |
| 8. | линза; | 17. | Плёнка взрывзатвора; |
| 9. | мишень; | 18. | Зеркало резонатора R=0,99 |

Рисунок 2. Схема лазерного исследовательского комплекса

Форму импульса излучения регистрировали двумя фотоэлементами ФЭК-09. Один из них регистрировал профиль моноимпульса, другой использовали для контроля качества работы ЛИ в режиме модулированной добротности. Форму и амплитуду разрядного тока, протекающего в разрядном промежутке, регистрировали с использованием пояса Роговского. В качестве регистраторов применялись осциллографы.

Регистрацию процесса выхода ДВ на тыльную сторону заряда проводили с использованием скоростного фоторегистратора (СФР), работающего в режиме растровой съёмки.

Для регистрации интервалов времени в процессах, при которых возникают световые вспышки, такие как лазерный импульс, свечение в газоразрядной полости излучателя, свечение ДВ при выходе с тыльной стороны заряда и др., применяли оптоволоконный метод регистрации с использованием измерительного комплекса, состоящего из волоконно-оптических датчиков, фотопреобразователя, осциллографа и источника бесперебойного питания. Оптические датчики представляли собой свободные концы оптоволоконного шнура, заделанные в специальный разъём или зачищенный конец оптоволокна. Типичные осциллограммы записи лазерного моноимпульса и отклика оптического датчика на него приведены на рисунке 3.

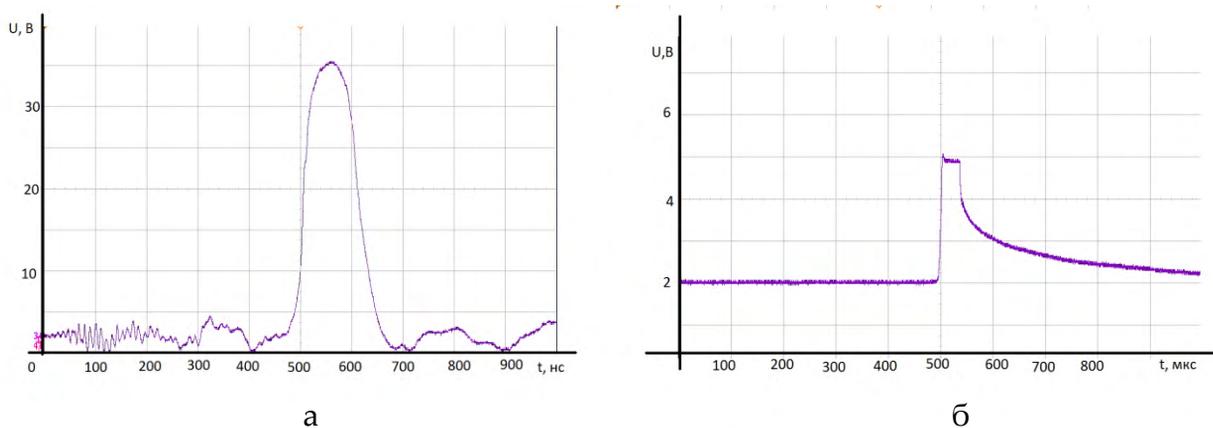


Рисунок 3. Типичные осциллограммы лазерного моноимпульса (а) и отклика оптического датчика на него (б)

Для количественных оценок пространственного распределения энергии излучения в ЛИ регистрировали изображение пятна излучения с использованием скоростной камеры с последующей его компьютерной обработкой. Используемая скоростная камера исполнена на матричном полупроводниковом детекторе с размерами чувствительной области 15,6x15,3 мм² (разрешение – 2048x2048 пикселей), оснащена электронным затвором и светосильным длиннофокусным объективом, обеспечивает кадровую регистрацию с экспозицией от 500 нс, и динамическим диапазоном 76,5 дБ. Открытие и закрытие электронного затвора камеры задается параметрами управляющего сигнала, который контролируется с помощью осциллографа.

На рисунке 4 представлены полученные на отражениях от разных сторон одного и того же оптического клина изображения распределения энергии импульса лазерного излучения по сечению пучка, зарегистрированные на ПЗС-матрице скоростной камеры и на фотобумаге, устанавливаемой на оси второго отражения от оптического клина.

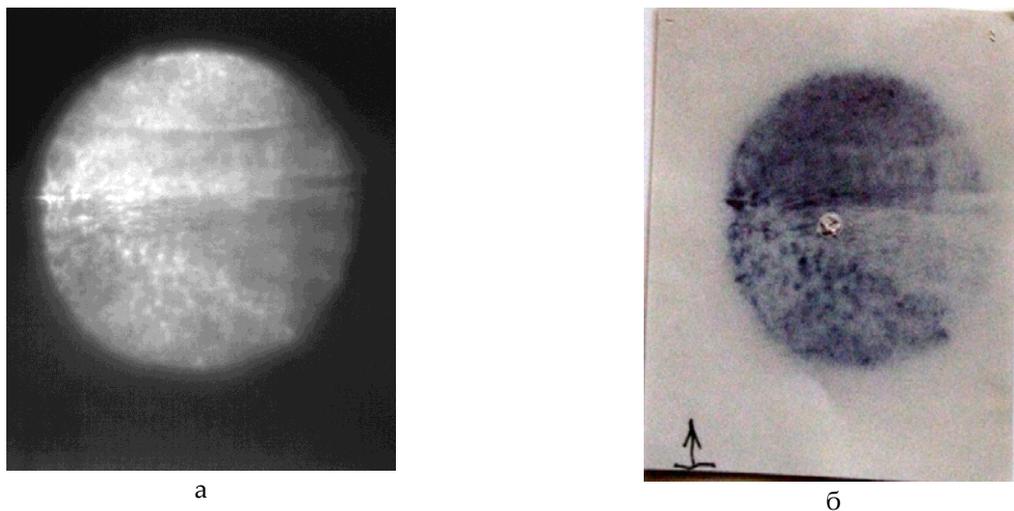


Рисунок 4. Отображение распределения энергии импульса лазерного излучения по сечению пучка, зарегистрированное на скоростную камеру (а) и на фотобумагу (б) в одном и том же эксперименте.

Анализ распределения плотности энергии по сечению лазерного пучка в экспериментах позволил получить информацию о её влиянии на формирование и одновременность выхода ДВ на тыльную сторону заряда.

2 Результаты экспериментов с плоскими активными мишенями

Как отмечалось выше, все изготовленные для опытов активные мишени имели диаметр заряда 40 мм (рисунок 1). Для последовательного повышения плотности энергии ЛИ, падающего на заряд, изменяли такие параметры ЛИ, как выходная энергия излучения и диаметр сфокусированного пятна.

Регистрацию выхода ДВ на тыльную поверхность заряда проводили скоростной камерой СФР-2 в режиме растровой съемки с шагом раstra 0,5 и 0,25 мм. Скорость развертки изображения по фокальной дуге соответствовала 3 км/с.

Пробные опыты на плоских зарядах при воздействии ЛИ со средней плотностью энергии ($Q_p \sim 3$ Дж/см²) показали, что воздействие ЛИ с такой плотностью энергии вызывает устойчивое взрывчатое превращение на всей площади мишени, но при этом выход ДВ на тыльную поверхность заряда происходит в отдельных областях (одной или двух) и только затем ДВ распространяется по всей поверхности. Такой режим взрывчатого превращения весьма далёк от условий формирования плоской ДВ, что не позволяет определить значения плотности энергии ЛИ, требуемые для достижения необходимых показателей одновременности ДВ.

На основании результатов пробных опытов были сформулированы требования к параметрам ЛИ и характеристикам заряда в дальнейших экспериментах. В частности, для плоских активных мишеней средняя плотность энергии Q_p должна превышать 5 Дж/см², толщина слоя СВС должна быть не менее 5 мм.

В таблицах 1 и 2 представлены характерные результаты, полученные в экспериментах по воздействию ЛИ на плоские слои СВС на основе гексогена в исследуемых мишенях при последовательном увеличении плотности энергии в пятне излучения.

Для упрощения интерпретации результатов эксперименты разделены на две серии:

1 – эксперименты, в которых диаметр пятна лазерного излучения, падающего на заряд, больше диаметра заряда (таблица 1);

2 – эксперименты, в которых диаметр пятна ЛИ меньше диаметра заряда (таблица 2).

В таблицах на предварительных снимках пунктиром и сплошной линией обозначены, соответственно, контуры заряда и пятна ЛИ.

В первой серии опытов пятно ЛИ перекрывало площадь заряда, а значения средней плотности энергии по всему полю облучения ($Q_{\text{п}}$) варьировались от 2,8 Дж/см² до 4,7 Дж/см². На зарегистрированных растрограммах наблюдалась тенденция к уменьшению общей разновременности выхода ДВ на тыльную сторону заряда при увеличении плотности энергии ЛИ. В частности, увеличивалось отношение площади на заряде, где относительное время выхода ДВ не превышало 50 нс ($S_{\Delta t \leq 50}$), к общей площади заряда $S_{\text{ЗАР}}$.

Поскольку на имеющейся установке не было возможности влиять на распределение плотности энергии ЛИ в пучке, во второй серии опытов увеличили плотность энергии, падающей на заряд. При этом контролировали распределение энергии в пятне излучения для соотнесения значений разновременности с плотностью энергии ЛИ в локальных областях поверхности заряда.

Во второй серии опытов повышение плотности энергии, падающей на заряд, достигалось за счёт фокусировки пучка ЛИ до размеров диаметра его пятна на мишени, не превышающих диаметра заряда. Регистрацию распределения плотности энергии в пятне ЛИ вели с использованием скоростной камеры описанной выше.

Значения средней плотности падающей энергии на мишень $Q_{\text{п}}$ варьировали в диапазоне от 6,3 Дж/см² до 8,4 Дж/см². Результаты обработки растрограмм, представляли в виде значений относительного времени (разновременности) выхода ДВ (Δt) на тыльную сторону заряда.

По полученным значениям относительного времени выхода ДВ Δt строили цветковые карты разновременности выхода ДВ по всей площади заряда (таблицы 1 и 2).

Распределение плотности энергии (Дж/см²) в пятне ЛИ (таблица 2, столбец 3) получали по результатам обработки изображения, регистрируемого скоростной камерой. Значения плотности энергии в выбранной области ЛИ определяли по формуле:

$$Q_{\text{обл.}} = \frac{I_{\text{обл.}} \cdot E_{\text{полн.}}}{I_{\text{полн.}} \cdot S_{\text{обл.}}}, \quad (1)$$

где $Q_{\text{обл.}}$, $I_{\text{обл.}}$ – плотность энергии ЛИ, сумма яркости пикселей в выбранной области, соответственно; $E_{\text{полн.}}$, $I_{\text{полн.}}$ – энергия и сумма яркости пикселей во всём пятне ЛИ; $S_{\text{обл.}}$ – площадь выбранной области (на мишени). Для наглядности составили цветовую карту распределения плотности энергии, вычислив плотность энергии в областях, соответствующих каждому пикселю полученного изображения, используя видоизменённую формулу (1):

$$Q_{\text{pix.}} = \frac{I_{\text{pix.}} \cdot E_{\text{полн.}}}{I_{\text{полн.}} \cdot S_{\text{pix.}}}, \quad (2)$$

где $Q_{\text{pix.}}$ – плотность энергии в области мишени, соответствующей одному пикселю ПЗС-матрицы; $I_{\text{pix.}}$ – яркость выбранного пикселя; $S_{\text{pix.}}$ – площадь на мишени, соответствующая одному пикселю ПЗС-матрицы.

Полученную цветовую карту распределения плотности энергии совмещали в соответствующем масштабе с цветовой картой разновременности выхода ДВ на тыльную сторону заряда. Затем находили значения средней плотности энергии в локальных областях диаметром 2 мм, соответствующих положениям точек расчёта разновременности выхода ДВ (в дальнейшем эти области также будем называть «точки»). Полученные результаты опытов представляли в виде массива данных, в которых приводили значения относительного времени выхода ДВ (Δt) и локальной плотности энергии ЛИ (Q) в одних и тех же точках заряда.

Для оценки эффективности работы плоского заряда при достигнутых уровнях $Q_{\text{п}}$ с относительным временем выхода ДВ на его тыльную поверхность 50 нс использовали такой параметр, как отношение площади, на которой разновременность выхода ДВ составила ≤ 50 нс, к площади облучённой области заряда. Учитывая принципиальную дискретность получаемой информации об относительном времени выхода ДВ, оценивали интересующий нас параметр как число точек с разновременностью выхода ДВ ≤ 50 нс, отнесённое к числу точек, попадающих в облучённую зону. Полученные значения в процентах для каждого эксперимента приведены в последнем столбце таблицы 1 и предпоследнем столбце таблицы 2.

Таблица 1. Результаты опытов первой серии

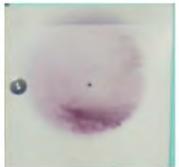
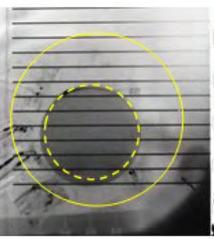
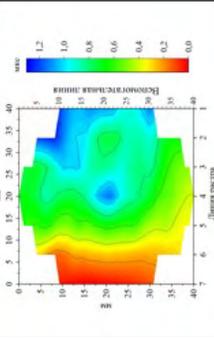
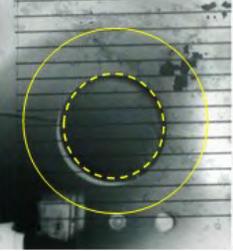
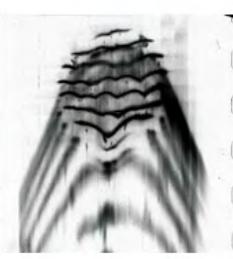
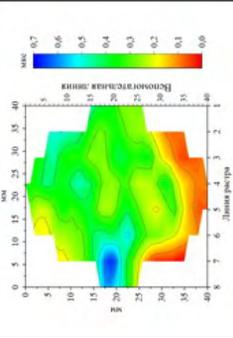
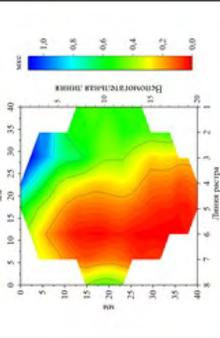
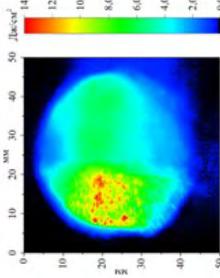
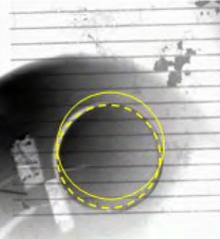
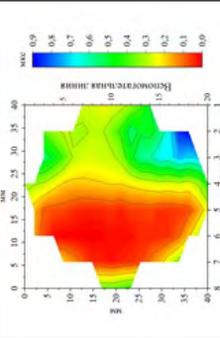
№ опыта	Параметры ЛИ	Распределение плотности энергии по пятну ЛИ	Предварительный снимок тыльной стороны мишени	Растрограмма выхода ДВ	Карта относительного времени выхода ДВ	Доля площади заряда с $\Delta t \leq 50$ нс, %
№ 66	$d_{\text{п}} = 73$ мм, Е _{вхл} =170 Дж Е _{пл} = 117 Дж, S _п = 41,9 см ² , Q _п = 2,8 Дж/см ²	 Нет измерений				6
№ 73	$d_{\text{п}} = 73$ мм, Е _{вхл} =196 Дж Е _{пл} = 135 Дж, S _п = 41,9 см ² , Q _п = 3,2 Дж/см ²	Нет измерений				3
№ 76	$d_{\text{п}} = 44$ мм, Е _{вхл} =103 Дж Е _{пл} = 65,2 Дж, S _п = 15,2 см ² , Q _п = 4,3 Дж/см ²	Нет измерений				13
№ 79	$d_{\text{п}} = 41,5$ мм, Е _{вхл} =108,5 Дж Е _{пл} = 63,2 Дж, S _п = 13,5 см ² , Q _п = 4,7 Дж/см ²					24

Таблица 2. Результаты опытов второй серии (площадь пятна ЛИ меньше площади заряда)

№опыта	Параметры ЛИ	Распределение плотности энергии по пятну ЛИ	Предварительный снимок тыльной стороны мишени	Растрограмма выхода ДВ	Карта относительного времени выхода ДВ	Доля площади заряда с $\Delta t < 50$ нс, %	$Q_{\text{отт.}} \pm$ СКО, Дж/см ²
№80	<p>дп = 39,2 мм, $E_{\text{вых}} = 131$ Дж $E_{\text{д}} = 76,3$ Дж, $S_{\text{п}} = 12,1$ см², $Q_{\text{п}} = 6,3$ Дж/см²</p>					37	8,1± 1,6
№82	<p>дп = 34,6 мм, $E_{\text{вых}} = 112$ Дж $E_{\text{д}} = 65$ Дж, $S_{\text{п}} = 9,4$ см², $Q_{\text{п}} = 6,9$ Дж/см²</p>					30	10,1± 1,9
№87	<p>дп = 36,6 мм, $E_{\text{вых}} = 152$ Дж $E_{\text{д}} = 88,5$ Дж, $S_{\text{п}} = 10,5$ см², $Q_{\text{п}} = 8,4$ Дж/см²</p>					42	11,2± 2,1

В таблицах 1 и 2:

$E_{\text{вых}}$ – энергия моноимпульса ЛИ на выходе излучателя;

$E_{\text{д}}$ – энергия в пятне ЛИ, падающая на мишень (заряд);

$Q_{\text{п}} = E_{\text{д}}/S_{\text{п}}$ – плотность падающей энергии на мишень (заряд);

Δt – относительное время выхода ДВ;

дп – диаметр пятна излучения на мишени (заряде);

$S_{\text{п}}$ – площадь пятна излучения на мишени (заряде)

$Q_{\text{отт.}}$ – оптимальная плотность энергии ЛИ на поверхности заряда,

соответствующая разновременности $\Delta t \leq 50$ нс

Полученную цветовую карту распределения плотности энергии совмещали в соответствующем масштабе с цветовой картой разновременности выхода ДВ на тыльную сторону заряда. Затем находили значения средней плотности энергии в локальных областях диаметром 2 мм, соответствующих положениям точек расчёта разновременности выхода ДВ (в дальнейшем эти области также будем называть «точки»). Полученные результаты опытов представляли в виде массива данных, в которых приводили значения относительного времени выхода ДВ (Δt) и локальной плотности энергии ЛИ (Q) в одних и тех же точках заряда.

Для оценки эффективности работы плоского заряда при достигнутых уровнях $Q_{\text{п}}$ с относительным временем выхода ДВ на его тыльную поверхность 50 нс использовали такой параметр, как отношение площади, на которой разновременность выхода ДВ составила ≤ 50 нс, к площади облучённой области заряда. Учитывая принципиальную дискретность получаемой информации об относительном времени выхода ДВ, оценивали интересующий нас параметр как число точек с разновременностью выхода ДВ ≤ 50 нс, отнесённое к числу точек, попадающих в облучённую зону. Полученные значения в процентах для каждого эксперимента приведены в последнем столбце таблицы 1 и предпоследнем столбце таблицы 2.

Из анализа полученного массива данных о плотности энергии ЛИ, падающей на заряд и относительного времени выхода ДВ (Δt) на его тыльную сторону оценивали уровень оптимальной плотности энергии ($Q_{\text{опт}}$), при которой в этой области достигаются значения $\Delta t \leq 50$ нс. То есть для надежного достижения значений $\Delta t \leq 50$ нс при переходе ко всей облучаемой площади заряда требуется обеспечить значения $Q_{\text{опт}}$ при условии равномерного распределения энергии по всей площади пятна ЛИ на поверхности заряда. Эти оценки $Q_{\text{опт}}$ и значения их среднеквадратичных отклонений (СКО) занесены в таблицу 2. Среднее значение $Q_{\text{опт}}$ вычисленная по всем опытам второй серии составило (10 ± 2) Дж/см².

Из полученных массивов данных строили диаграммы рассеяния значений разновременности выхода ДВ от локальных значений плотности энергии в области, ограниченной размерами пятна излучения, как показано на рисунке 5. На указанном рисунке нанесена пунктирная линия, соответствующая полученному среднему значению плотности энергии ЛИ в точках, соответствующих $\Delta t \leq 50$ нс. $Q_{\text{опт}} = 10$ Дж/см².

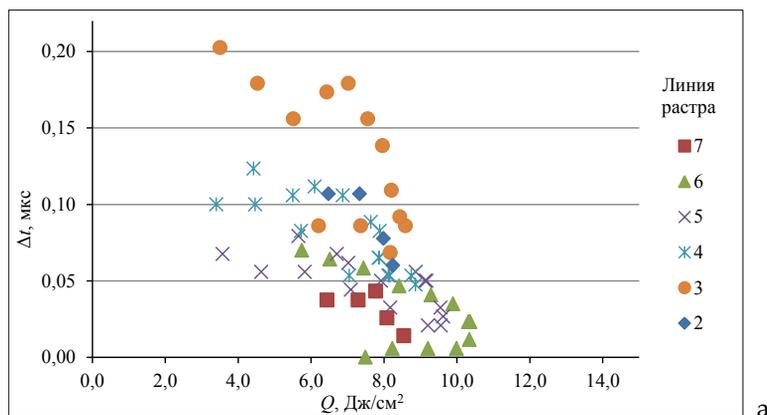


Рисунок 5а. Диаграммы рассеяния относительного времени выхода ДВ от плотности энергии ЛИ в пятне ЛИ на заряде (а – опыт №80)

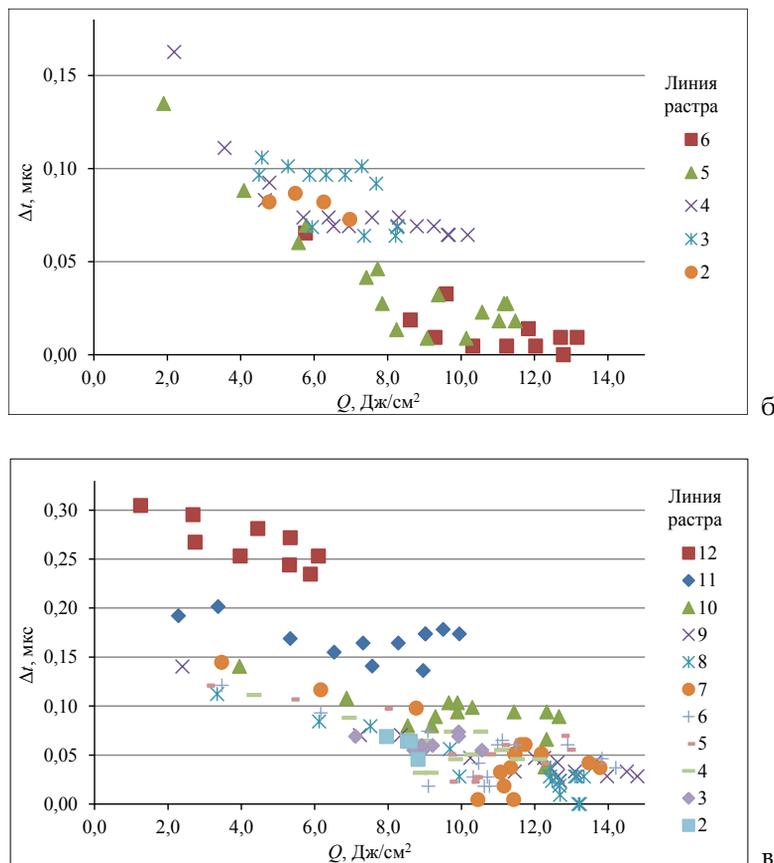


Рисунок 5б,в. Диаграммы рассеяния относительного времени выхода ДВ от плотности энергии ЛИ в пятне ЛИ на заряде (б – опыт №82; в – опыт №87)

Как видно из представленных на рисунке 5 данных, в интервале плотностей энергии от $Q \sim 2$ Дж/см² до $Q \sim 8$ Дж/см² увеличение средней плотности энергии по пятну приводит к уменьшению разновременности выхода ДВ на тыльную сторону заряда от $\Delta t \sim 200$ нс до $\Delta t \sim 50$ нс. При дальнейшем увеличении Q до ~ 12 Дж/см² среднее значение Δt не превышает 50 нс и практически не изменяется с увеличением значений Q . При дальнейшем увеличении значений Q до 14 Дж/см² можно отметить только слабую тенденцию к снижению Δt . Таким образом, для исследуемого светочувствительного взрывчатого состава на основе гексогена уровень плотности энергии и допустимая разноплотность, при которых разновременность выхода ДВ не превышает 50 нс составляет:

$$Q_{\text{опт}} = (10 \pm 2) \text{ Дж/см}^2$$

По-видимому, полученное значение $Q_{\text{опт}}$ является критерием возбуждения детонации в исследуемом СВС по всей облученной поверхности заряда с разновременностью $\Delta t \leq 50$ нс.

Заключение

В проведённых экспериментах воздействие ЛИ со средней плотностью энергии не ниже 2,8 Дж/см² вызывало устойчивое взрывчатое превращение исследуемого СВС на основе высокодисперсного гексогена и нанодисперсного алюминия по всей площади мишени. Однако, при этом отчётливо наблюдалось влияние распределения плотности энергии в облучаемом пятне на величину относительного времени выхода ДВ (разновременность) на тыльную поверхность пассивного заряда. С ростом плотности энергии в пятне ЛИ это влияние уменьшается.

На поверхности пассивного заряда, эквивалентной по площади кругу диаметром 23 мм, зарегистрирована разновременность выхода ДВ не более 50 нс.

Таким образом:

- экспериментально показана возможность использования импульсного лазерного излучения для инициирования взрывчатого превращения в тонких слоях СВС с разновременностью, не превышающей 50 нс на больших поверхностях;
- выявлено влияние распределения плотности энергии в пятне облучения на поверхности заряда на разновременность возбуждения ДВ в СВС;
- определено значение плотности энергии ЛИ ($Q_{\text{опт}} = 10 \pm 2$ Дж/см²), достижение которой по всему пятну облучения на поверхности заряда из исследуемого СВС на основе гексогена позволяет обеспечить получение ДВ с разновременностью не более 50 нс.

Список литературы

1. German V.N., Fisenko A.K., Khokhlov N.P. Laser radiation induced detonation in HE samples produced by thermovacuum deposition // Proc. of the 1998 Life Cycles of Energetic Material. Conference, 29 March – 1 April 1998, Fullerton, USA. P.67
2. Ю.В.Шейков, С.М.Батьянов, О.Н.Калашникова, О.М.Луковкин, Д.В.Мильченко, С.А.Вахмистров, А.Л.Михайлов О механизме инициирования алюминизированных бризантных взрывчатых веществ лазерным излучением // ФГВ. 2018, т. 54, № 5 с.57- 60.
3. Способ изготовления термостойких светочувствительных взрывчатых составов и светодетонаторов на их основе. О.М.Луковкин, Ю.В.Шейков, С.М.Батьянов, С.А.Вахмистров, О.Н.Калашникова, Д.В.Мильченко. Патент РФ № 2637016 от 29.10.2017.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПРОЦЕССА ПЕРЕДАЧИ ДЕТОНАЦИИ В ВОЗДУШНОЙ И ВОДНОЙ СРЕДАХ ПРИ ВЗРЫВЕ ГРЕМУЧЕГО ГАЗА, ЗАКЛЮЧЕННОГО В УПРУГУЮ ОБОЛОЧКУ

В.А. Васекин, Д.В. Гелин, Н.Д. Гелин, Д.А. Лысов, В.А. Марков, М.В. Маркова, А.В. Петюков, М.Ю. Сотский

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Изучение детонационных волн в газах началось достаточно давно, однако в настоящее время вновь наблюдается всплеск интереса к этим явлениям. Продиктовано это, главным образом, стремлением использовать явление детонации в газовых смесях для практических целей в оригинальных импульсных установках и специальных энергетических системах для летательных аппаратов и ракет, в том числе и прототипах импульсного детонационного двигателя.

Известно, что детонационная волна может быть создана двумя разными способами: прямым инициированием и через так называемый процесс перехода горения в детонацию.

В первом случае достаточно мощный источник создает интенсивную ударную волну, за фронтом которой начинается химическая реакция – формируется детонационная волна. Такая ударная волна требует высокой плотности энергии источника.

Во втором случае для воспламенения газовой смеси в трубе используется источник с относительно малой энергией, такой, как искровая свеча зажигания. Турбулизация потока происходит и в гладких трубах; за счет этого увеличивается площадь поверхности пламени. При ускоряющемся движении фронта пламени перед ним формируется волна сжатия. Такая волна увеличивает турбулентность горючего газа, что в свою очередь приводит к дальнейшему ускорению движения фронта пламени и повышению давления перед ним. Возмущения на фронте складываются, его крутизна растет, и в результате возникает ударная волна, сопровождаемая химической реакцией, а значит, и детонация. Наши эксперименты основаны именно на этом физическом процессе.

Целями данной работы являются:

- Изучение механизмов перехода горения в детонацию при различных начальных условиях эксперимента.
- Экспериментальное исследование передачи детонации через воздух и через жидкую среду (воду) от активного заряда, состоящего из газовой смеси, заключённой в упругую оболочку, к пассивному заряду, также состоящему из газовой смеси, заключённой в упругую оболочку.

Постановка эксперимента

Эксперименты проведены на лабораторной установке, созданной на кафедре «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана [1-4]. Установка представляет собой ударную трубу, изготовленную из прозрачной гладкостенной трубки из оргстекла длиной 1000 мм с внешним диаметром 40 мм и внутренним диаметром 30 мм. Трубка закреплена вертикально на специальном штативе. Ее нижняя часть помещена в металлический кожух. Кожух выполняет две задачи: 1) предотвращение разрыва трубки во время подрыва активного заряда; 2) подвод системы инициирования к активному заряду.

Активный заряд представляет собой наполненную газовой смесью упругую оболочку, помещённую в нижнюю часть ударной трубы. Пассивный заряд также представляет собой наполненную газовой смесью упругую оболочку, помещённую в верхнюю часть ударной трубы на заданном расстоянии от активного заряда. Акустическим импедансом упругих оболочек зарядов можно пренебречь в силу его малости.

По условиям экспериментов промежутки между зарядами был заполнен либо воздухом, либо жидкостью (водой).

Инициирование активного заряда осуществлялось электрическим разрядом с использованием автомобильной свечи зажигания в специальном иницирующем устройстве. Иницирующее устройство, связанное с активным зарядом гибкой прозрачной трубкой, позволяет с помощью системы клапанов накопить газовую смесь в камере сгорания, гибкой прозрачной трубке и активном заряде, осуществить в нужный момент времени воспламенение смеси и передать импульс к активному заряду. Установка располагалась во взрывной камере. Подсветка и видеорегистрация процессов осуществлялись через иллюминаторы высокоскоростной видеокамерой Phantom 1610. Скорость видеосъёмки составляла 84000 кадр/с.

Для создания четкой границы между зарядами и жидкостью была разработана методика подачи газа в пассивный заряд с одновременным использованием дренажной трубки для откачки воздуха, находящегося в ударной трубе.

В качестве взрывчатого вещества в экспериментах использовалась кислородо-водородная смесь в соотношении, близком к стехиометрическому. Для достижения постоянства состава газовой смеси система продувалась кислородо-водородной смесью не менее 5 мин.

Результаты экспериментов

Эксперимент 1

Активный заряд: $L=350$ мм; пассивный заряд: $L=415$ мм; воздушный зазор: $L=230$ мм. На кадрах видеорегистрации наблюдается следующее (рис. 1): по активному заряду (вверх по трубе) движется фронт горения со скоростью 850 м/с, затем при достижении границы раздела сред образуется отраженная ударная волна, которая распространяется вниз по трубе со скоростью 1470 м/с и постепенно затухает. После разрушения оболочки активного заряда по воздушной среде вверх бежит ударная волна со скоростью 1340 м/с, сопровождаемая продуктами детонации активного заряда. В пассивном заряде волна распространяется со скоростью 2846 м/с. Происходит инициирование пассивного заряда в режиме детонации.

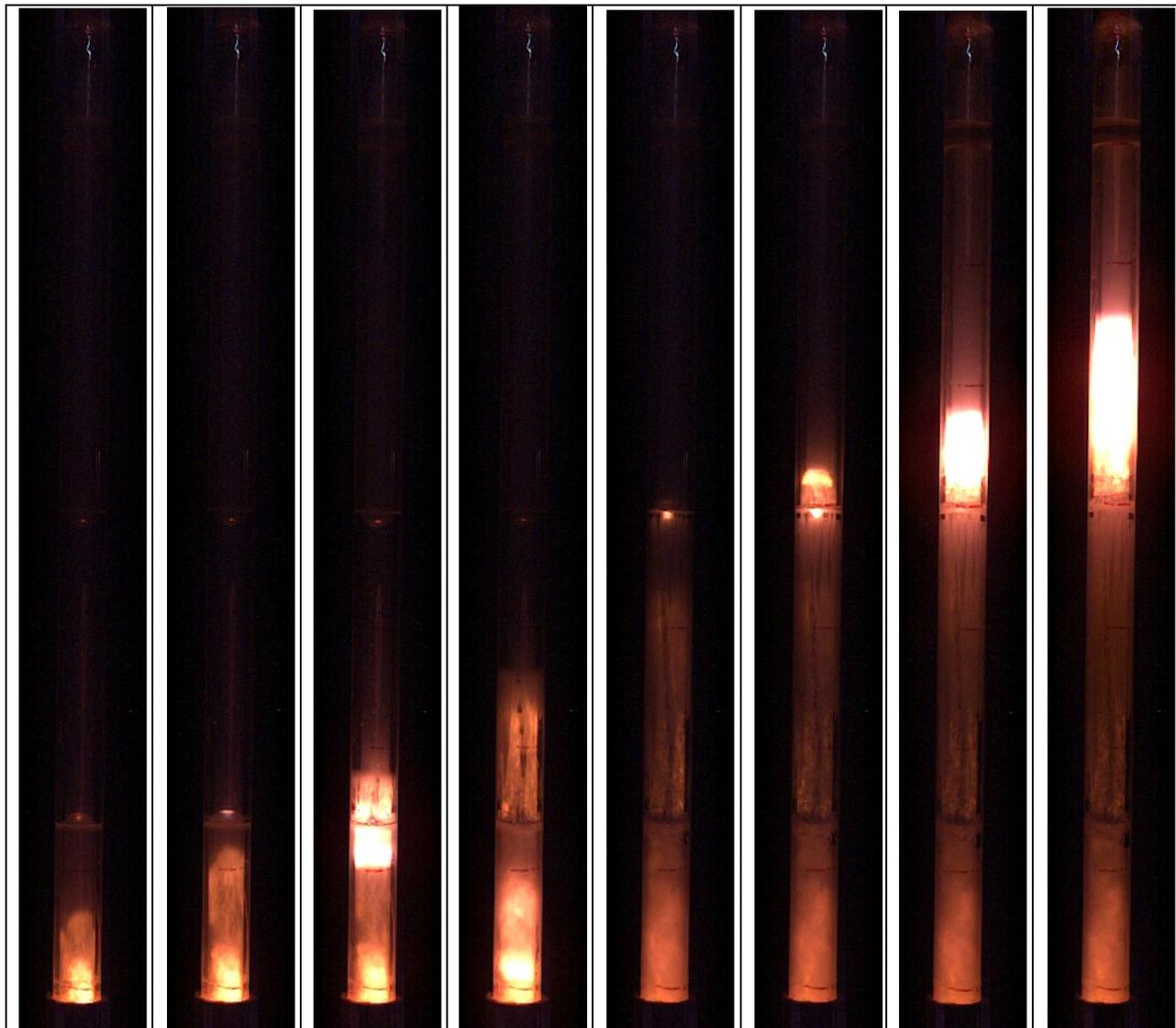


Рисунок 1. Видеорегистрация эксперимента № 1

Эксперимент 2

Активный заряд: $L=400$ мм; пассивный заряд: $L=320$ мм; воздушный зазор: $L=237$ мм. Видеорегистрация показывает следующее (рис. 2): считаем, что инициирование активного заряда сразу происходит в режиме детонации, так как волна распространяется вверх по активному заряду со скоростью 2753 м/с. В момент достижения границы раздела происходит распад контактного разрыва – вверх уходит ударная волна вместе с продуктами детонации (скорость волны 1270 м/с), вниз – отраженная ударная волна. Далее происходит возбуждение детонации в пассивном заряде и распространение детонации по пассивному заряду (скорость детонационной волны – 2925 м/с).

Таким образом, в эксперименте 2 мы также наблюдаем передачу детонации от активного заряда к пассивному через прослойку воздуха.

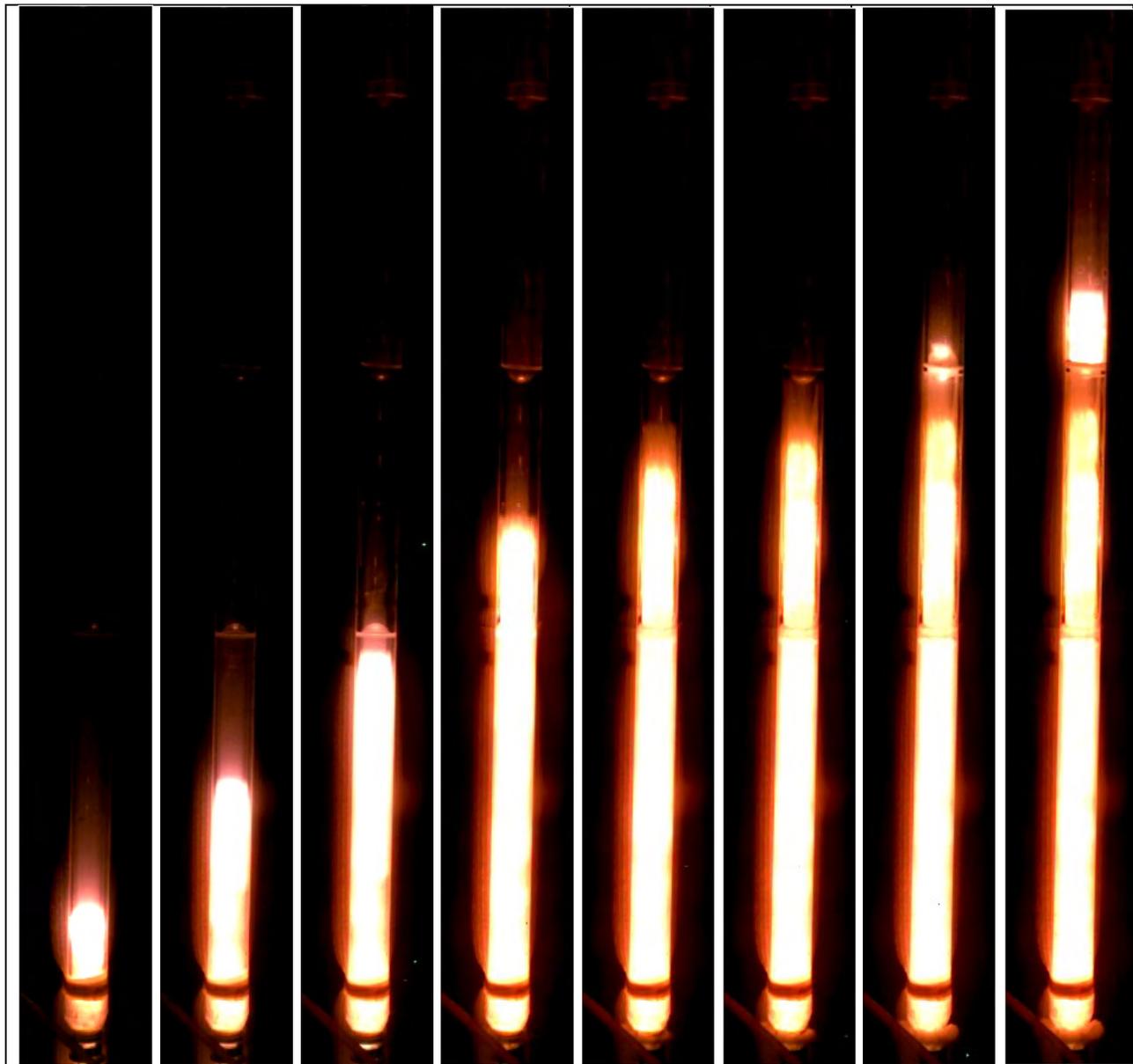


Рисунок 2. Видеорегистрация эксперимента № 2

Эксперимент 3

Активный заряд: $L=400$ мм; пассивный заряд: $L=500$ мм; зазор, заполненный жидкостью (водой): $L=10$ мм. На видеорегистрации наблюдается следующее (рис. 3): инициирование активного заряда происходит в режиме горения (волна распространяется вверх по трубке со скоростью 708 м/с); вследствие поджатия газа в отраженной волне происходит образование очага детонации у верхней границы активного заряда. Затем детонационная волна распространяется вниз по трубке по всей длине активного заряда со скоростью 2216 м/с. Вместе с этим продукты детонации, увлекая за собой упругую оболочку, сообщают импульс воде, которая, как поршень, вдавливает оболочку пассивного заряда. После того, как детонационная волна в активном заряде достигает нижнего торца, происходит ее отражение и вверх начинает распространяться отраженная ударная волна со скоростью примерно 1500 м/с. Далее происходит инициирование пассивного заряда в режиме детонации и распространение детонационной волны вверх по заряду.

Таким образом, в эксперименте 3 мы наблюдаем передачу детонации от активного заряда к пассивному через зазор толщиной 10 мм, заполненный жидкостью (водой).

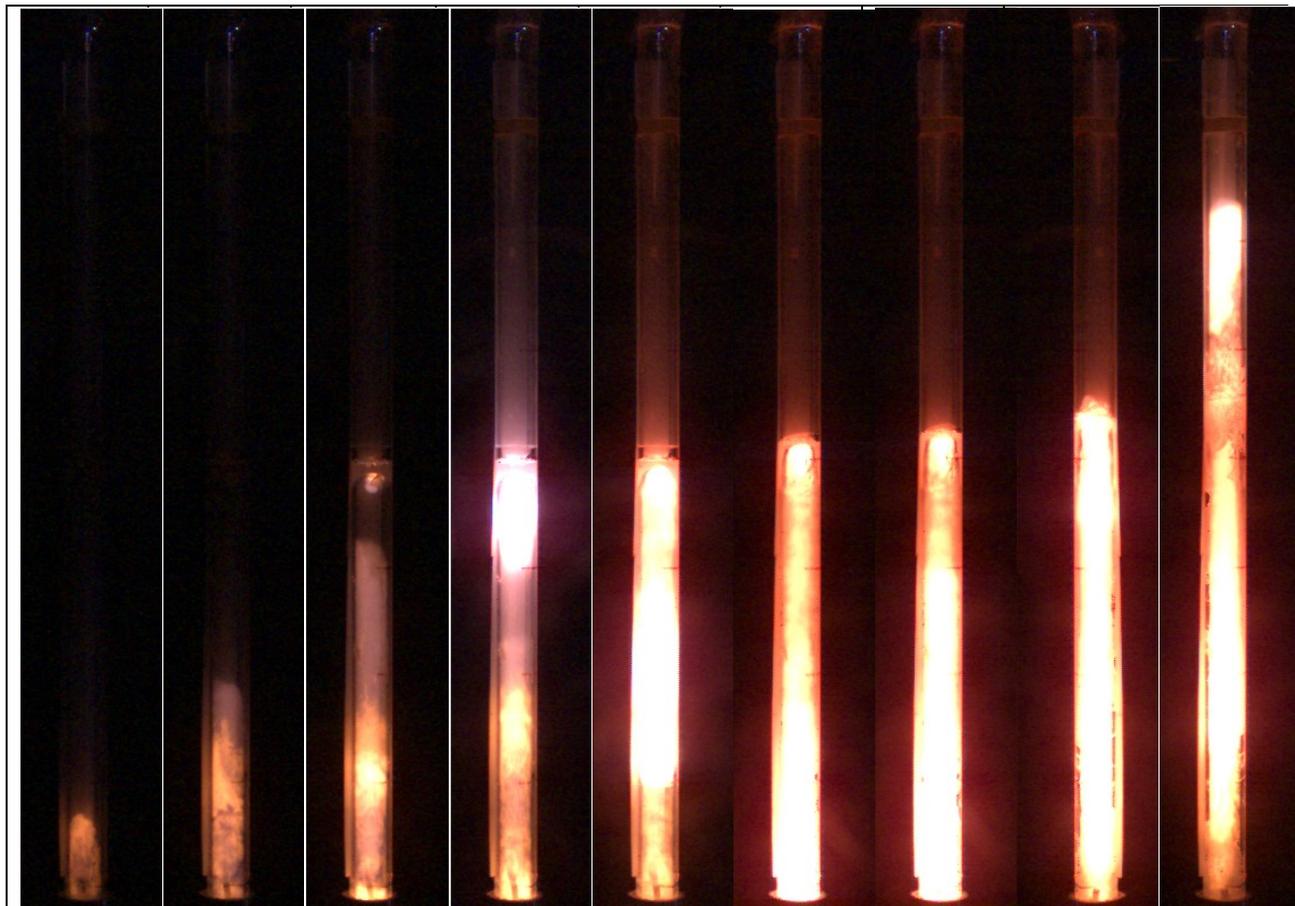


Рисунок 3. Видеорегистрация эксперимента № 3

Выводы:

- показана возможность изучения механизмов перехода горения в детонацию с помощью оптических методов регистрации быстропротекающих процессов;
- экспериментально доказана передача детонации через зазоры определенных размеров, заполненные различными средами (воздух, вода).

Результаты экспериментов могут быть использованы для валидации численных моделей исследованных процессов.

Работа выполнена с использованием оборудования ГЗ 3.6196.2017/7.8 и ГЗ 3.6257.2017/7.8.

Список литературы

1. Определение параметров взрыва кислородно-водородной смеси в упругой оболочке с помощью модуля ударно-волновых исследований «научно-экспериментального комплекса кафедры СМ4 МГТУ им. Н.Э. Баумана» / Гелин Д.В., Лысов Д.А., Марков В.А., Маркова А.Е., Селиванов В.В. // Труды Международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны». Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015. С. 773-775.
2. Патент 2619501 Российской Федерации. Исследовательская пусковая установка / Гелин Д.В., Гелин Н.Д., Лысов Д.А., Марков В.А., Марков И.В., Селиванов В.В., Сотская М.М., Сотский М.Ю. Оpubл. в 2017, Бюл. № 14.
3. Патент 2625404 Российской Федерации. Способ ускорения тела в баллистическом эксперименте и устройство для его осуществления / Гелин Д.В., Гелин Н.Д., Лысов Д.А., Марков В.А., Марков И.В., Селиванов В.В., Сотская М.М., Сотский М.Ю. Оpubл. в 2017, Бюл. № 20.
4. Наблюдение нестационарных процессов в баллистических опытах для верификации расчетных моделей / Сотский М.Ю., Гелин Д.В., Гелин Н.Д., Лысов Д.А., Марков В.А., Марков И.В., Селиванов В.В., Сотская М.М. // Материалы XXIII Международного симпозиума «Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» им. А.Г. Горшкова. Т. 2. М.: ООО «ТР-принт», 2017. С. 170-172.

ON THE SPECIFICS OF DETONATION TRANSFER IN AIR AND WATER IN THE CASE OF EXPLOSION OF OXYHYDROGEN CONTAINED IN AN ELASTIC SHELL

V.A. Vasekin, D.V. Gelin, N.D. Gelin, D.A. Lysov, V.A. Markov, M.V. Markova, A.V. Petyukov, M.Yu. Sotskiy

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Detonation waves in gases have been studied for a long time; however, recently this field has experienced a resurgence of interest. The main reasons behind it appear to be the desire to harness the phenomenon of gas mixture detonation to perform practical tasks in bespoke impulse plants and dedicated power installations for aircraft and rockets, including detonation impulse engine prototypes.

It is known that there exist two ways to generate a detonation wave: direct initiation and the so-called process of deflagration-to-detonation transition.

In the first case, a sufficiently powerful source generates an intense shockwave, behind the front of which there begins a chemical reaction, thus forming a detonation wave. A shockwave like this calls for a high energy density in the source.

In the second case, a relatively low-power source, such as a spark plug, is used to ignite a gas mixture in a tube. Since flow turbulence occurs in smooth tubes as well, the surface area of the flame increases. As the flame front accelerates, a compression wave is formed in front of it. This wave further increases the turbulence in the combustible gas, leading in turn to the flame front accelerating further and the pressure in front of it increasing. The perturbations at the front add up, it grows steeper and steeper, and as a result, a shockwave followed by a chemical reaction emerges, which is, by definition, detonation. This is the physics behind our experiments.

The aims of the study are as follows:

- Investigate the mechanisms underlying the deflagration-to-detonation transition for various initial conditions.
- Investigate experimentally the transfer of detonation across air and liquid (water) from an active charge consisting of gas mixture confined in an elastic shell to a passive charge also consisting of the same gas mixture confined in an elastic shell.

Experiment setup

We conducted our experiments using a laboratory installation designed at the High-Precision Airborne Devices department of Bauman Moscow State Technical University [1-4]. The installation comprises a shock tube made out of a transparent smooth-walled acrylic glass pipe that is 1000 mm long, has a 40 mm outside diameter and a 30 mm inside diameter. The pipe is fixed vertically on a special mounting. Its bottom part is covered by a metal case. The function of the case is twofold: 1) it prevents the tube bursting while the explosive mixture is being pumped; 2) it provides the explosive charge with an initiation system.

The active explosive charge is an elastic shell filled with a gas mixture, placed at the bottom of the shock tube. The passive charge is also an elastic shell filled with a gas mixture, placed at the top of the shock tube at the desired distance from the active charge. The acoustic impedance of these elastic shells is low enough to be safely disregarded.

We designed our experiments so that the space between charges was filled with either air or liquid (water).

The active charge was initiated by an electric spark from a spark plug mounted in a dedicated detonator. The detonator, which is connected to the active charge by means of a transparent flexible tube, boasts a system of valves that helps to accumulate the mixture of gases in the combustion chamber, the flexible transparent tube and the active charge. It also can ignite the mixture at the desired moment and transfer the impulse to the active charge. We placed the installation in our blasting chamber and used its portholes to set up lighting and video recording using the Fantom 1610 camera. We filmed at 84000 frames per second.

In order to create a sharp boundary between charges and liquid, we developed a technique of pumping gas into the passive charge and simultaneously using a drain tube to pump out the air from the shock tube.

The explosive in our experiments was a mixture of oxygen and hydrogen in a ratio close to stoichiometric. The oxygen/hydrogen mixture was being pumped through the system for at least 5 minutes to ensure that the mixture composition should become stable.

Experiment results

Experiment 1

Active charge: $L=350$ mm; passive charge: $L=415$ mm; air gap: $L=230$ mm. According to fig. 1, the video registration shows the following: 1) up the tube, along the active charge, a deflagration front is moving at 850 m/s, then, as it reaches the interface, a reflected shockwave is generated, which then travels down the tube at 1470 m/s and eventually fades. After the shell of the active charge is destroyed, a shock wave is travelling up the air in the tube at 1340 m/s, followed by the products of detonation of the active charge. The wave travels through the passive charge at 2846 m/s. A detonation mode is initiated in the passive charge.

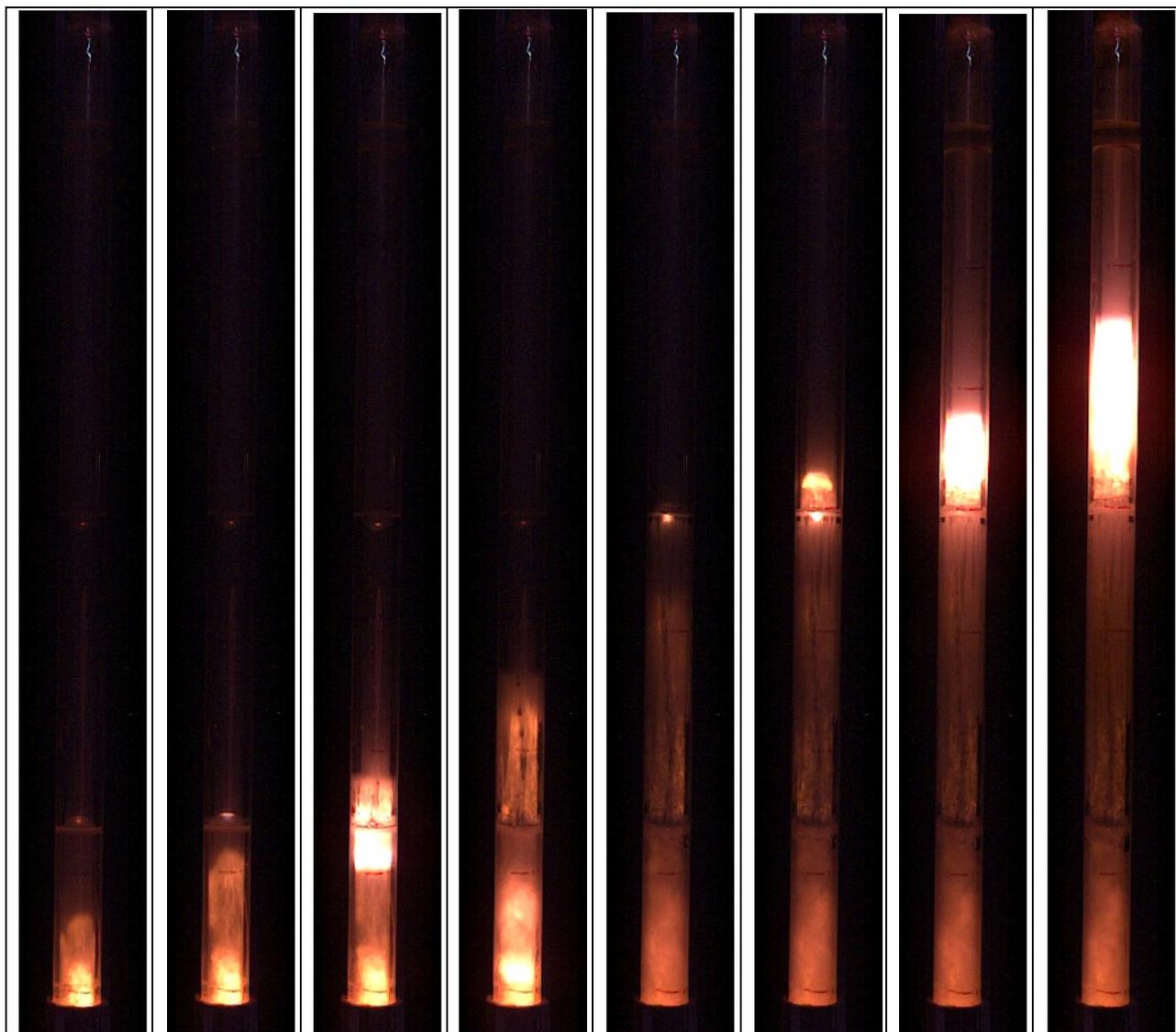


Figure 1. Video recording of the experiment no. 1

Experiment 2

Active charge: $L=400$ mm; passive charge: $L=320$ mm; air gap: $L=237$ mm. Video registration frames in fig. 2 demonstrate the following: since there is a wave travelling up the active charge at 2753 m/s, we assume that a detonation mode has been initiated in it. Reaching the interface, the wave refracts at the discontinuity, sending a shock wave up the tube along with detonation products (wave propagation rate is 1270 m/s), and a reflected shockwave downwards. Then detonation is initiated in the passive charge and propagates along it at 2925 m/s.

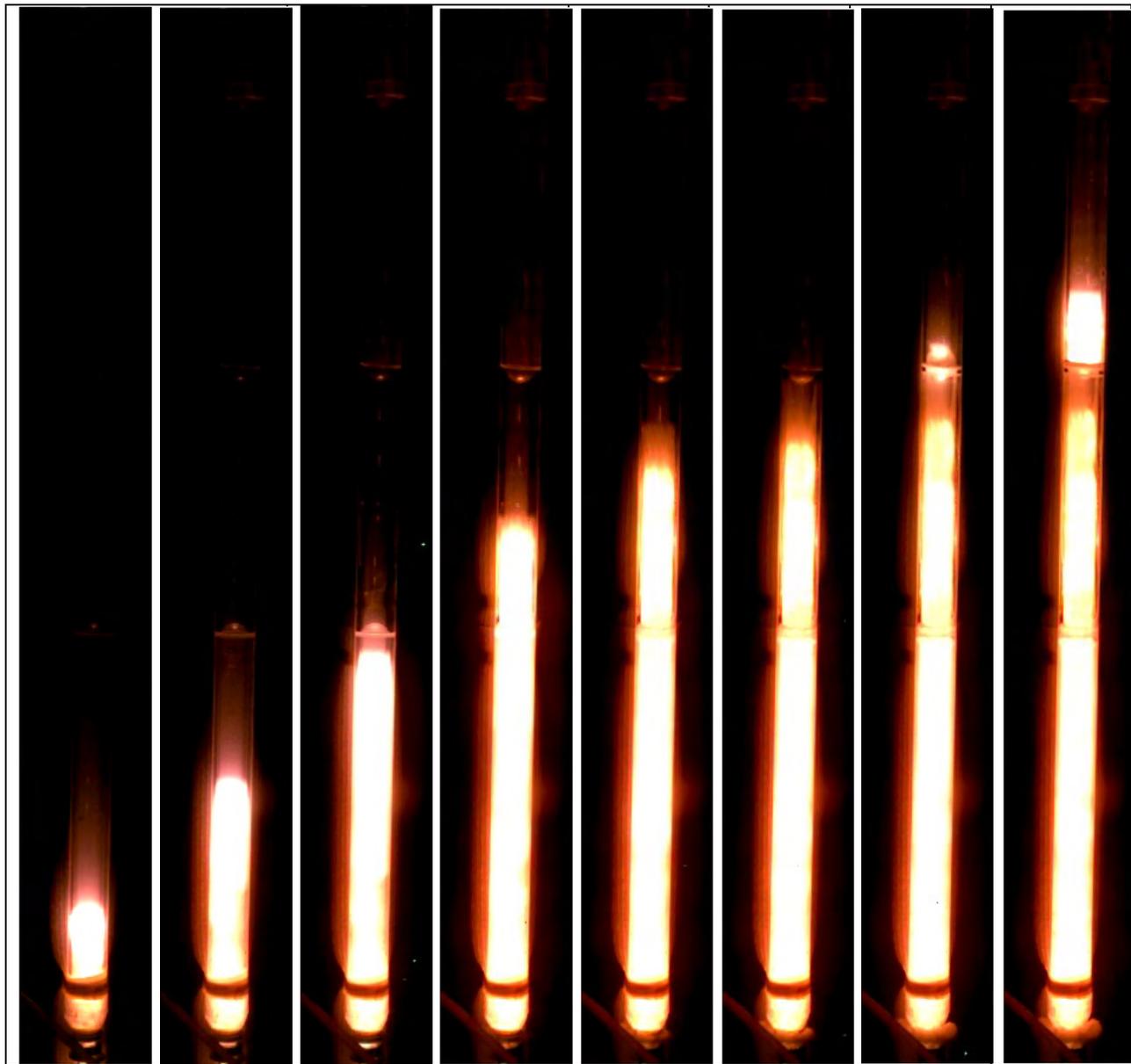


Figure 2. Video recording of the experiment no. 2

It means that in the experiment 2 we also observe detonation transfer from the active charge to the passive charge across an air gap.

Experiment 3

Active charge: $L=400$ mm; passive charge: $L=500$ mm; gap filled with liquid (water): $L=10$ mm. The video recording shows the following (see fig. 3): the active charge deflagrates (the wave travels up the tube at 708 m/s); since a reflected wave additionally compresses the gas, there develops a detonation zone close

to the top boundary of the active charge. Then the detonation wave travels down the tube along the whole length of the active charge at 2216 m/s. At the same time, the detonation products drag the elastic shell along and impart an impulse to the water, which, in turn, impacts the shell of the passive charge as a piston. When the detonation wave in the active charge reaches the bottom end, it reflects, and a reflected shockwave begins to travel upwards at approximately 1500 m/s. Next, a detonation mode is initiated in the passive charge, and a detonation wave travels upwards along it.

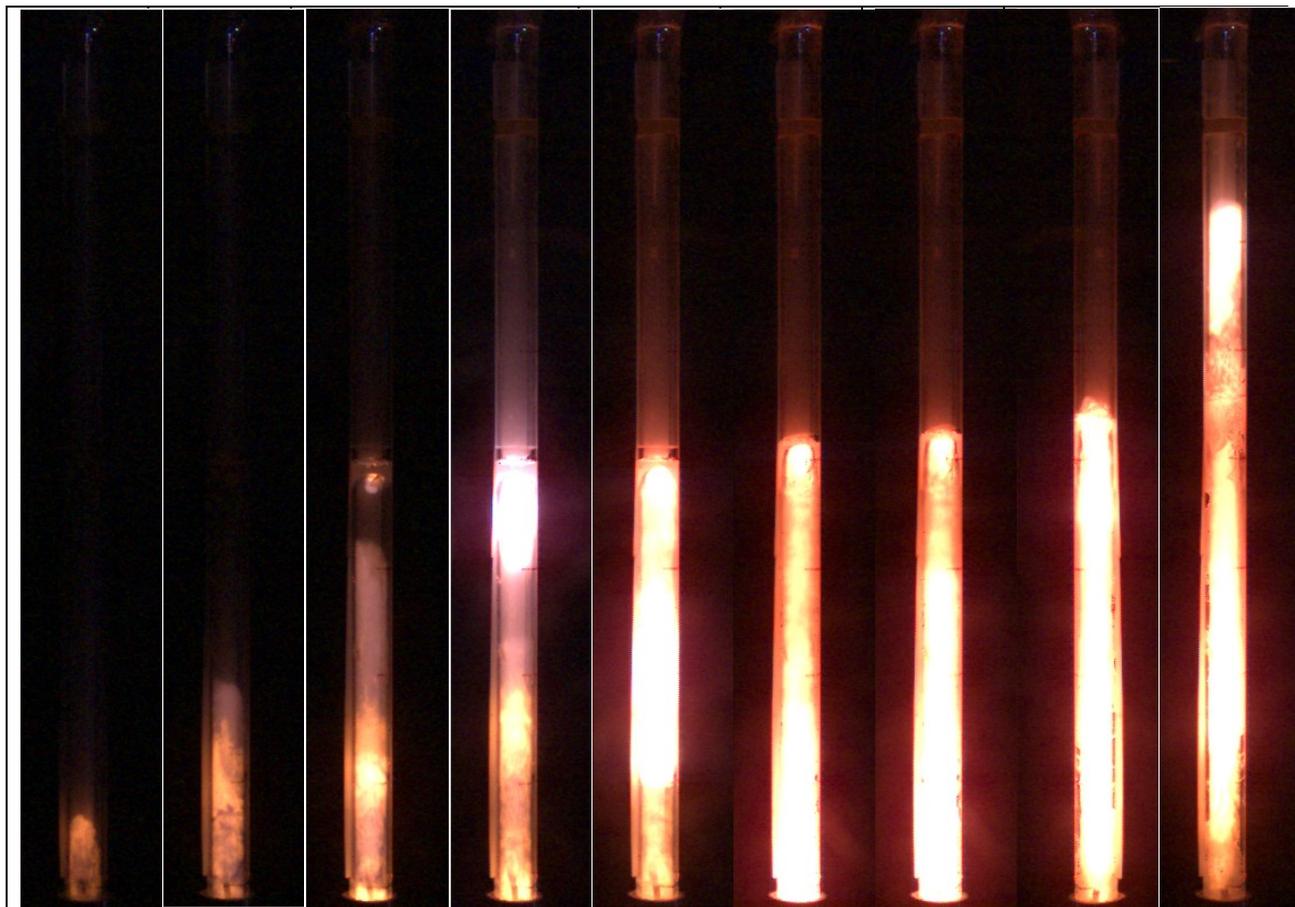


Figure 3. Video recording of the experiment no. 3

It means that in the experiment 3 we observe detonation transfer from the active charge to the passive charge across a 10 mm gap filled with liquid (water).

Conclusion

- The investigations conducted showed that it is possible to use high-speed optical recording methods to study the mechanisms underlying the transition from combustion to detonation;
- We proved that detonation transfer happens across gaps of certain sizes filled with various media (such as air or water).

Our investigation results may be used to validate existing numerical models of the processes studied.

In our investigation we used equipment designated as GA 3.6196.2017/7.8 and GA 3.6257.2017/7.8.

References

1. Determining explosion parameters for oxygen-hydrogen mixture confined in an elastic shell using the shockwave research unit from the «BMSTU SM4 research and development complex» / Gelin D.V., Lysov D.A., Markov V.A., Markova A.E., Selivanov V.V. // Proc. of the International conference 17th

- Khariton Readings: Extreme states of matter. Detonation. Shock waves. Sarov: Russian Federal Nuclear Center - All-Russian Research Institute Of Experimental Physics Publ., 2015. Pp. 773-775.
2. Patent RU2619501. Research-oriented launcher / Gelin D.V., Gelin N.D., Lysov D.A., Markov V.A., Markov I.V., Selivanov V.V., Sotskaya M.M., Sotskiy M.Yu. Published 2017, bulletin no. 14.
 3. Patent RU2625404. Method of accelerating a body in a ballistic experiment and a device to implement it / Gelin D.V., Gelin N.D., Lysov D.A., Markov V.A., Markov I.V., Selivanov V.V., Sotskaya M.M., Sotskiy M.Yu. Published 2017, bulletin no. 20.
 4. Observing non-steady-state processes in ballistic experiments for validating computational models / Sotskiy M.Yu., Gelin D.V., Gelin N.D., Lysov D.A., Markov V.A., Markov I.V., Selivanov V.V., Sotskaya M.M. // Proc. of 23rd A.G. Gorshkov International symposium on Dynamic and Technological Problems of Structural and Continuum Mechanics. Vol. 2. Moscow.: TP Print JSC Publ., 2017. Pp. 170-172.

EXPERIMENTAL STUDY ON THE REACTION EVOLUTION OF PRESSED EXPLOSIVES IN LONG THICK WALL CYLINDER CONFINEMENT

Hu Haibo¹, Li Tao¹, Wen Shanggang², Qiu Tian², Fu Hua¹, Shang Hailin¹

¹Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research,
Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang, Sichuan, China, 621900

²Institute of Chemical Materials, CAEP, Mianyang, Sichuan, China, 621900

Abstract: The non-shock initiation reaction behavior of pressed HMX-based PBXs inside long thick wall steel tube is studied with detailed diagnostics of tube movement on different sampling sites along the tube and its two ends. The multi-stage reaction processes are revealed with transportation of reaction products, e.g. the convective flow of high temperature gaseous products driven by high pressure along the seam between the HE pellets and the inner wall of the confinement tube, the early stage burning of HE pellets on their surface with an induction time delay and uneven pressure growth along the tube, the late stage violent reaction with rapid expansion and rupture of the tube wall. These processes last nearly 10ms which is much longer than the corresponding detonation duration. The pressure measured by tube wall velocities is much less or about 1GPa for two tested HMX-based PBXs correspondently while the tube wall is accelerated to almost 200m/s during the last 200 μ s -300 μ s before the confinement rupture. The observed reaction evolution could not be explained by classic DDT mechanism without consideration of convective flow of reaction products along the seam between tube wall and HE pellets when there is no reaction activated in HE bulk by the ramp wave caused by upper stream non shock initiation reaction.

Introduction

The possibility of deflagration to detonation transition in dense PBXs or solid propellants is under question for long time [1, 2] though there were many reports of experimental observation of DDT behavior in recent years [3, 4]. In the classic 1-dimensional DDT concept of Macek [5], the mass transportation of reaction products from the initial end is not considered (typical 2-D phenomenon), consequently the convective mechanism of combustion front propagation through structure seam or HE cracks might be thoroughly ignored. The high pressure gaseous products convection might be the dominant factor in the reaction propagation and reaction violence evolution beside the stress wave mechanism for reaction initiation of HE in long tubular confinement, and also in any explosive charges under various confinement. In this study, a group of experiments were conducted with heavy steel DDT tube confinement in comparing with the experiments of the same HMX-based PBX in thin wall light confinements [6].

Experimental setup

The experimental setup is shown in figure 1. The steel tube with 20mm thick wall is filled with 8 pieces $\Phi 20\text{mm} \times 48\text{mm}$ + $\Phi 20\text{mm} \times 60\text{mm}$ and 7 pieces $\Phi 20\text{mm} \times 60\text{mm}$ + $\Phi 20\text{mm} \times 20\text{mm}$ of two type pressed PBX pellets and fixed with two strong end caps. The seam between the HE pellets and inner wall surface of steel tube is about 0.05-0.08mm without seal glue. The artificial non-shock initiation is triggered with an electric igniter with 1.5g black powder from one end surface of explosive charge.

High speed photography, strain gauges, pressure gauges, multichannel PDV probes and air blast over-pressure measurements are engaged to diagnose the reaction evolution and tube wall expansion process. No diagnostic bore is drilled through the tube wall so as to avoid early time failure from these defect points of tube wall under long duration extremely high level pressure that may exceeds GPa.

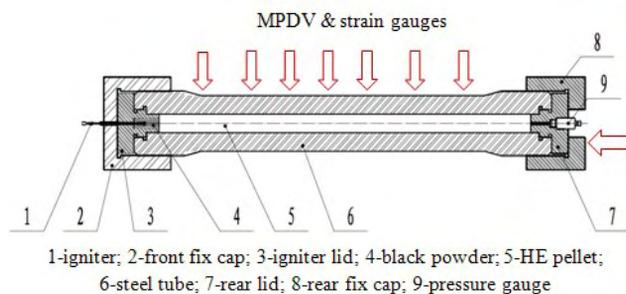


Figure 1. Experimental setup and diagnostic design

Experimental results

A detonation experiment was conducted specially as a metric for reaction violence calibration of non shock initiation reaction process. The high speed frame photography of tube expansion process shows emerge of fracture during early stage tube wall expansion. The velocity profile on 8 selected sites along the tube recorded a maximum radical velocity peak $\sim 400\text{m/s}$ along tube wall as result of the stationary propagation of detonation front with limited acceleration under detonation products push. The detonation propagation process lasted about $50\mu\text{s}$. High strain rate shear fracture section on inner side of fracture surface can be seen clearly on the slender recovery fragments.

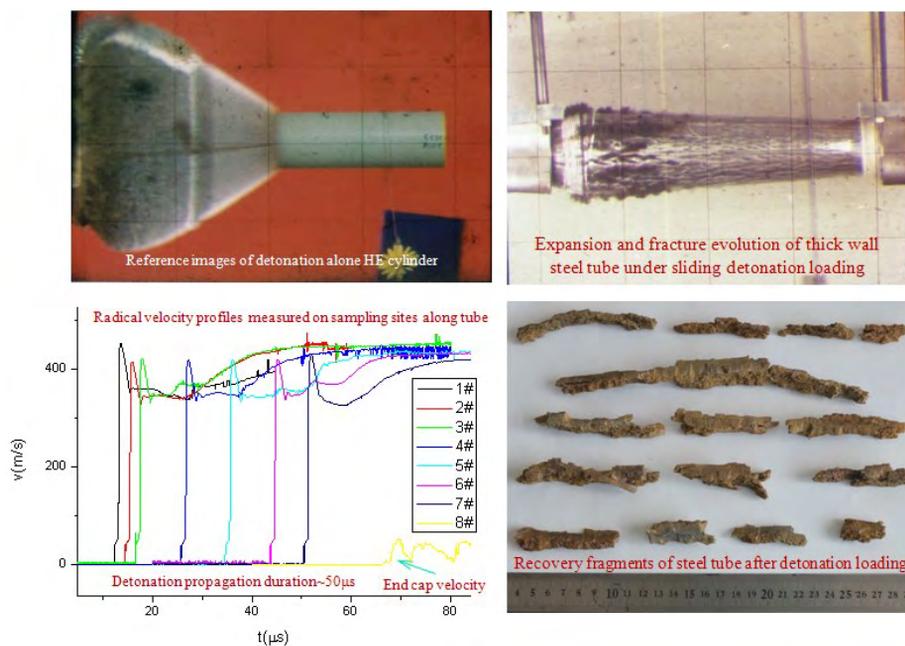


Figure 2. The detonation calibration experiment results and process parameters

In non-shock initiation experiments, the tube expansion process were observed to begin with a time delay of 6ms-8ms after initiation while the trigger time of electric igniter and black powder system is evaluated about 3ms. So the reaction propagation and violence evolution process before the reaction pressure to reach the yield strength of tube takes another 3ms-5ms.

The violent reaction after the reaction pressure exceeded the yield stress of tube lasted only 200 μ s - 300 μ s before the tube rupture. The accelerations of tube wall in both experiments are nearly constant < 1m/ μ s on all section along the tube and the pressure jumps measured on diagnostic sites 1-7 showed random time sequence. So did the flame leakages from the multipoint rupture along the tube. It might be caused by uneven laminar combustion on HE pellet radical and end surfaces in the long duration low pressure reaction process, and maybe the choking effect of gaseous products in the seam raised the local reaction pressure. The late stage reaction pressures can be evaluated by the tube wall velocity as ~600MPa and ~1GPa along the whole tube in the two experiments correspondently. There is no upstream and downstream relationship for reaction front propagation and reaction intensity growth.

The HE mass consumed evaluated by air blast overpressure in these experiments is about ten time more than that in experiment with light confinement[6], and the fragments velocity has reached half of the detonation driven velocity after a long duration relative stable acceleration process before rupture. On some fracture surface of the tube wall the un-reacted explosive smear could be found.

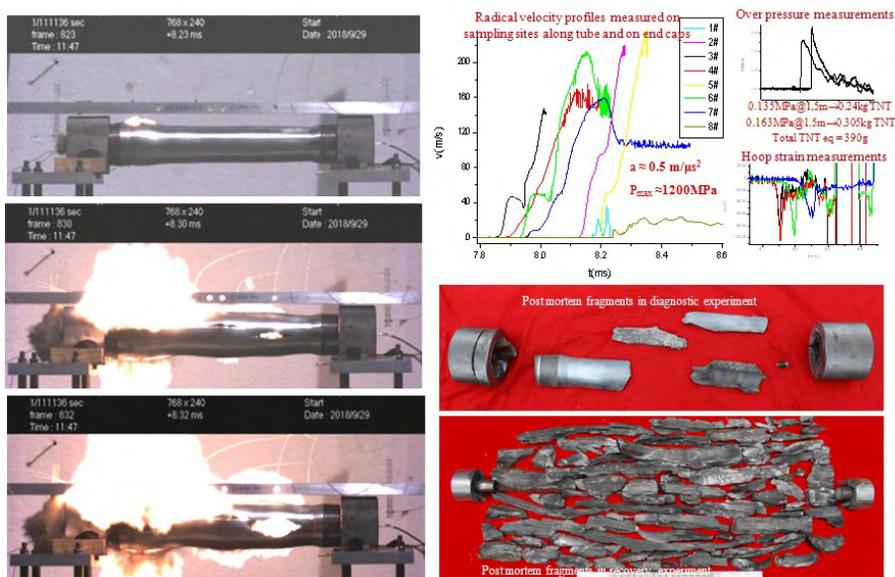


Figure 3. The reaction evolution of non-shock initiation behavior and recovery fragments for PBX1

Discussion

The stress wave caused by early stage reaction on initiation end, especially with the ramp front and limited amplitude could not transform into a shock wave with adequate strength to initiate detonation in HE bulk, while the 100MPa level high pressure reaction products include the gaseous products of igniter system in initiation section at early stage do penetrate into the seam between tube wall and HE pellets transporting downstream along the tube. In early experiments, the shorting or eliminating signals in time range of several hundreds μ s were recorded with help of ionized gauge and optical fiber probe mounted through tube wall. The action of these gauges might be caused by convective flow of upper stream high temperature gaseous products with limited amplitude of several MPa on front and gradually growing up to tens of MPa before the surface of HE downstream along the seam is ignited by the hot convective gaseous products[7]. These kinds of processes do happen and dominant the reaction evolution in the so called DDT tube experiment for dense PBXs. In numerical simulations, the convection phenomena and laminar deflagration on explosive pellets or crack surface should be properly taken into account instead of any type of stress induced bulk reaction model.

The non-shock initiation reaction propagation via convection of early stage reaction products is strongly dependent on the details of explosive pellets packing state inside confinement. But the reaction violence is more likely dependent on the properties of explosive, e.g. the reaction propagation rate under high pressure and the brittleness of explosive and the confinement strength. In such case, the real concern should not be the DDT tendency for pressed PBX, but a HEVR with serious lethality.

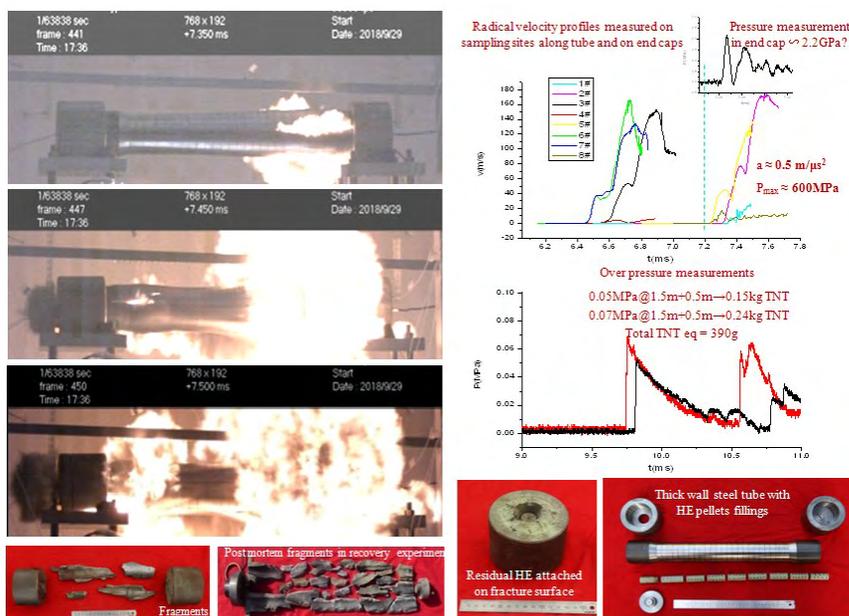


Figure 4. The reaction evolution of non-shock initiation behavior and recovery fragments for PBX2

Acknowledgments

This work is supported by the Science & Technology Foundation of CAEP under Grant No.2014A0201008.

References

1. Jacobs, S. J., Comment on "Deflagration-to-Detonation Transition Studies for Two Potential Isomeric Cast Primary Explosives," *Proceedings of Sixth Symposium (International) on Detonation*, Office of Naval Research, Arlington, VA, Rept. ACR-221, 1976, p. 249.
2. Richard R. Bernecker, The Deflagration-to-Detonation Transition Process for High-Energy Propellants –A Review, *AIAA JOURNAL* VOL. 24, NO. 1
3. Wang Jian, Wen Shanggang, Experimental Study on Deflagration-to-Detonation Transition in Two Pressed High-Density Explosives, *Chinese Journal of High Pressure Physics*, Vol.23, No.6, Dec. 2009 (441-446)
4. G. R. Parker, P. Dickson, B. W. Asay, L. B. Smilowitz, B. F. Henson and J. M. McAfee, VIOLENT COOKOFF REACTIONS IN HMX-BASED EXPLOSIVES IN DDT TUBES: TRACKING LUMINOUS WAVES WITH STREAK IMAGING, SCCM2011.
5. Macek, A.: Transition from deflagration to detonation in cast explosives. *J. Chem. Phys.* 31(1), 162–167 (1959)
6. Haibo HU, Yingwen GUO, Tao LI, Reactive Behavior of Explosive Billets in Deflagration Tube of Varied Confinements, *AIP Conference Proceedings*, SCCM2017, 2017
7. Hailin Shang, Jie Yang, Tao Li, Hua Fu, Haibo Hu, Convective Burning in Confined Explosive Cracks of HMX-Based PBX under Non-Shock Initiation, 16th International Detonation Symposium, 2018

ОСОБЕННОСТИ ИНИЦИИРОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ЗАРЯДЕ ИЗ ТАТБ

А.В. Ерастов, К.Н. Панов, В.Б. Титова, М.О. Ширшова, П.В. Забусов, Н.А. Володина, М.Н. Кирюхина

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Аннотация

Рентгенографическим методом исследован процесс распространения детонации в полукольцевых зарядах из пластифицированного ТАТБ со стальной оболочкой внутри при инициировании нормальной детонации по линии на наружной поверхности заряда. В экспериментах определена форма фронта детонационной волны (ДВ) рентгенографическим методом на несколько моментов времени. В опытах зафиксировано влияние на форму детонационного фронта слоя из пластического взрывчатого вещества (ПВВ) на основе гексогена, расположенного на поверхности основного заряда и имеющего скорость детонации на ~ 10 % выше, чем у ТАТБ. Экспериментальное положение и форма фронта ДВ в заряде из ТАТБ цилиндрической формы не описываются законами геометрической оптики (принцип Гюйгенса) из-за особенностей инициирования детонации на начальном участке и наличием стальной оболочки. Проведено численное моделирование экспериментов по программе ЛЭГАК с использованием кинетики детонации МК. Получена схожая с экспериментом картина инициирования и распространения детонации в заряде ТАТБ. Проведен расчетно-теоретический анализ особенностей распространения детонационной волны.

I. Введение

Распространение детонации в малочувствительном ВВ на основе ТАТБ представляет исключительный интерес. Известно, что ТАТБ имеет сильную зависимость ударно-волновой чувствительности от начальной плотности [1]. Поэтому ТАТБ, по сравнению с другими ВВ (октоген, гексоген), обладает рядом ярко выраженных свойств [2]. ТАТБ, сжатый слабой УВ, десенсибилизируется, т.е. становится менее чувствительным - детонационная волна не распространяется в ударно-сжатую область заряда [3]. Если при ударно-волновом нагружении происходит снижение плотности, например, в волнах разгрузки, то имеет место сенсibilизация ТАТБ, т.е. повышению ударно-волновой чувствительности [4], [5], [6].

Известно, что для многих ВВ имеется зависимость скорости детонации от кривизны фронта волны. Существование критического и предельного диаметра для каждого ВВ является практическим подтверждением существования такой зависимости. Для составов на основе октогена и ТАТБ значения предельного диаметра сильно отличаются. Следовательно, имеет место сильное отличие в зависимости скорости детонации от кривизны фронта. Для составов на основе октогена эта зависимость слабая, а для составов на основе ТАТБ – сильная. Это означает, что при описании распространения фронта ДВ в зарядах сложной формы на основе октогена и гексогена, в первом приближении, можно пользоваться законами геометрической оптики: в зоне прямой видимости точки инициирования – окружность, в области "тени" – эвольвента. Для ВВ на основе ТАТБ законы геометрической оптики не работают и описать процесс можно только численно с привлечением кинетики развития взрывчатого превращения [7], [8], [9], [10]. В большинстве указанных работ эксперименты проводятся в цилиндрической геометрии для более надежной регистрации формы фронта радиографическим методом.

Цель работ: исследование процесса инициирования и распространения детонации в полумоноцилиндрическом заряде из пластифицированного ТАТБ и определение влияния наружного слоя из ПВВ на основе гексогена с большей, чем у ТАТБ скоростью детонации, на форму фронта ДВ.

II. Экспериментальная постановка

Опыты проводились на импульсной рентгеновской установке "Эридан-3" с мягким спектром

излучения с граничной энергией $E_{\gamma} \sim 1$ Мэв, длительностью $\Delta t \sim 0,05$ мкс и размером фокуса 2 мм [11]. Регистрация изображения проводилась на пакет из десяти фотохромных экранов расположенных друг за другом. Итоговое рентгеновское изображение получалось путем суммирования 10 изображений по специально разработанному алгоритму [12]. На рисунке 1 представлен эскиз экспериментальной сборки.

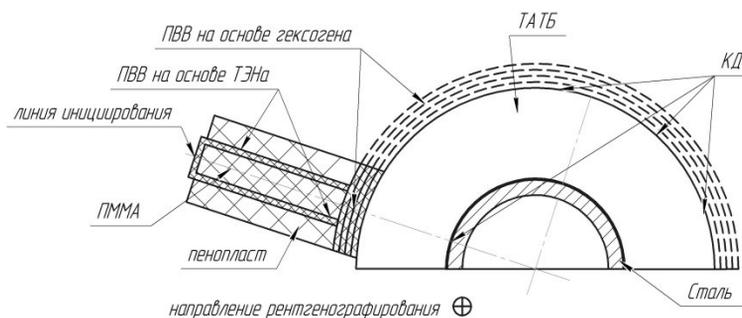


Рисунок 1. Эскиз экспериментального блока

Полуцилиндрический заряд из пластифицированного ТАТБ размером $\varnothing 120 \times \varnothing 60$ мм подрывался с помощью инициатора, состоящего из листов ПВВ на основе ТЭНа толщиной 2 мм, которые инициировались по линии линейным генератором детонационной волны, и слоя из ПВВ на основе гексогена толщиной 8 мм (четыре слоя по 2 мм). Расстояние между пластинами из ТЭНа составляет 10 мм. Детонация в заряде ТАТБ возникала при столкновении ДВ в слое по линии на наружной поверхности. Внутри заряда с зазором 0,5 мм устанавливалась стальная оболочка толщиной 5 мм. Все детали сборки в направлении рентгенографирования имеют толщину 60 мм. Для контроля распространения детонации на наружной поверхности заряда и напротив инициатора устанавливались контактные датчики в виде скрутки двух лакированных проводов $\varnothing 0,1$ мм. Координаты расположения датчиков определялись по предварительному рентгеноснимку с точностью $\sim 0,2$ мм.

III. Результаты экспериментов

Проведено две серии экспериментов. В первой серии экспериментов слой из ПВВ на основе гексогена устанавливался непосредственно под инициатором (опыт №1÷№4), во второй – на всей наружной поверхности заряда из ТАТБ (опыт №5÷№7) (см. рисунок 1).

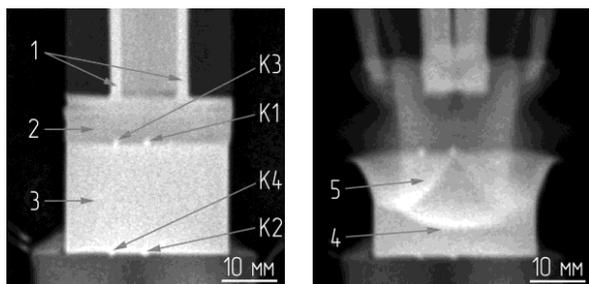
В опыте №1 исследовался процесс развития детонации от инициатора на заряде из ТАТБ в виде параллелепипеда. В опытах №2, 3, 4 исследовался процесс распространения детонации в полуцилиндрическом заряде со стальной оболочкой внутри. В опытах №5, 6, 7 исследовалось влияние слоя из ПВВ на основе гексогена на форму фронта при распространении детонации в полуцилиндрическом заряде.

На рисунке 2 приведен предварительный снимок и снимок взрывного процесса в опыте №1. Заряд из ТАТБ представлял собой параллелепипед высотой 20 мм, шириной 30 мм и толщиной на просвет 60 мм. На поверхности заряда устанавливались контактные датчики К1÷К4 в виде отрезков скрученной проволоки, которые располагались вдоль направления рентгенографирования и видны на снимках в виде точек. Время работы инициатора определялось по данным датчика К1, который устанавливался в месте столкновения ДВ в слое, и составило 24,61 мкс. Моменты срабатывания остальных датчиков составили: К2-27,38 мкс; К3-24,36 мкс; К4-27,51 мкс. Из полученных рентгеноснимков видно, что детонация в ТАТБ возникает в месте столкновения ДВ в слое. Непосредственно под листами из ПВВ на основе ТЭНа в инициаторе детонация в ТАТБ не возникает.

На рисунке 3 приведен рентгеноснимок взрывного процесса в опыте №7. Инициатор в опыте №7 устанавливался посередине заряда из ТАТБ. В одной половине слой из ПВВ на основе гексогена присутствовал, в другой нет. Из рентгеноснимка наглядно видно влияние слоя с большей

скоростью детонации, чем в ТАТБ, на процесс распространения детонации в цилиндрическом заряде.

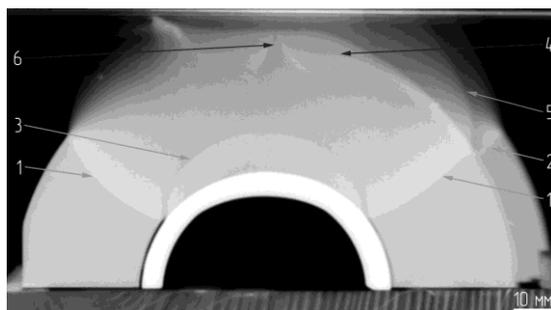
На рисунке 4 приведены рентгено снимки взрывного процесса в опытах №4 и №6. На полученных снимках хорошо видна структура течения в продуктах взрыва (ПВ) за фронтом ДВ: отраженная УВ от стальной оболочки; голова волны разрежения от выхода УВ на внутреннюю границу оболочки. Эти данные могут быть использованы для калибровки уравнения состояния ПВ ТАТБ. На рентгено снимках зафиксировано влияние слоя из ПВВ на основе гексогена, расположенного на поверхности заряда ТАТБ, на процесс распространения детонации. Так как скорость фронта ДВ в слое из ПВВ выше, чем в ТАТБ, то, на начальном участке распространения, процесс "ведется" фронтом детонации слоя. Это приводит к тому, что фронт ДВ в ТАТБ имеет форму, отличную от случая, если бы слоя не было. В месте догона фронтом детонации в заряде ТАТБ фронта детонации в слое (из-за разницы длин путей) это влияние прекращается, детонация в слое инициируется из заряда ТАТБ. Видно, что детонация в слое в скользящем режиме не инициирует ТАТБ, т.е. в заряде существует область ударно сжатого непрореагировавшего ТАТБ, детонация в которую не распространяется, и которая уменьшается до нуля по мере распространения процесса.



а) Предварительный снимок б) Снимок взрывного процесса, $t=2,00$ мкс

1 - листы из ПВВ на основе ТЭНа;
2 - слой из ПВВ на основе гексогена,
3 - образец ТАТБ, 4 - фронт ДВ,
5 - зона непрореагировавшего ТАТБ;
К1-4 - контактные датчики

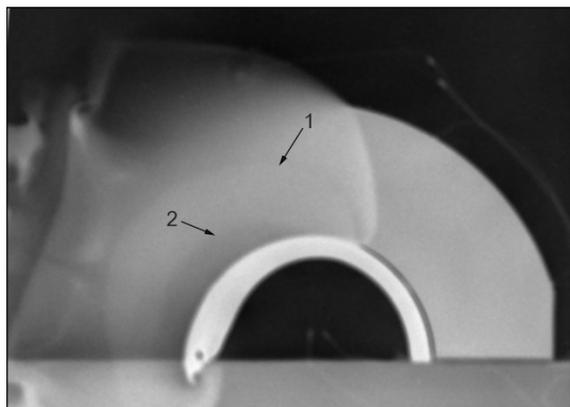
Рисунок 2. Рентгено снимки опыта №1



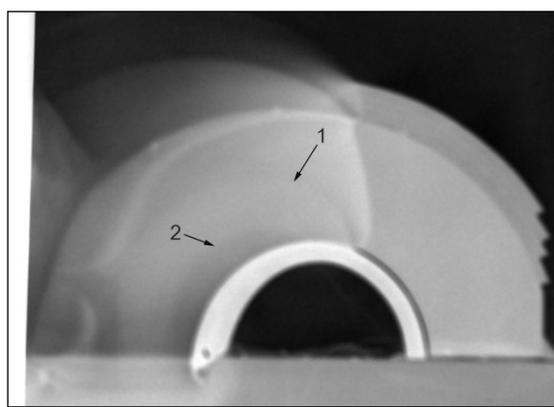
Без слоя Со слоем

1 - фронт ДВ в ТАТБ; 2 - фронт ДВ в слое;
3 - фронт отраженной УВ в продуктах взрыва (ПВ) ТАТБ; 4 - зона непрореагировавшего ТАТБ;
5 - фронт отраженной УВ в ПВ слоя;
6 - линия инициирования детонации в ТАТБ

Рисунок 3. Снимки взрывного процесса в опыте №7, $t=6,25$ мкс



Опыт №4, без слоя, $t=9,55$ мкс



Опыт №6, со слоем, $t=9,39$ мкс

1 - фронт отраженной УВ; 2 - голова волны разрежения

Рисунок 4. Влияние слоя

IV. Обсуждение и анализ результатов

На рисунке 5 приведены положение фронтов ДВ на разные моменты времени. Для удобства анализа и построения графиков точка инициирования расположена, в отличие от приведенных рентгено снимков, сверху и имеет координаты $X=0$ мм, $Y=60$ мм. Цифры рядом с расположением контактных датчиков - это моменты срабатывания контактных датчиков, линии на графиках – экспериментальная форма ДВ с подписями моментов рентгенографирования. Погрешность определения фронта ДВ по рентгено снимку составляет $\pm 0,4$ мм (2σ). На представленном графике наглядно видно влияния слоя из ПВВ на основе гексогена на форму фронта ДВ в ТАТБ. Это влияние проявляется сильнее на начальном участке процесса и прекращается в месте догона фронтом ДВ в ТАТБ фронта ДВ в слое. Пунктиром выделена граница области прямой видимости точки инициирования.

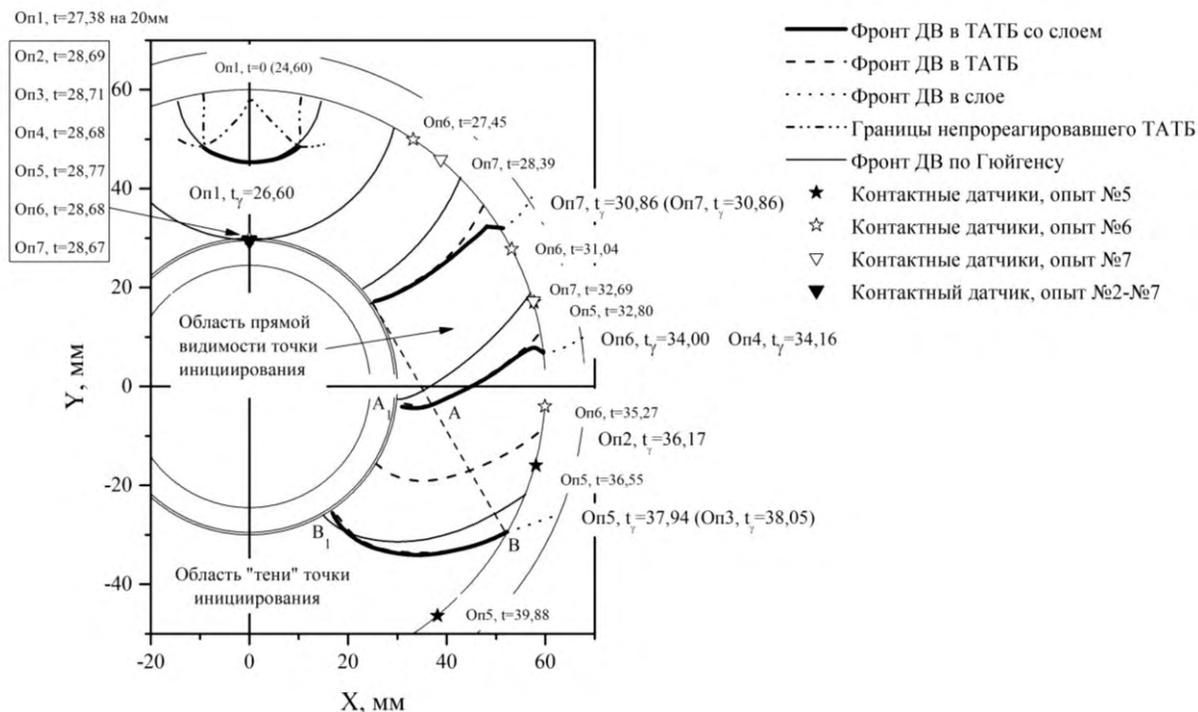


Рисунок 5. Форма фронта ДВ

На рисунке 5 приведены расчетные по Гюйгенсу положение фронтов ДВ при скорости ДВ 7,4 км/с на характерные моменты времени: на моменты рентгенографирования; на момент выхода ДВ на противоположную инициированию поверхность заряда. В зоне прямой видимости точки инициирования это окружность, в зоне "тени" - эвольвента.

Видно, что под инициатором имеется хорошее согласие между расчетом по Гюйгенсу и экспериментом. С внешней стороны заряда детонация в эксперименте приходит значительно раньше, чем в расчете (фронт должен находиться за первым контактным датчиком опыта №7). На начальном этапе инициирования детонации при столкновении ДВ в инициаторе фронт ДВ в ТАТБ движется внутри области ударно-сжатого материала, границы которой перемещаются со скоростью фронта УВ - ~ 5 км/с. При этом, в точке касания фронта ДВ области ударно сжатого материала, детонация будет распространяться с большей скоростью, чем вдоль плоскости симметрии. Это приводит к более пологому фронту ДВ на начальном этапе, чем в предположении геометрической оптики. В дальнейшем детонация огибает зону ударно сжатого вещества, при этом форма фронта ДВ претерпевает еще большие отличия от цилиндрической формы.

Из рисунка 5 видно, что экспериментальное положение фронта ДВ отличается от расчета по Гюйгенсу не только вблизи наружной поверхности заряда, но и в области взаимодействия ДВ со стальной оболочкой. В промежутке времени 26,6-30,86 мкс происходит увеличение скорости детонации, которое, по-видимому, связано с перескатым режимом распространения детонации в

этой области. При этом видно, что за точкой касания прямой проходящей из точки инициирования к поверхности оболочки скорость фронта практически не меняется - расчетное положение фронта находится на одинаковом расстоянии от экспериментального.

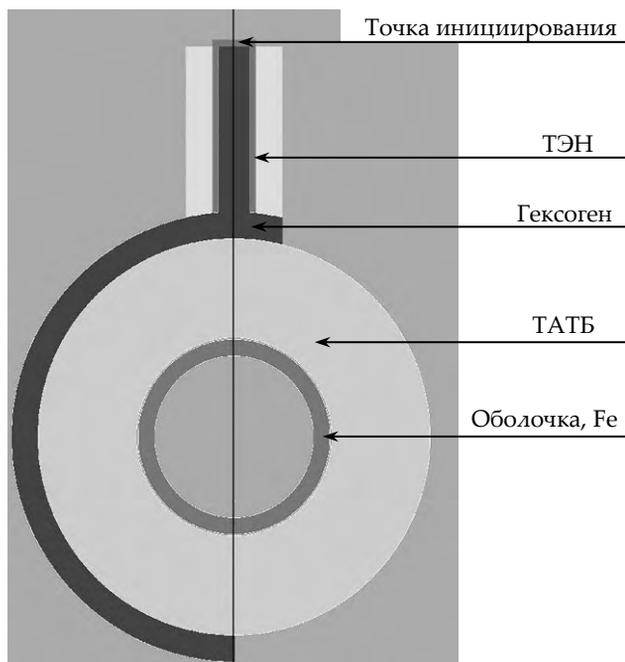
В области "тени" точки инициирования фронт ДВ движется с замедлением. Если рассчитать расстояние, которая прошла детонация между двумя моментами рентгенографирования (опыт №6≈34 мкс и опыт №5≈38 мкс), в зоне "тени" А1-В1 и в зоне прямой видимости (по касательной) А-В, то получим разные значения - 25,9 мм и 29,9 мм, соответственно. При этом средняя скорость детонации на этом участке составит 6,5 км/с и 7,5 км/с. Расчетное по Гюйгенсу положение фронта ДВ в зоне прямой видимости отстает от эксперимента, в зоне "тени", в точке касания оболочки опережает эксперимент. Это свидетельствует об уменьшении скорости детонации при обтекании фронтом ДВ оболочки в области "тени" точки инициирования.

V. Результаты численного моделирования

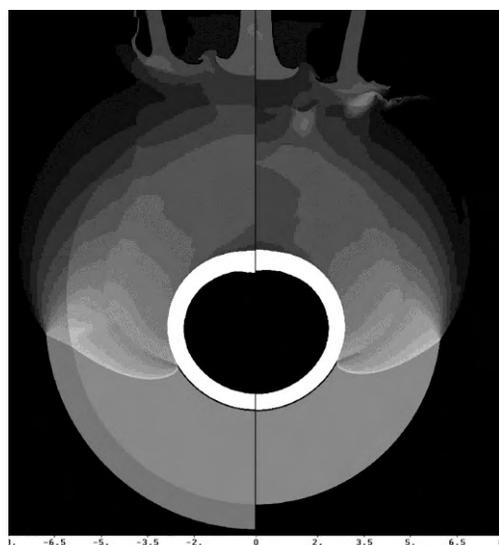
Расчеты проводились по методике ЛЭКАК [13], [14] на квадратной эйлеровой сетке с шагом $h=0,01$ см в плоской двухмерной постановке. Схемы начальной геометрии в расчетах приведены на рисунке 6. На внешних границах области задавалось граничное условие – свободной поверхности.

Инициирование накладного инициатора осуществлялось в центральной точке (линии), см. рисунок 6, а процесс распространения детонации в нем моделировался как идеальный. Процесс возникновения и распространения детонации в слое гексогена и в исследуемом образце ТАТБ осуществлялся с использованием кинетики МК [15], [16] с параметрами кинетики верифицированными на совокупности экспериментальной информации, полученной ранее.

На рисунке 7 приведено расчетное поле плотности при наличии слоя из гексогена и без него на один из характерных моментов времени. В расчетах привязка по времени проводилась по данным опыта №1. На рисунке 8 и 9 проведено сравнение расчета и эксперимента. Видно, что в расчете без слоя гексогена наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными. При наличии слоя гексогена на поверхности заряда ТАТБ расчетное положение фронта хуже согласуется с опытом. Варьированием параметров кинетики для гексогена за счет увеличения его ударно-волновой чувствительности (расчет 2) удалось добиться удовлетворительного согласия. При этом параметры кинетики для ТАТБ оставались неизменными.



а) со слоем, б) без слоя
Рисунок 6. Начальная геометрия расчетов



а) со слоем, б) без слоя
Рисунок 7. Расчетное поле плотности

Пока с помощью численного моделирования не удалось описать структуру течения вещества за фронтом ДВ. В эксперименте зафиксировано (см. рисунок 3, 4), что непосредственно под слоем гексогена детонация в ТАТБ не возникает, в заряде ТАТБ существует область ударно сжатого непрореагировавшего ТАТБ. В продуктах взрыва при детонации слоя гексогена виден фронт отраженной УВ. В расчете этих особенностей получено не было. Трудности численного моделирования опытов со слоем гексогена связаны со сложным характером начальной стадии инициирования детонации – детонационной волне необходимо в ограниченной зоне совершить поворот на $\approx 90^\circ$, сменив радиальное направление распространения на тангенциальное. При этом происходит задержка в инициировании нормальной детонации и остается зона невыгоревшего гексогена. Величина задержки и размер зоны неизвестны, поскольку начальный этап распространения детонации не был зафиксирован на рентгенографических снимках. Это вносит дополнительную погрешность к временной привязке результатов расчетов к экспериментальным данным. Кроме этого, набор констант для кинетики МК не откалиброван для конкретного состава на основе гексогена, использовавшегося в описываемых опытах

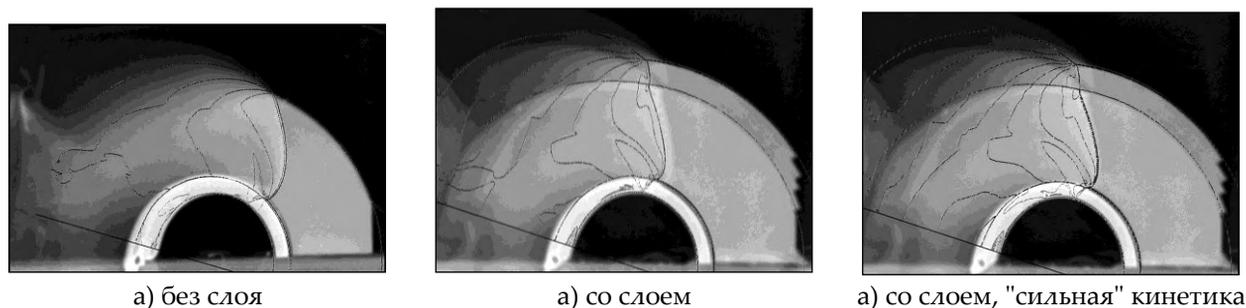


Рисунок 7. Сравнение расчета и эксперимента

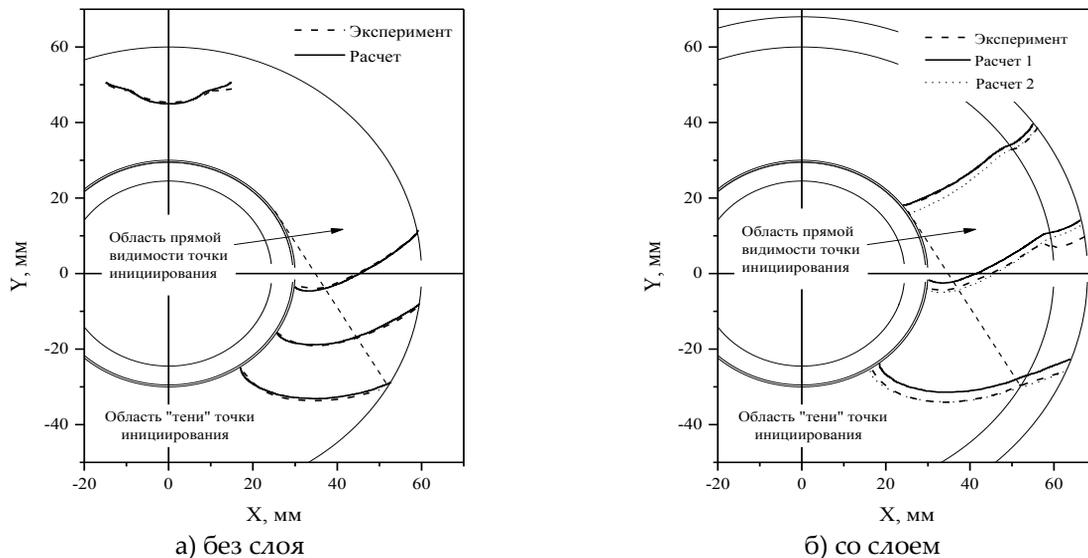


Рисунок 8. Сравнение расчетных и экспериментальных данных

Заключение

Проведены экспериментальные исследования по определению формы фронта ДВ рентгенографическим методом в процессе распространения детонации в полуцилиндрическом заряде из пластифицированного ТАТБ $\varnothing 120 \times \varnothing 60$ мм со стальной оболочкой толщиной 5 мм при инициировании нормальной детонации по линии на поверхности.

В опытах зафиксировано влияние слоя из ПВВ на основе гексогена, расположенного на поверхности заряда ТАТБ, на процесс распространения детонации.

Экспериментальное положение и форма фронта ДВ в заряде из ТАТБ цилиндрической формы не описываются законами геометрической оптики (принцип Гюйгенса) из-за особенностей инициирования детонации на начальном участке и при взаимодействии со стальной оболочкой.

Показано, что при взаимодействии фронта ДВ со стальной оболочкой в зоне прямой видимости точки инициирования происходит увеличение скорости детонации из-за пересжатого режима. При обтекании детонацией стальной оболочки в области "тени" точки инициирования происходит уменьшение скорости фронта.

Проведено численное моделирование экспериментов по программе ЛЭГАК с использованием кинетики детонации МК. Получена схожая с экспериментом картина инициирования и распространения детонации в заряде ТАТБ. В расчете без слоя гексогена наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными. При наличии слоя гексогена на поверхности заряда ТАТБ удалось добиться удовлетворительного согласия в расчете при варьировании параметров кинетики детонации гексогена. Это ставит вопрос о проведении дополнительных экспериментов по исследованию особенностей развития детонации в гексогене, что, возможно, позволит описать особенности течения вещества за фронтом ДВ на границе заряда ТАТБ и слоя гексогена.

Список литературы

1. Власов Ю.А., Косолапов В.Б., Фомичева Л.В., Хабаров И.П. Влияние температуры, плотности и технологических факторов на ударно-волновую чувствительность пластифицированного ТАТБ // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, №4. С.110-112.
2. Комрачков В.А., Ковтун А.Д., Макаров Ю.М. Применение импульсной рентгенографии для исследования ударно-волнового инициирования ТАТБ // Физика горения и взрыва. 1999. Т.35, №2. С. 96-101.
3. В.Г. Морозов, И.И. Карпенко, Ковтун А.Д., В.А. Комрачков и др. Расчетное моделирование с опорой на эксперименты инициирования и развития детонации ВВ на основе ТАТБ с учетом десенсибилизации при взаимодействии ударной и детонационной волн. Препринт. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 1995. С. 37-95.
4. С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.С. Соловьев Инициирование ВВ при ступенчатом нагружении // Физика горения и взрыва. Т.12, №1. 1976г.
5. В.А. Комрачков, К.Н. Панов, И.С. Целиков Изменение ударно-волновой чувствительности пластифицированных ТАТБ и октогена при разгрузке в зазор// Труды международной конференции VII Харитоновские тематические научные чтения. Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. С 179-187.
6. И.Е. Плаксин, В.М. Герасимов, В.И. Шутов и др. Переходные процессы взрывчатого превращения в ВВ на основе ТАТБ: развитие и затухание взрыва при воздействии сталкивающимися волнами и ударными волнами плоской геометрии – однократными и двукратными с промежуточной разгрузкой // Симпозиум по Энергетическим Материалам. США. Ливермор. 1994г.
7. Tonghu, Z., Qingzhong, L., Feng, Zh., Lishi, H., Zhi, H., Wen, G., An Experimental Study of Detonation Propagation in the Arc Insensitive High Explosive Initiated on the Basal Plane, Eleventh International Detonation Symposium, Snowmass, Colorado, USA, 1998, pp. 1023-1028.
8. Bdzil, J. B., Fickett, W. and Stewart, D. S. Detonation shock dynamics: A new approach to modeling multidimensional detonation waves, Ninth International Detonation Symposium, Portland, USA, 1989, pp. 730-42.
9. Christophe Matignon, Rémy Sorin and Olivier Bozier Detonation Propagation of Converging Front in IHE: Comparison of Direct Numerical Simulation and Detonation Shock Dynamics against Experimental Data. Fourteenth International Detonation Symposium, USA, 2010, pp. 1182-1190.
10. S.N. Lubyatinsky, S.V. Batalov, A.Yu. Garmashev, V.G. Israelyan, O.V. Kostitsyn, B.G. Loboiko, V.A. Pashentsev, V.A. Sibilev, E.B. Smirnov, V.P. Filin. Detonation propagation in 180° ribs of an insensitive high explosive. Shock Compression of Condensed Matter, Portland, Oregon, July 20-25, 2003.

11. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов / Под ред. Доктора техн. наук А.Л. Михайлова. Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2015.
12. В.А. Аринин, Б.И. Ткаченко Применение проективных преобразований при метрологической обработке изображений. Труды РНТОРЭС имени А.С. Попова. Серия: Цифровая обработка сигналов и ее применение. Выпуск VII-2. 2006. С.464.
13. С.М. Бахрах, В.Ф. Спиридонов, А.А. Шанин Метод расчета течений неоднородной среды в лагранжево-эйлеровых координатах // ДАН СССР. 1984. В.4, С. 829-833.
14. С.М. Бахрах, С.В. Величко, В.Ф. Спиридонов И др. Методика ЛЭГАК-3D расчета трехмерных нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы ее реализации на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 2004. Вып. 4. С.41-50.
15. В.Г. Морозов, И.И. Карпенко, С.Е. Куратов, С.С. Соколов, Б.Н. Шамраев, Л.В. Дмитриева, "Теоретическое обоснование феноменологической модели ударноволновой чувствительности ВВ на основе ТАТБ". "Химическая физика", том 14, N 2-3, 1995.
16. С.М. Бахрах, Н.А. Володина, М.О. Зайцева, И.И. Карпенко, А.Д. Ковтун, В.А. Комрачков, Ю.М. Макаров, В.Г. Морозов, Л.А. Рябчун Экспериментальное и численное исследование развития процесса детонации ВВ типа ТАТБ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2005. Вып. 1, С. 41-56.

МЕТОД КАЛОРИМЕТРИИ ДЕТОНАЦИОННЫХ НАНОАЛМАЗОВ

А.Л. Верещагин, Н.В. Бычин, Е.А. Петров

Бийский технологический институт (филиал) Алтайского государственного
технического университета им. И.И. Ползунова, Бийск, Россия

Для изучения возможности определения энергосодержания детонационных наноалмазов (ДНА) предлагается использовать метод реакционной калориметрии с использованием метода самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС).

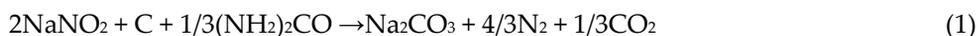
Реакции СВС протекают при температурах не менее чем при 1500 – 1700 °С, что ограничивает возможности применения стандартных инструментальных методов для изучения механизма и термодинамики этих процессов. В связи с этим для изучения классических высокотемпературных безгазовых процессов СВС был разработан специальный метод электротеплового взрыва [1]. Для изучения механизма низкотемпературных реакций применялись стандартные методы термического анализа. Так, исследование тепловыделения реакции титана с органическими веществами проводилось методом калориметрии [2]. Однако, проведение реакции при атмосферном давлении не обеспечило полноту протекания реакции, что показало ограниченность этого метода. Изучение механизма азотирования ферросилиция в режиме горения изучали в условиях динамического нагрева до температуры 1100 °С на ДТА/ТГ анализаторе [3]. Для исследования СВС процессов с участием водорода, протекающих при температуре 600 °С, применялись методы ДСК [4] и ТГА [5]. Для изучения горения смесей нитратов и нитритов щелочных и щелочноземельных металлов с углем использовали дериватограф МОМ при нагревании образцов до 900 °С [6]

Объект исследования и методика эксперимента

Детонационные наноалмазы реакционноспособны – вступают в реакции окисления, замещения, присоединения, карбидообразования [7]. Однако, на настоящее время не описаны

реакции с ДНА в самораспространяющемся режиме. Целью настоящей работы является изучение возможности исследования реакции СВС с участием ДНА.

Экспериментальная часть. В качестве модельной реакции была выбрана СВС реакция образования карбоната натрия [8]. Выбор был обоснован тем, что карбонат натрия плавится без разложения при 851 °С [9], а смесь состава



с нулевым кислородным балансом устойчиво горит при атмосферном давлении с количественным выходом карбоната. Расчетная температура горения этой смеси составляет 1840 °С, а расчетное удельное тепловыделение – 3,28 кДж/г [8], причем температура кипения карбоната натрия оценивается 2200 °С. Это, вместе взятое, позволяет рассчитывать на использование данной реакции в аналитических целях, сопоставляя процесс с ДНА и углеродом.

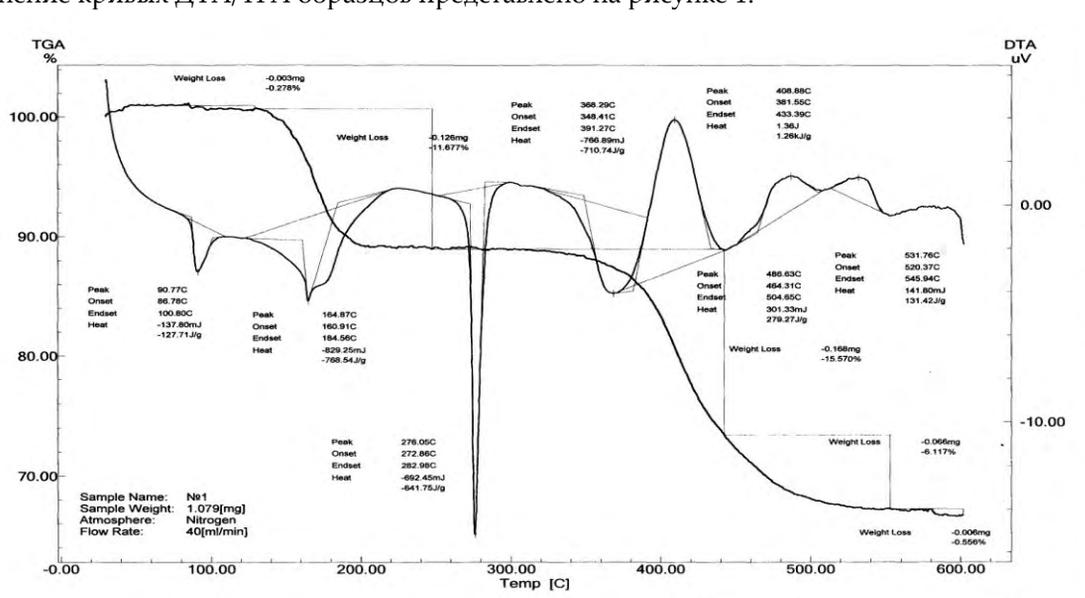
Для приготовления смесей использовали NaNO_2 «хч» ГОСТ 4197-74 (содержание основного вещества не менее 99%), уголь активированный марки БАУ-2 ГОСТ 6217-74 (АУ), мочевины ГОСТ 2081-2010 марка Б (содержание основного вещества 99,7%), детонационный наноалмаз – продукт марки УДА Г-ВО (ТУ 84-1124-87), высушенный до постоянной массы при температуре 110 °С (содержание алмазной фазы – не менее 99%).

Перед сжиганием исходные компоненты измельчались до дисперсности менее 50 мкм и перемешивались в заданном массовом соотношении. Порошкообразная смесь массой около 1 мг помещалась в алюминиевую чашечку и в открытом виде помещалась в ячейку прибора.

Взаимодействие компонентов между собой изучали в условиях динамического нагревания со скоростью 10 °С/мин до температуры 600 °С на ДТА-ТГА-анализаторе «Shimadzu-60» в атмосфере азота при атмосферном давлении. Использовался азот 99,9% степени чистоты и пропускался со скоростью ~40 см³/мин. Прибор был прокальброван по индию (температура плавления 156,6°С, теплота плавления 28,45 Дж/г). Для обработки получаемых данных использовалось стандартное программное обеспечение прибора.

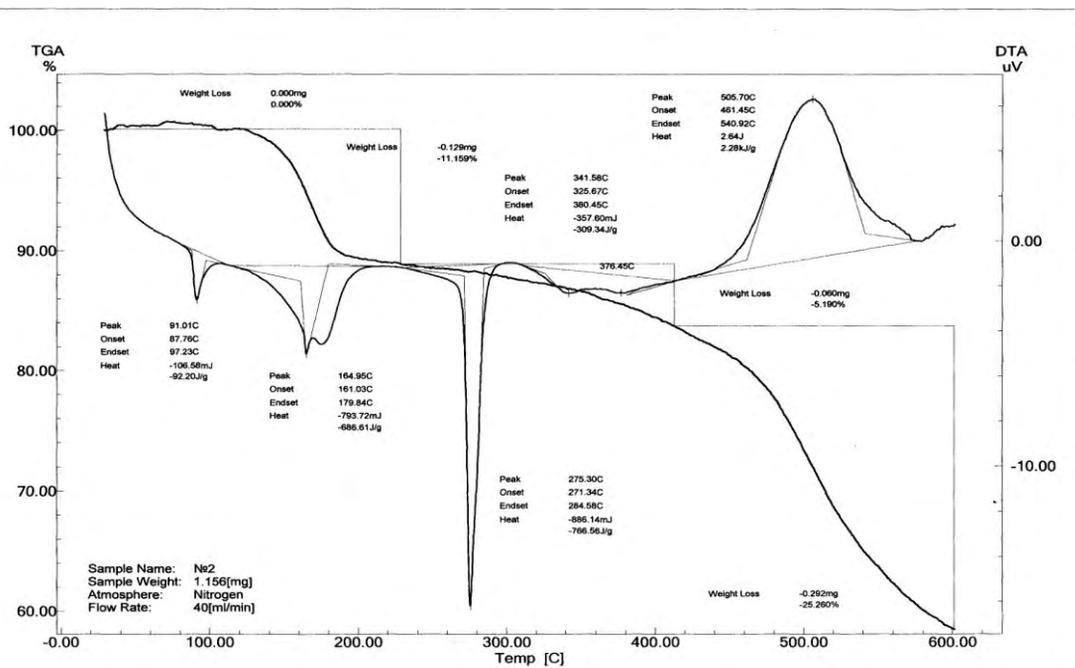
Закономерности реакции

Сравнение кривых ДТА/ТГА образцов представлено на рисунке 1.



а) кривые ДТА/ТГА смеси нитрита натрия, АУ и мочевины

Рисунок 1а. Кривые ДТА/ТГА нагревания смесей синтеза карбоната натрия



б) кривые ДТА/ТГА смеси нитрита натрия, ДНА и мочевины

Рисунок 1б. Кривые ДТА/ТГА нагревания смесей синтеза карбоната натрия

При проведении этих опытов предполагалось протекание реакции по уравнению (1), расчетная потеря массы при 100%-ном выходе карбоната натрия составляет 41,1 %. В случае смеси с АУ потеря массы составила 33,4%, а в случае с ДНА – 41,6%. На основании этих данных можно предположить, что по формальному признаку реакция в случае смеси с ДНА прошла количественно, а в случае АУ – на 80%. Следует отметить, что условия сжигания (атмосферное давление) и масса смеси 1 мг *a priori* не предполагает 100% выхода вследствие тепловых потерь. При осмотре алюминиевых тиглей, где протекала реакция горения, было обнаружено – рисунок 2 – отличия в их цвете и характере протекания процесса.



Рисунок 2. Внешний вид алюминиевых тиглей после опыта: слева – опыт с АУ; справа – с ДНА

Из сравнения изображений следует, что реакция в случае ДНА прошла в большей степени (продукты белого цвета) и с диспергированием жидких продуктов сгорания. Такой характер горения можно объяснить и выделением дополнительного количества газов, находящихся внутри ДНА при повышенном давлении [7]. В процессе окисления ДНА толщина их сжимающей внешней

кристаллической оболочки уменьшается, достигая критической величины, и в результате чего происходит нанофизический взрыв ДНА, приводящий к диспергированию реакционной массы, что иллюстрирует рисунок 2. О возможности протекания такого процесса сообщалось в предыдущей работе [10].

Как следует из представленных выше данных, поведение образцов отличается при температурах свыше 300 °С. Для идентификации происхождения наблюдавшихся тепловых эффектов реакционной смеси был проведен термический анализ ДТА/ТГА индивидуальных компонентов и бинарных смесей окислителя нитрита натрия с горючими компонентами – мочевиной и углем, взятых в тех же соотношениях как в исходной смеси. Анализируя полученные данные можно прийти к следующим выводам.

Нитрит натрия характеризуется эндоэффектом без потери массы при температуре 165 °С и значением 118 Дж/г (фазовый переход). При температуре 283,5 °С нитрит натрия плавится (теплота плавления 775 Дж/г), а при температуре свыше 320 °С начинает разлагаться.

Процесс нагревания мочевины характеризуется эндоэффектами в области 20 – 200 °С, что связано с плавлением и последующим термолизом [11] с образованием биурета и последующей цепочки превращений.

Поведение смеси мочевины и нитрита натрия при нагревании указывает на стабилизирующее взаимодействие нитрита натрия после фазового перехода с мочевиной до температуры 417 °С, причем интенсивное разложение смеси происходит при 508 °С. Возможный механизм стабилизации мочевино-нитритной смеси связан с общеизвестным применением производных мочевины для стабилизации порохов, например [12].

Нитрит натрия и АУ начинают взаимодействовать после окончания плавления нитрита натрия с продуктами его разложения, начиная с температуры 410 °С. Причем разложение протекает в две стадии. Возможно, это связано с тем, что гидрофобная поверхность угля препятствует гомогенизации компонентов смеси в расплаве, и последующее окисление происходит после повышения активности щелочной среды расплава.

Таким образом, из анализа данных, представленных на рисунке 2, следует, что начинающий разлагаться жидкий нитрит натрия вступает в реакцию с АУ – температура начала окисления 348 °С, три стадии) и ДНА – 481 °С, одна стадия). Причем на стадию окисления углерода не накладываются другие процессы, что позволяет использовать ее для аналитических целей. Также расплавленный нитрит натрия не вступает в реакцию с алюминиевым тиглем. Отметим, что температура начала окисления ДНА на воздухе составляет 430 °С [7]. Различие в характере окисления, возможно, связана с тем, что поверхность АУ гидрофобна, а плотность ДНА (3,1 г/см³) выше плотности нитрита натрия (2,1 г/см³), а его плотность выше плотности АУ (0,4-1,0 г/см³) [13]. Вследствие этого реакция ДНА с окислителем должна протекать в конденсированной фазе, а АУ – на границе жидкой и газовой фаз.

Тепловые эффекты окисления ДНА и АУ продуктами разложения нитрита из данных кривых Рис. 1,а (три стадии) и ДНА (одна стадия) составляют соответственно 1,67 и 2,28 кДж/г смеси (расчетное тепловыделение – 3,28 кДж/г для реакции с углеродом), что можно связать с неравновесным характером протекания процесса. Увеличение массы образца для снижения теплотерь при проведении опыта на данном оборудовании нецелесообразно из-за диспергирования продуктов реакции. Разницу в теплоте окисления можно было бы отнести (*ceteris paribus*) к разнице в энтальпиях образования изучавшихся аллотропных модификаций углерода. Однако, условия проведения опыта не обеспечивают полноту протекания реакции и проводить оценку энтальпии образования ДНА по разнице в теплоте реакции с расплавленным нитритом натрия пока не представляется возможным. Для этого представляется целесообразным исследование процесса при повышенном давлении и с прибором, функционирующим в диапазоне температур до 1100 °С. Тем не менее, полученные данные достоверно свидетельствуют о более высоком значении стандартной энтальпии образования ДНА по сравнению с АУ. На основании

этих данных можно полагать, что для аналитических целей может использоваться следующая реакция



между расплавленным нитритом натрия и фазой углерода. Установлена стадийность процесса окисления, что можно также использовать в аналитических целях для описания реакционной способности углеродных фаз.

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что при горении состава с ДНА в реакции СВС образования карбоната натрия, ДНА окисляются с диспергированием реакционной массы, что может быть объяснено их физическим взрывом при уменьшении толщины сжимающей кристаллической фазы за счет ее окисления и догоранием в газовой фазе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-29-19070 мк.

Список литературы

1. К.В. Попов, В.А. Князик, А.С. Штейнберг Исследование высокотемпературного взаимодействия Ti с В методом электротеплового взрыва // Физика горения и взрыва, 1993, Т.29, № 1, с. 82-87.
2. Э.И. Перов, В.А. Новоженев Калориметрическое исследование взаимодействия титана с органическими веществами // Химия растительного сырья, 1997, № 1, с. 29-33.
3. Л.Н. Чухломина, Ю.М. Максимов, В.Д. Китлер, О.Г. Витушкина О механизме и закономерностях азотирования ферросилиция в режиме горения // Физика горения и взрыва, 2006, Т.42, №3, с.71-78.
4. Liquan Li, Tomohiro Akiyama, Jun-ichiro Yagi Reaction mechanism of hydriding combustion synthesis of Mg_2NiH_4 // Intermetallics, 1999, 7, p.671-677.
5. Liquan Li, Tomohiro Akiyama, Toshiaki Kabutomori, Jun-ichiro Yagi Effects of Hydrogen Pressure and Cooling Rate on the Hydriding Combustion Synthesis of Mg_2NiH_4 Studied by Thermogravimetry and X-ray Diffraction // Materials Transactions, JIM. 1999, V.40, №10, p. 1079-1083.
6. А.П. Глазкова А.П., Ю.А. Казарова, А.В. Савельев Об окислении угля нитритами и нитратами // Физика горения и взрыва, 1983, Т.19, №3, с.65-73.
7. А.Л. Верещагин Свойства детонационных наноалмазов. – Барнаул, изд-во АлтГТУ, 2005, 133с.
8. А.Л. Верещагин Препаративный самораспространяющийся синтез оксидов. – Бийск. – изд-во АлтГТУ, 2013, 147с.
9. Lide, David R., ed. CRC Handbook of Chemistry and Physics (90th ed.). Boca Raton, Florida: CRC Press., 2009, 2760 p.
10. А.Л. Верещагин Условия механического разрушения детонационных наноалмазов при их выделении и переработке //Ползуновский вестник, 2017, № 1, с. 73-77.
11. Е.В. Агафонова, Ю.В. Мощенский, М.Л. Ткаченко Определение термодинамических параметров плавления сульфаметоксазола, триметопропила, карбамида, никодина и их двойных эвтектик методом дифференциальной сканирующей калориметрии // Журнал физической химии.– 2013, Т.87, №8, с.1291-1294.
12. Matteo Gallidabino, Francesco S. Romolo, Celine Weyermann Characterization of volatile organic gunshot residues in fired handgun cartridges by headspace sorptive extraction // Anal. Bioanal. Chem., 2015, v.407, №23, p.7123–7134.
13. Т.М. Бекиров Первичная переработка природных газов. М.; Химия, 1987, 256с.

METHOD OF DETONATION NANODIAMONDS CALORIMETRY

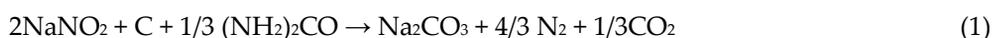
*A.L. Vereshchagin, N.V. Bychin, E.A. Petrov*Biysk Technological Institute (branch) of the Altai State
Technical University. I.I. Polzunova, Biysk, Russia

To study the possibility of determining the energy content of detonation nanodiamonds (DND), it is proposed to use the method of reaction calorimetry using the method of self-propagating high-temperature synthesis (SHS). The SHS reactions occur at temperatures no less than at 1500 - 1700 °C, which limits the possibilities of using standard instrumental methods to study the mechanism and thermodynamics of these processes. In this regard, to study the classical high-temperature gas-free processes of SHS, a special method of electrothermal explosion was developed [1]. To study the mechanism of low-temperature reactions, standard methods of thermal analysis were used. Thus, the study of the heat release of the reaction of titanium with organic substances was carried out by the calorimetry method [2]. However, carrying out the reaction at atmospheric pressure did not ensure the completeness of the reaction, which showed the limitations of this method. The study of the nitriding mechanism of ferrosilicon in the combustion mode was studied under conditions of dynamic heating to a temperature of 1100 °C on a DTA / TG analyzer [3]. DSC [4] and TGA [5] methods were used to study SHS processes involving hydrogen occurring at a temperature of 600 °C. To study the combustion of mixtures of nitrates and nitrites of alkali and alkaline earth metals with coal, an MOM derivatograph was used when heating the samples to 900 °C [6].

Object of research and experimental technique

Detonation nanodiamonds are reactive — they enter into oxidation, substitution, addition, and carbidation reactions [7]. However, at present, reactions with DNA in the self-propagating mode are not described. The purpose of this work is to study the possibility of studying the SHS reaction with the participation of DND.

Experimental part. The SHS reaction for the formation of sodium carbonate was chosen as a model reaction [8]. The choice was justified by the fact that sodium carbonate melts without decomposition at 851 °C [9], and the mixture of

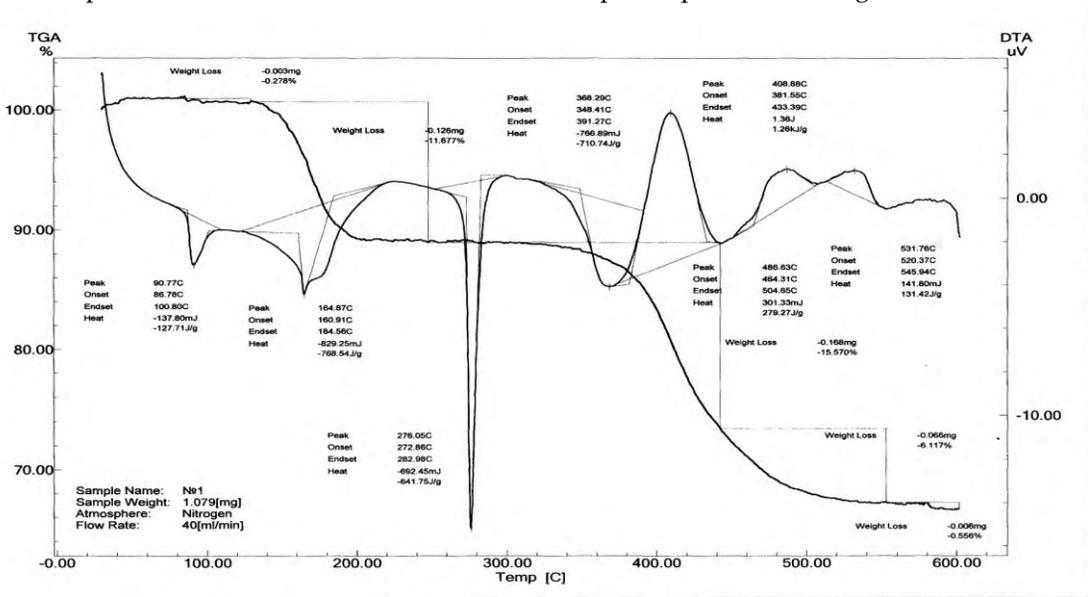


with a zero oxygen balance, it burns steadily at atmospheric pressure with a quantitative yield of sodium carbonate. The calculated combustion temperature of this mixture is 1840 °C, and the calculated specific heat release is 3.28 kJ / g [8], and the boiling point of sodium carbonate is estimated at 2200 °C. This, taken together, makes it possible to rely on the use of this reaction for analytical purposes, comparing the process with DND and carbon. For the preparation of mixtures used NaNO₂ "hch" GOST 4197-74 (basic substance content not less than 99%), activated carbon brand BAU-2 GOST 6217-74 (AU), urea GOST 2081-2010 grade B (basic substance content 99.7 %), detonation nano-diamond is a product of the brand UDA GO (TU 84-1124-87), dried to constant weight at a temperature of 110 °C (the content of the diamond phase is not less than 99%).

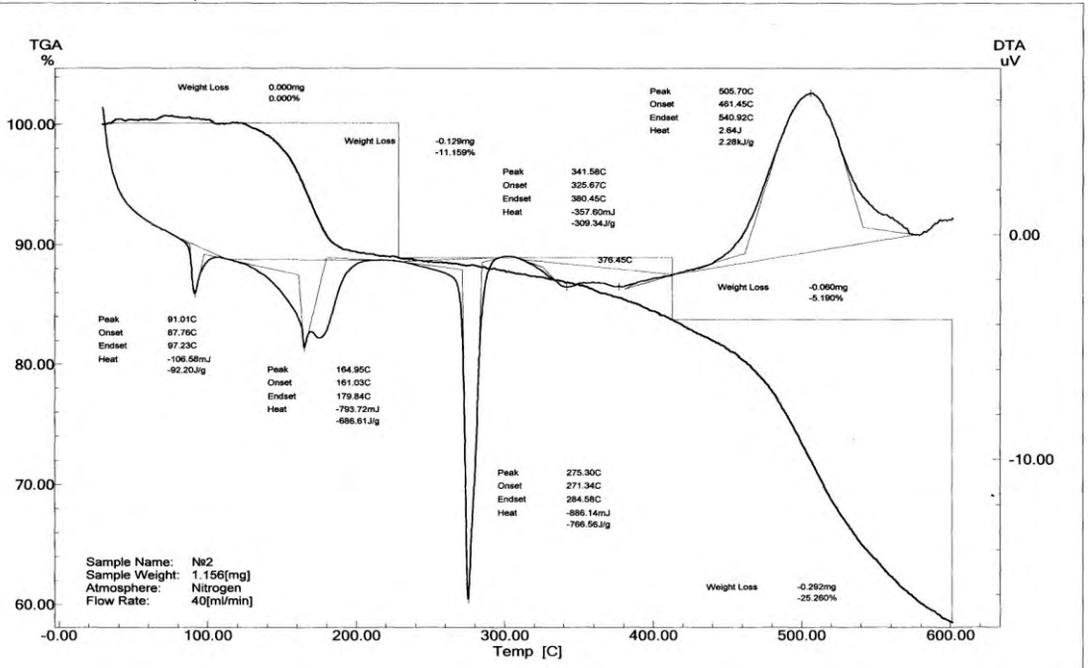
Before burning, the initial components were ground to a dispersion of less than 50 microns and mixed in a given mass ratio. A powder mixture weighing about 1 mg was placed in an aluminum cup and, in open form, placed in a cell of the device. The interaction of the components with each other was studied under conditions of dynamic heating at a rate of 10 °C / min to a temperature of 600 °C on a Shimadzu-60 DTA-TGA analyzer in a nitrogen atmosphere at atmospheric pressure. Nitrogen of 99.9% purity was used and passed at a rate of ~ 40 cm³ / min. The instrument was calibrated in India (melting point 156.6 °C, heat of fusion 28.45 J / g). To process the received data, standard instrument software was used.

Results

A comparison of the DTA / TGA curves of the samples is presented in Figure 1.



a) DTA / TGA curves of a mixture of sodium nitrite, AC and urea



b) DTA / TGA curves of a mixture of sodium nitrite, DND and urea

Figure 1. DTA / TGA curves for heating mixtures of sodium carbonate synthesis

When carrying out these experiments, the reaction was assumed to be based on equation (1), the calculated mass loss at 100% yield of sodium carbonate is 41.1%. In the case of a mixture with AU, the mass loss was 33.4%, and in the case of DND it was 41.6%. On the basis of these data, it can be assumed that according to a formal characteristic, the reaction in the case of a mixture with DND was quantitative, and in the case of AU - by 80%. It should be noted that the combustion conditions (atmospheric pressure) and the mass of the mixture of 1 mg a priori does not imply 100% yield due to heat losses.

When inspecting aluminum crucibles, where the combustion reaction proceeded, it was discovered - Figure 2 - differences in their color and the nature of the process.



Figure 2. The appearance of aluminum crucibles after the experience:
left - experience with AU; on the right - with the DNA

From the comparison of images it follows that the reaction in the case of DND was more (white products) and with the dispersion of liquid combustion products. This nature of combustion can be explained by the release of additional amounts of gases inside the DND at elevated pressure [7]. In the process of DND oxidation, the thickness of their compressive outer crystalline shell decreases, reaching a critical value, and as a result, a nanophysical explosion of DND occurs, leading to dispersion of the reaction mass, which is illustrated in Figure 2. The possibility of such a process was reported in a previous work [10].

As follows from the data presented above, the behavior of the samples differs at temperatures above 300°C . To identify the origin of the observed thermal effects of the reaction mixture, a thermal analysis of the DTA / TGA of individual components and binary mixtures of sodium nitrite oxidant with combustible components, urea and coal, was carried out with the same ratios as in the original mixture. Analyzing the data we can come to the following conclusions. Sodium nitrite is characterized by endo-effect without mass loss at a temperature of 165°C and a value of 118 J/g (phase transition). At a temperature of 283.5°C , sodium nitrite melts (the heat of fusion is 775 J/g), and at a temperature above 320°C it begins to decompose.

The process of urea heating is characterized by endoeffects in the range of $20\text{--}200^{\circ}\text{C}$, which is associated with melting and subsequent thermolysis [11] with the formation of biuret and the subsequent chain of transformations.

The behavior of a mixture of urea and sodium nitrite when heated indicates a stabilizing interaction of sodium nitrite after a phase transition with urea to a temperature of 417°C , with the intensive decomposition of the mixture at 508°C . A possible mechanism of stabilization of the urea-nitrite mixture is associated with the well-known use of urea derivatives to stabilize the powders, for example [12].

Sodium nitrite and AC begin to interact after the melting of sodium nitrite with the products of its decomposition, starting with a temperature of 410°C . Moreover, the decomposition proceeds in two stages. Perhaps this is due to the fact that the hydrophobic surface of the coal prevents the homogenization of the mixture components in the melt, and the subsequent oxidation occurs after an increase in the activity of the alkaline medium of the melt.

Thus, from the analysis of the data presented in Figure 2, it follows that liquid sodium nitrite begins to decompose reacts with AC — the onset temperature of oxidation is 348°C , three stages) and the DND is 481°C , one stage). Moreover, no other processes are superimposed on the stage of carbon oxidation, which makes it possible to use it for analytical purposes. Also, molten sodium nitrite does not react with an aluminum crucible. Note that the temperature of the onset of the oxidation of DND in air is 430°C [7]. The difference in the nature of the oxidation is probably due to the fact that the surface of the AC is

hydrophobic, and the density of the DND (3.1 g / cm^3) is higher than the density of sodium nitrite (2.1 g / cm^3), and its density is higher than the density of AC ($0.4 - 1.0 \text{ g / cm}^3$) [13]. As a result, the DND reaction with the oxidizing agent should proceed in the condensed phase, and the AC should occur at the boundary of the liquid and gas phases.

Thermal effects of the oxidation of DND and AU by the decomposition products of nitrite from these curves Fig. 1, a (three stages) and DND (one stage) are respectively 1.67 and 2.28 kJ / g of the mixture (the calculated heat release is 3.28 kJ / g for the reaction with carbon), which can be attributed to the non-equilibrium nature of the process. The increase in the mass of the sample to reduce heat loss when conducting experience on this equipment is impractical because of the dispersion of the reaction products. The difference in the heat of oxidation could be attributed (*ceteris paribus*) to the difference in the enthalpies of formation of the allotropic modifications of carbon studied. However, the conditions of the experiment do not ensure the completeness of the reaction and it is not yet possible to evaluate the enthalpy of formation of DND from the difference in the heat of reaction with molten sodium nitrite. For this purpose, it seems appropriate to study the process at elevated pressure and with a device operating in the temperature range up to 1100 °C. Nevertheless, the obtained data reliably indicate a higher value of the standard enthalpy of formation of DND compared with AU. Based on these data, it can be assumed that the following reaction can be used for analytical purposes



between molten sodium nitrite and the carbon phase. The staging of the oxidation process has been established, which can also be used for analytical purposes to describe the reactivity of carbon phases.

Thus, as a result of the study, it was established that during combustion of a composition with DND in the SHS formation of sodium carbonate, DND is oxidized with dispersion of the reaction mass, which can be explained by their physical explosion with decreasing thickness of the compressive crystalline phase due to its oxidation and burning in the gas phase.

The study was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research in the framework of the research project No. 18-29-19070 mk.

References

1. K.V. Popov, V.A. Knyazik, A.S. Steinberg Investigation of high-temperature interaction of Ti with B by the method of electrothermal explosion // *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1993, T.29, No. 1, p.82-87.
2. E.I. Perov, V.A. Novozhenov Calorimetric study of the interaction of titanium with organic substances // *Chemistry of vegetable raw materials*, 1997, № 1, p.29-33.
3. L.N. Chukhlomina, Yu.M. Maksimov, V.D. Kitler, O.G. Vitushkina On the mechanism and laws of nitriding of ferrosilicon in the mode of combustion // *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2006, V.42, №3, p.71-78.
4. Liqun Li, Transformation of Mg_2NiH_4 // *Intermediateallics*, 1999, 7, p.671-677.
5. Tomohiro Akiyama, Jun-ichiro Yagi Liqun Li, Tomohiro Akiyama, Toshiki Kabutomori, Jun-ichiro Yagi Effects of Mg_2NiH_4 Studied by Thermogravimetry and X-ray Diffraction // *Materials Transactions, JIM*. 1999, V.40, No. 10, p. 1079-1083.
6. A.P. Glazkova, Yu.A. Kazarova, A.V. Saveliev On the oxidation of coal with nitrites and nitrates // *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1983, v. 19, # 3, pp.65-73.
7. A.L. Vereshchagin Properties of detonation nanodiamonds. - Barnaul, publishing house of Altai State Technical University, 2005, 133 p.
8. A.L. Vereshchagin Preparative self-propagating synthesis of oxides. - Biysk. - Publishing house AltGTU, 2013, 147p.
9. Lide, David R., ed. *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (90th ed.). Boca Raton, Florida: CRC Press., 2009, 2760 p.

10. A.L. Vereshchagin Conditions for mechanical destruction of detonation nanodiamonds during their isolation and processing // Polzunovsky Vestnik, 2017, No. 1, p. 73-77.
11. E.V. Agafonova, Yu.V. Moshchensky, M.L. Tkachenko Determination of the thermodynamic melting parameters of sulfamethoxazole, trimethopropyme, carbamide, nicodine and their double eutectics by the method of differential scanning calorimetry // Russian Journal of Physical Chemistry. – 2013, V.87, No. 8, p.1291-1294.
12. Matteo Gallidabino, Francesco S. Romolo, Celine Weyermann Characterization of the volatile organic gunshot by the headspace sorptive extraction // Anal. Bioanal. Chem., 2015, v.407, No. 23, p.7123–7134.
13. Bekirov T.M. Primary processing of natural gases. М. ; Chemistry, 1987, 256р.

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ ПРЕДЕТОНАЦИОННОГО УЧАСТКА В ОБРАЗЦАХ ИЗ ФЛЕГМАТИЗИРОВАННОГО ОКТОГЕНА ОТ СКОРОСТИ И РАЗМЕРА СФЕРИЧЕСКОГО УДАРНИКА

*Г.В. Белов, А.А. Седов, И.В. Олейников, Н.И. Шустова, А.В. Кудашов, А.В. Шишканов,
Е.С. Митин, Г.А. Козлов, И.Н. Порошин, М.А. Тяпин, А.Н. Тюрин, А.М. Груздев*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Для прогнозирования параметров взрыва деталей из ВВ в условиях ударного воздействия важно иметь информацию о динамике развития взрывчатого превращения, которая характеризуется, в первую очередь, возможностью возбуждения детонационного режима взрыва и размером участка ВВ на котором этот режим устанавливается (преддетонационный участок). Такая информация может быть получена путем численного моделирования условий конкретной задачи с использованием адекватной модели инициирования. Для создания и верификации модели инициирования необходим набор экспериментальных данных для представительного диапазона начальных и граничных условий. Большинство таких данных, например [1], [2], получены в условиях плоского ударноволнового нагружения образцов ВВ. В то же время, согласно [3], на динамику развития взрывчатого превращения влияние оказывает и геометрия фронта входящей в образец ударной волны (УВ). Масштаб этого влияния выявлен недостаточно. Поэтому целью данной работы являлось получение экспериментальной зависимости длины преддетонационного участка в образцах из флегматизированного октогена от скорости и размера сферического ударника вблизи пороговых условий инициирования детонации.

1 Постановка экспериментов

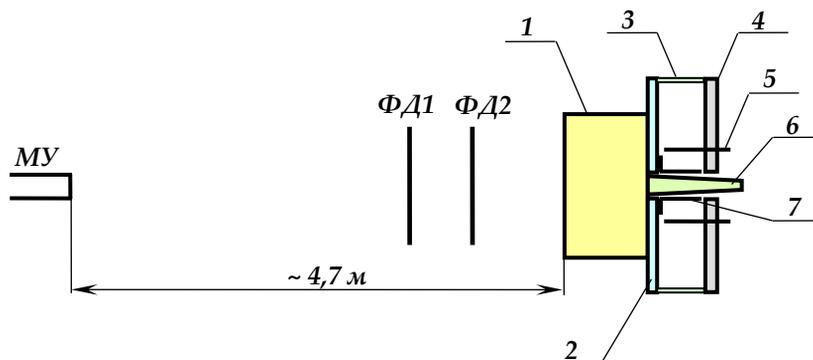
Схема проведения экспериментов представлена на рисунке 1.

Исследуемые образцы из флегматизированного октогена представляли собой цилиндры диаметром 120 мм и высотой 60 мм.

Нагружение образцов ВВ осуществлялось стальными ударниками двух типов:

1) сферической формы (диаметр 14,3 мм);

2) имитатором сферического ударника диаметром 30 мм (рисунок 2).



МУ – метательное устройство; 1 – исследуемый образец ВВ; 2 – стальная пластинка-индикатор ($\varnothing 150$ мм; $h=2$ мм) с отверстием; 3 – шпилька; 4 – кольцо из пенопласта; 5 – контактные датчики (четыре пары); 6 – облучатель (полистирол); 7 – защитный экран; ФД1, ФД2 – датчики регистрации скорости ударника

Рисунок 1. Схема проведения экспериментов

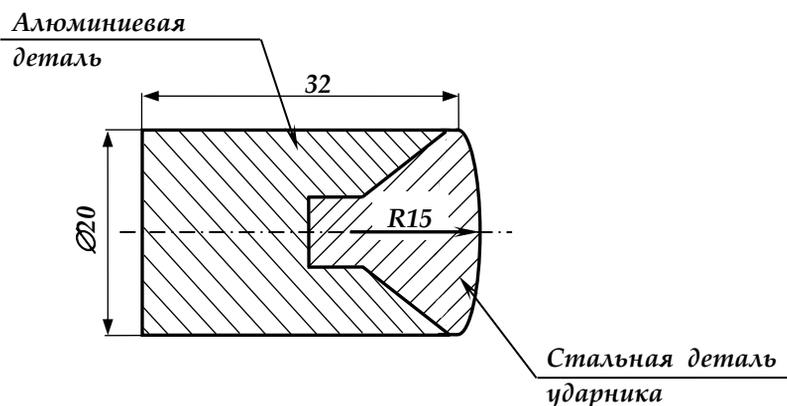


Рисунок 2. Имитатор сферического ударника

Параметры конструкции имитатора стального сферического ударника выбраны таким образом, чтобы при скоростях удара ~ 1000 м/с (ожидаемая пороговая скорость удара) диаметр неразгруженной боковыми волнами разрежения контактной площадки (~ 11 мм) был меньше диаметра сферической части ударника (19 мм) с некоторым «запасом». «Запас» обеспечивал получение корректных результатов при отклонениях оси ударника до ~ 18 градусов.

Ударники разгонялись метательным устройством калибра 20 мм. Скорость удара варьировалась массой навески пластического ВВ и регистрировалась с помощью электроконтактных датчиков и радиointерферометра.

Регистрация параметров взрывного процесса в образце ВВ проводилась двумя методиками: электроконтактной и радиointерферометрической.

С помощью электроконтактной методики регистрировалась скорость ударника и тип взрывного процесса (детонация или низкоскоростной режим взрывчатого превращения (НСР ВП)), выходящего к тыльной поверхности образца. Для этого на тыльной поверхности образца крепилась пластинка-индикатор. Скорость пластинки-индикатора на базе 2 – 8 мм являлась характеристикой взрывного процесса: $\sim 0,5$ км/с – НСР ВП, $\sim 2,5$ км/с – детонация [4]. Погрешность измерения скорости ~ 12 %.

Радиointерферометрическая методика использовалась для регистрации развития взрывного процесса от момента удара до его выхода на тыльную поверхность образца ВВ. Кроме того, она позволяла регистрировать и скорость ударника при подлёте к образцу ВВ. В экспериментах использовался радиointерферометр ПРИ-03 с длиной волны зондирующего излучения 3,2 мм [5].

2 Результаты экспериментов и их анализ

Результаты регистрации процесса взаимодействия ударника с образцом ВВ радиоинтерферометрической методикой на примере опыта с иницированием детонации и двух опытов с иницированием НСР ВП иллюстрируются рисунками 3, 4, 5.

На рисунке 3 приведена исходная интерферограмма опыта с иницированием детонации в образце ВВ при воздействии ударника диаметром 30 мм со скоростью 997 м/с. Низкочастотный колебательный процесс до момента времени ~ 6537 мкс соответствует подлёту ударника к образцу ВВ. На временном участке $\sim 6537 - 6543$ мкс зарегистрирован режим стационарной детонации (высокочастотный процесс) в образце. После ~ 6543 мкс детонация выходит на тыльную поверхность образца.

На рисунке 4 приведена исходная интерферограмма опыта с отказом в иницировании детонации ВВ при воздействии ударника диаметром 30 мм со скоростью 882 м/с. По сравнению со случаем иницирования детонации на временном участке позже момента удара (7353 мкс) интерферограмма имеет достаточно сложный и многочастотный общий вид.

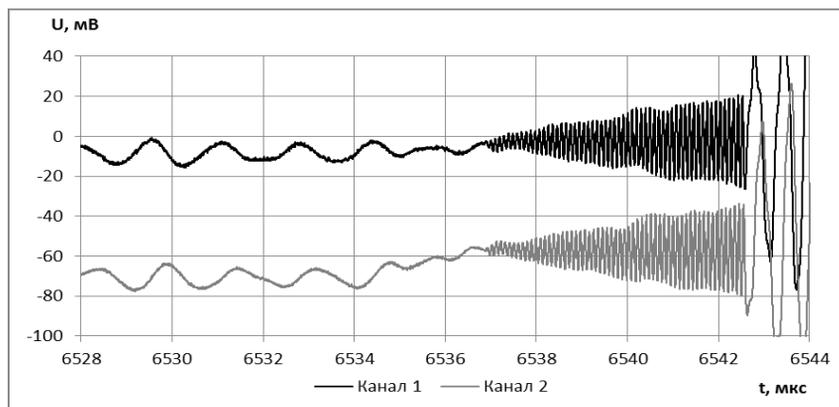


Рисунок 3. Экспериментальная интерферограмма

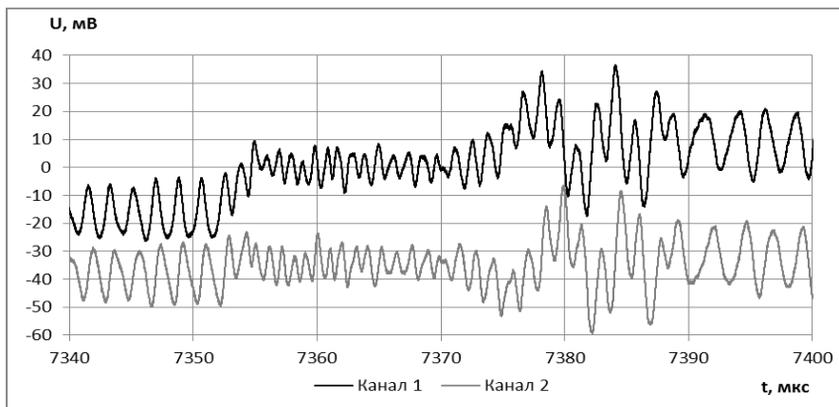


Рисунок 4. Экспериментальная интерферограмма

Для определения скорости ударника строилась X-t диаграмма его полёта. Чтобы минимизировать влияние отклонения траектории ударника относительно оси антенны радиоинтерферометра для аппроксимации использовался максимально удаленный от образца ВВ участок траектории. Коэффициент наклона аппроксимирующей прямой позволил получить оценку скорости ударника. Для определения точного времени касания ударником образца ВВ зависимость, описываемая аппроксимирующей прямой, вычиталась из X-t диаграммы.

На рисунке 5 представлена X-t диаграмма детонационного процесса.

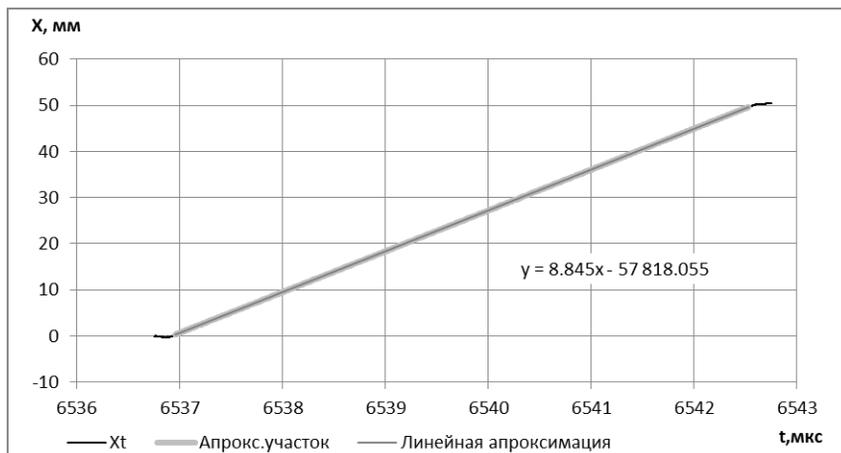


Рисунок 5. X-t диаграмма детонационного процесса (опыт: $d_{уд}=30$ мм, $V=997$ м/с)

Из графика рисунка 5 видно, что средняя скорость детонации составила в опыте 8845 м/с. Времена начала стационарной детонации и её выхода на свободную поверхность образца определялись вычитанием аппроксимирующей прямой из X-t диаграммы детонационного процесса. Глубину возникновения детонации определяли совмещением момента окончания детонации с толщиной образца ВВ.

Результат регистрации скорости взрывчатого превращения в образце ВВ при отсутствии детонации (опыт: $d_{уд}=14,3$ мм, $V=1216$ м/с) показан на рисунке 6. Момент удара и момент смещения пластинки-индикатора на базу 2 мм показаны вертикальными линиями. Как видно, скорость распространения взрывного процесса по мере прохождения по образцу ВВ снижается от ~ 1500 м/с до ~ 600 м/с. Время от момента удара до момента возникновения взрывчатого превращения составило ~ 5 мкс.

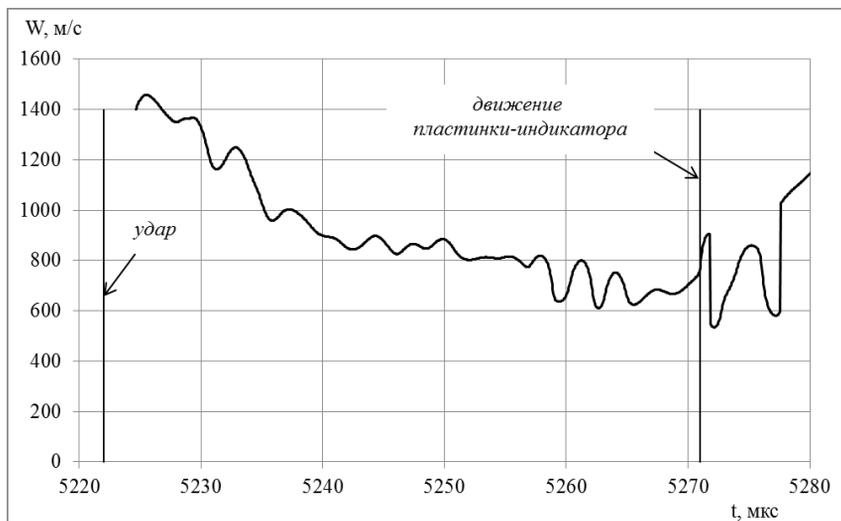


Рисунок 6. W-t диаграмма взрывчатого превращения (опыт: $d_{уд}=14,3$ мм, $V=1216$ м/с)

Результат регистрации скорости взрывчатого превращения в образце ВВ при отсутствии детонации для ударника с $d_{уд}=30$ мм ($V=882$ м/с) показан на рисунке 7.

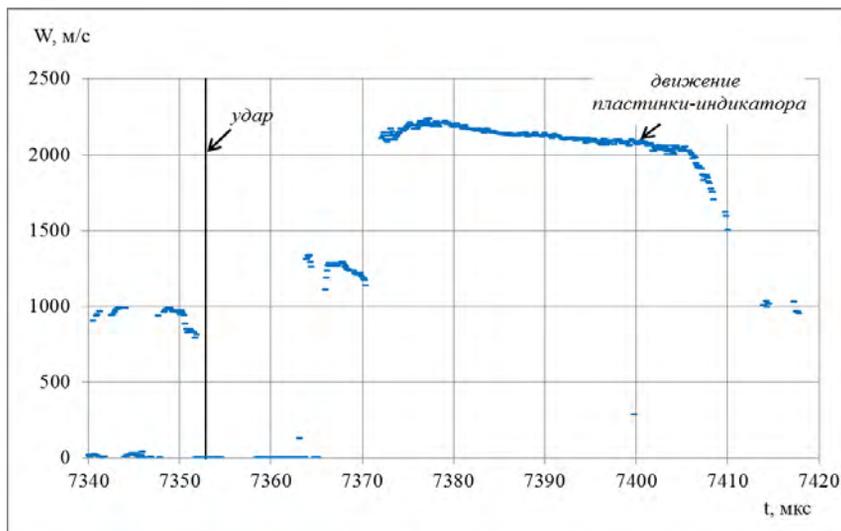


Рисунок 7. W-t диаграмма взрывчатого превращения (опыт: $d_{\text{уд}}=30$ мм, $V=882$ м/с)

Время касания ударником образца ВВ на диаграмме показано вертикальной линией. Стрелкой показан момент смещения пластинки-индикатора на базу 2 мм. Время от момента удара до момента возникновения взрывчатого превращения составило ~ 11 мкс. В момент времени 7364 мкс на интерферограмме проявляется слабовыраженная спектральная компонента, соответствующая скорости около 1300 м/с, которая наблюдается до 7370 мкс со спаданием скорости до 1150 м/с. В районе 7373 мкс начинается отчётливый отклик процесса, идущего со скоростью 2100 - 2200 м/с.

Результаты опытов по скорости ударника, давлению входящей в образец УВ, величине преддетонационного участка, времени задержки инициирования детонации, радиусу кривизны входящей в образец УВ, скорости пластинки-индикатора представлены в таблице.

Таблица 1

№ опыта	Скорость удара, м/с	Давление, ГПа	Длина преддетонационного участка, мм	Задержка инициирования детонации, мкс	Радиус кривизны УВ, мм	Скорость пластинки-индикатора, км/с
Стальной сферический ударник диаметром 14,3 мм						
1	1336	9,626	5,4	0,95	1,99	2,8
2	1333	9,598	5	0,9	1,99	2,4
3	1296	9,258	7,8	1,5	1,95	–
4	1253	8,877	16	2,5	1,90	2,5
5	1232	8,68	20	4,75	1,88	–
6	1216	8,546	> 60	–	1,87	0,53
Имитатор стального шара диаметром 30 мм						
7	1179	8,06	5,7	1,0	3,85	2,6
8	1098	7,20	6,4 – 6,6	1,25	3,76	2,6
9	997	6,36	9,7	2,09	3,53	2,6
10	940	5,86	19,5 – 20,5	4,9	3,39	2,4
11	935	5,86	18,9 – 19,2	4,88	3,38	2,5
12	882	5,44	> 60	–	3,25	0,6

Средние скорости движения пластинки-индикатора на базе 2 – 8 мм при инициировании детонации составили 2,4 – 2,8 км/с, а при инициировании НСР ВП – 0,5 – 0,6 км/с.

Задержка в инициировании детонации определялась временем от момента удара до момента формирования детонационного режима.

Давления рассчитывались по ударным адиабатам для стали и флегматизированного октогена.

Радиус кривизны (r_0), входящей в образец ВВ УВ, оценивался по соотношению:

$$r_0 = R \cdot V / D,$$

где R – радиус ударника; V – скорость ударника; D – скорость УВ в образце ВВ.

Данные таблицы по условиям инициирования детонации в образцах ВВ свидетельствуют о том, что величина пороговой скорости (с учётом погрешности в её измерении ~ 4 м/с) составила:

- 1) (1224 ± 16) м/с для ударника диаметром 14,3 мм;
- 2) (909 ± 31) м/с для ударника диаметром 30 мм.

Для наглядности, данные из таблицы представлены на рисунке 8 в виде графика зависимости длины преддетонационного участка от скорости ударника, а на рисунке 9 – от давления, входящей в образец ударной волны (в логарифмических координатах). Результаты опытов, в которых формирования детонации в пределах толщины образца (60 мм) не зарегистрировано, представлены символами со стрелкой вверх, означающей, что длина преддетонационного участка больше 60 мм. Возможность в данном случае перехода в детонацию будет уже определяться динамикой развития НСР ВП, которая, как известно [3], зависит от размеров образца, наличия и параметров конструктивных ограничений (корпуса и их прочность). Возможность реализации такого перехода в данной работе не рассматривалась.

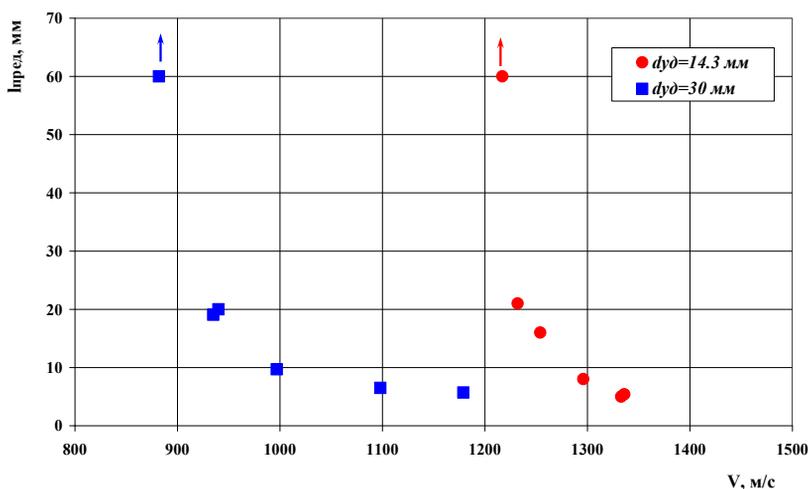


Рисунок 8. Зависимость длины преддетонационного участка от скорости ударника

Как видно из таблицы и рисунков 8 - 9, зависимость длины преддетонационного участка от скорости ударника и давления довольно сильная. При снижении скорости ударника с $d_{уд}=14,3$ мм на ~ 100 м/с (~ 10 %) и ударника с $d_{уд}=30$ мм на ~ 240 м/с (~ 20 %), а давления, соответственно, на 1 ГПа и на $\sim 2,2$ ГПа длина преддетонационного участка увеличивается с 5 мм до 20 мм (для $d_{уд}=14,3$ мм) и с 5,7 мм до 20 мм (для $d_{уд}=30$ мм). При достижении пороговых условий происходит отказ в возбуждении детонации (т.е. увеличение преддетонационного участка более чем на 40 мм) при снижении скорости ударника с $d_{уд}=14,3$ мм всего на ~ 30 м/с (2,5 %) и на ~ 60 м/с (6,6 %) для $d_{уд}=30$ мм.

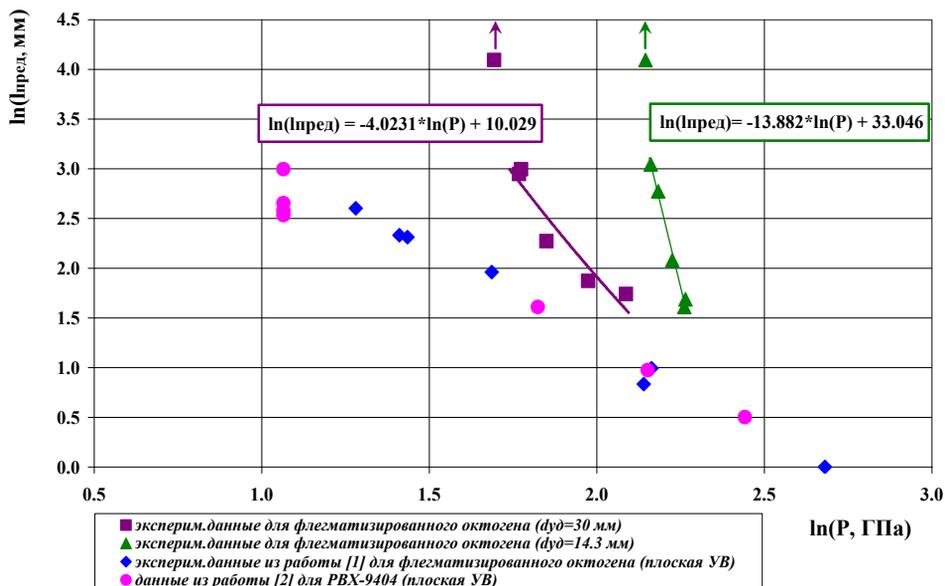


Рисунок 9. График зависимости логарифма длины преддетонационного участка от логарифма давления

На рисунке 9 представлены для сравнения экспериментальные данные для случаев инициирования аналогичного и близкого по составу ВВ плоскими УВ длительностью 0,4 – 5 мкс [1], [2]. В условиях данной работы длительность импульса под точкой удара ~ 1,6 – 2,3 мкс. Как видно из графика, длина преддетонационного участка при инициировании плоскими УВ существенно слабее зависит от амплитуды входящей в образец УВ, по сравнению со случаем расходящейся УВ от сферического ударника. Для одинакового диапазона изменения длины преддетонационных участков (от ~ 5 мм до ~ 20 мм) изменение амплитуды плоских УВ составляет более 2 раз, в то время как для сферических ударников ~ 10 – 20 %. При увеличении радиуса кривизны входящей в образец ВВ УВ с ~ 2 мм ($d_{уд}=14,3$ мм) до ~ 3 – 4 мм ($d_{уд}=30$ мм) происходит смещение экспериментальных точек в сторону результатов для случая инициирования плоской УВ, проявляющееся в уменьшении угла наклона аппроксимирующей прямой.

Отдельного внимания заслуживают результаты регистрации распространения взрывного процесса в опытах с отказом в инициировании детонации. Времена от момента удара до момента формирования волны взрывчатого превращения составило в этих опытах 5 – 11 мкс. Однако, несмотря на то, что полученные скорости распространения взрывного процесса по образцу (600 – 2200 м/с) не противоречат установленному диапазону скоростей распространения НСР ВП (по [6] от верхней границы скорости распространения конвективного горения до ~ скорости звука), пространственно-временной анализ записей не позволяет пока однозначно отнести полученные скорости к определенной части характерного для НСР ВП волнового комплекса (к фронту волны сжатия, зоне химической реакции или к положению максимального градиента давления на профиле волны).

В процессе распространения НСР ВП профиль волнового комплекса эволюционирует и место отражения радиоизлучения может меняться. С этим, возможно, связан скачок на записи скорости в опыте с диаметром ударника 30 мм (рисунок 7). Однако, несмотря на существующую пока неоднозначность в интерпретации интерферограмм в опытах с отсутствием детонации, использование данной методики при изучении НСР ВП позволяет рассчитывать на перспективы получения полезной информации для понимания процесса инициирования и распространения такого режима взрыва.

Заключение

Полученные результаты по параметрам взрыва и формированию детонационного процесса в образцах из флегматизированного октогена в зависимости от скорости и размера сферических ударников показали:

1 Величины пороговых скоростей, приводящих к иницированию детонации, составили:

- (1224 ± 16) м/с для ударника диаметром 14,3 мм;
- (909 ± 31) м/с для ударника диаметром 30 мм.

2 Изменение длины преддетонационного участка ($l_{\text{пред}}$) от 20 мм до ~5 мм может быть представлено зависимостями:

$\ln(l_{\text{пред}}) = -13,882 \cdot \ln(P) + 33,046$ для ударника диаметром 14,3 мм

и $\ln(l_{\text{пред}}) = -4,0231 \cdot \ln(P) + 10,029$ для ударника диаметром 30 мм,

($l_{\text{пред}}$ в мм, а P (давление УВ) в ГПа).

3 Длина преддетонационного участка при иницировании ВВ плоскими УВ существенно слабее зависит от амплитуды входящей в образец УВ, по сравнению со случаем расходящейся УВ от сферических ударников. При увеличении диаметра сферического ударника различие в зависимостях уменьшается.

4 При снижении скорости удара ниже пороговой, формирования детонационного процесса в образцах толщиной 60 мм не происходит.

5 Использование радиоинтерферометрической методики позволяет рассчитывать на перспективы получения полезной информации при исследовании процесса иницирования и распространения низкоскоростного режима взрывчатого превращения.

Список литературы

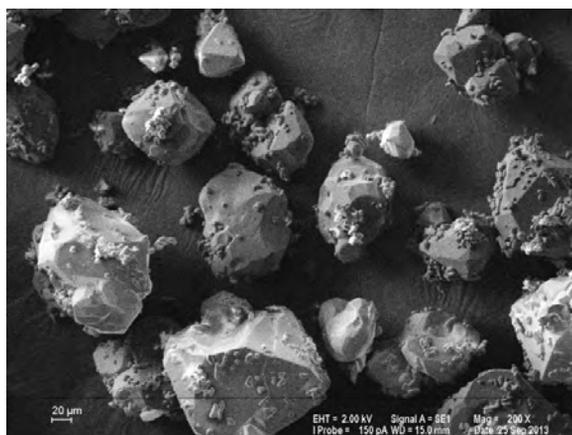
1. Е.Н. Богданов, В.М. Бельский, А.В. Родионов, М.Е. Шаврин, В.И. Буренин. Особенности ударно-волнового иницирования взрывчатых веществ на основе октогена и триаминотринитробензола (ТАТБ) // Сборник трудов международной конференции XIX Харитоновские научные чтения, Саров, 2017 г., том 1, с.31-38.
2. Дж. Уокерли, Р. Раби, М. Гинсберг, А. Андерсон. Сборник статей под редакцией А.А. Борисова. Исследование ударноволнового иницирования РВХ-9404. Детонация и взрывчатые вещества // М.: Мир, 1981 г., с.269 - 290.
3. П. Чен, Дж. Кеннеди. Сборник статей под редакцией А.А. Борисова. Влияние химической кинетики и кривизны фронта на динамику развития ударных волн во взрывчатых веществах. Детонация и взрывчатые вещества // М.: Мир, 1981 г., с.358 - 374.
4. Г.В. Белов, Ю.Б. Базаров, С.Н. Екимчев, А.К. Жиёмбетов, А.В. Кудашов, И.В. Олейников, А.В. Шишканов, Н.И. Шустова. Влияние скорости ударника на параметры взрыва образцов из двух типов бризантных ВВ // Сборник трудов международной конференции XV Харитоновские тематические научные чтения, Саров, 2013 г, с.111–118.
5. В.М. Бельский, А.Л. Михайлов, А.В. Родионов, А.А. Седов. Микроволновая диагностика ударноволновых и детонационных процессов // ФГВ, т.47, № 6, 2011 г.
6. А.Ф. Беляев, В.К. Боболев, А.И. Коротков, А.А. Сулимов, С.В. Чуйко. Переход горения конденсированных систем во взрыв // М.: Наука, 1973 г., 292 с.

**КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР ДЕТОНАЦИИ ПЛАСТИЧНЫХ ВВ НА ОСНОВЕ СМЕСЕЙ
РАЗЛИЧНЫХ МАРОК ГЕКСОГЕНА**

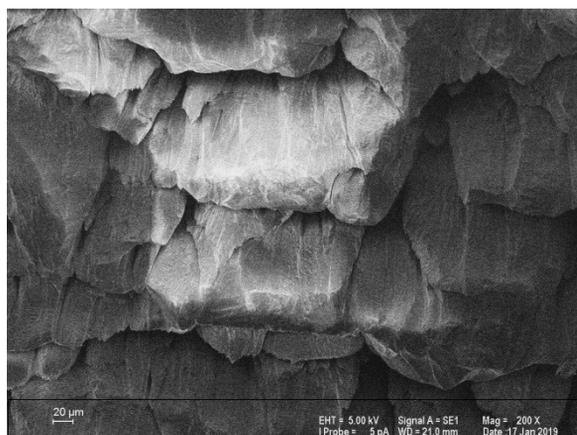
*Д.В. Мильченко, А.И. Пятойкина, М.Ю. Батьков, А.В. Бессонова,
В.А. Бурнашов, Н.Н. Титова, С.А. Вахмистров*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Термовакuumная сублимация (возгонка-осаждение) индивидуальных ВВ является эффективным способом повышения их детонационной способности в зарядах малого диаметра или малой толщины [1], [2]. Рост детонационной способности рассматривается как следствие увеличения количества «горячих точек» в структуре взрывчатого вещества при его кристаллизации из газовой фазы при низком давлении. Эти структурные изменения наглядно выявляются методами оптической и электронной микроскопии.



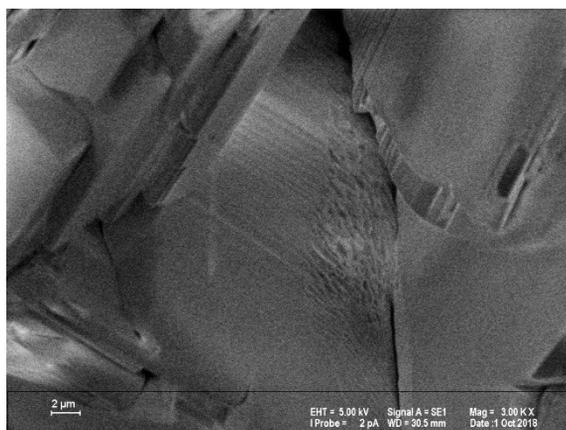
а)



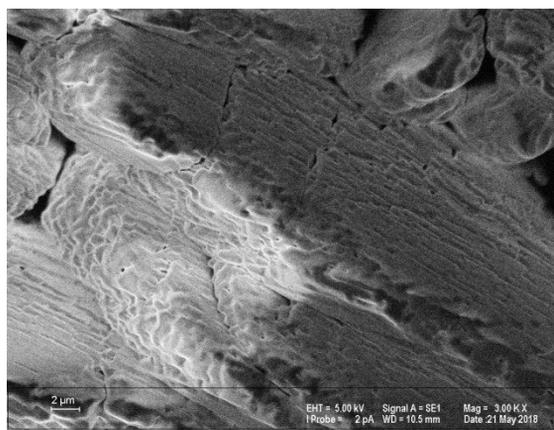
б)

Рисунок 1. Россыпь кристаллов штатного гексогена (а) и поликристаллит гексогена, перекристаллизованного термовакuumным способом (б). Увеличение оригинальных снимков 200х

Частицы гексогена, перекристаллизованного термовакuumным способом, содержат значительное количество границ раздела различной степени выраженности, микропор и других дефектов, которые могут играть роль «горячих точек» при ударно-волновом воздействии.



а)



б)

Рисунок 2. Поверхность кристаллов штатного гексогена (а) и гексогена, перекристаллизованного термовакuumным способом (б). Увеличение оригинальных снимков 3000х

Отмечается, что критический диаметр и критическая толщина зарядов из ВВ, перекристаллизованных по термовакuumной технологии, могут быть в несколько раз меньше, чем у штатных ВВ той же химической природы [1], [2]; при этом чувствительность к механическим и тепловым воздействиям остается на прежнем уровне. Таким образом, перекристаллизованные по термовакuumной технологии ВВ (условное обозначение – ВВ-ТТ, т.е. ВВ термовакuumной технологии) могут применяться для создания особо миниатюрных взрывных устройств различного назначения.

На основе ВВ, переработанных по термовакuumной технологии, также могут быть получены и смесевые ВВ с малым критическим диаметром детонации. Так, для одной из рецептов пластифицированного гексогена наблюдали снижение $d_{кр}$ в 2-4 раза при использовании в качестве наполнителя гексогена, переработанного по термовакuumной технологии (гексоген-ТТ). Минимальные значения $d_{кр}$ в этих случаях достигали 0,6 - 0,7 мм, т.е. приближались к величинам, характерным для ВВ на основе тэна.

Авторами была исследована возможность регулирования критического диаметра детонации пластифицированного гексогена путем смешения в определенной пропорции штатного гексогена с гексогеном-ТТ. Предполагалось, что эффект от смешения двух образцов взрывчатого наполнителя будет, в целом, аддитивным, т.е. критический диаметр детонации смесевого ВВ на смешанном наполнителе (штатный гексоген + гексоген-ТТ) будет снижаться примерно пропорционально возрастанию доли гексогена-ТТ, как наиболее детонационноспособного компонента.

Реальная картина оказалась существенно более сложной, и заранее не очевидной. На рисунке 3 показана зависимость критического диаметра образцов пластифицированного гексогена от процентного содержания гексогена-ТТ во взрывчатом наполнителе. Были исследованы смеси с тремя различными партиями гексогена (обозначены условно как №№ 1,2,3).

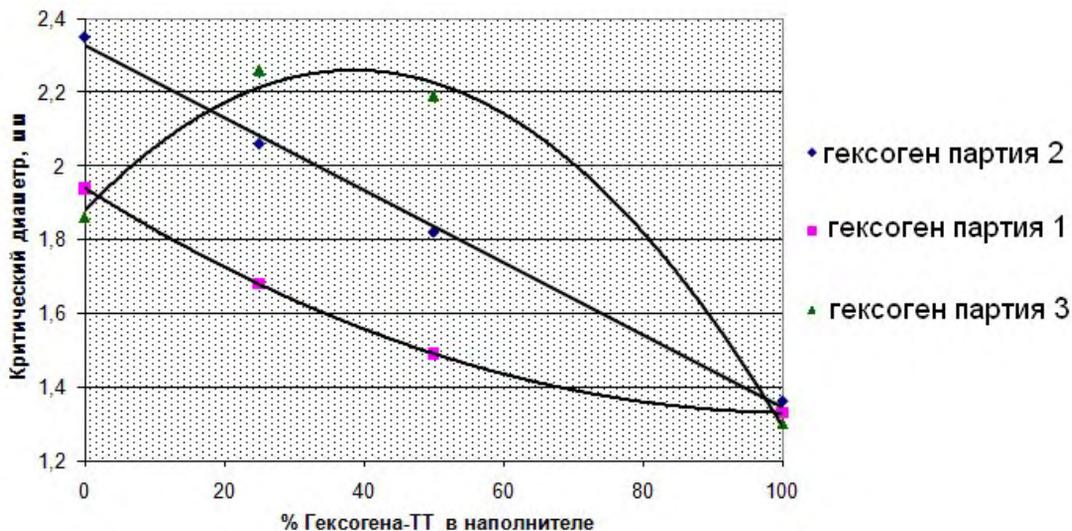


Рисунок 3. Зависимость критического диаметра детонации пластифицированного гексогена от содержания гексогена-ТТ во взрывчатом наполнителе

В одном случае (партия 2 на рисунке 3) зависимость $d_{кр}$ от содержания наиболее детонационноспособного компонента действительно была практически линейной, т.е. детонационная способность менялась аддитивно. В случае, когда одним из компонентов являлся гексоген партии 1, критический диаметр снижался сильнее, чем это ожидалось из линейного прогноза. Данный результат можно объяснить тем, что при определенных условиях основную роль играет передача детонации от обладающего большей ударно-волновой чувствительностью гексогена-ТТ ко второму, менее чувствительному компоненту.

Однако, в третьем случае, добавка гексогена-ТТ не только не привела к снижению $d_{кр}$ – но более того, критический диаметр детонации ВВ на смешанном наполнителе был больше, чем для ВВ,

приготовленного из любой индивидуальной партии гексогена. Этот результат был далее полностью воспроизведен с использованием другой партии гексогена-ТТ. Подобное явление, которое можно назвать «взаимной десенсибилизацией», оказалось весьма неожиданным и не имеющим прямых описанных аналогов. По крайней мере, представления, связывающие критический диаметр детонации с начальной скоростью химической реакции, не дают возможности его объяснить.

На наш взгляд, объяснить наблюдавшийся эффект достаточно простым путём можно с учётом структурных изменений, происходящих при изготовлении смесового ВВ и дальнейшем формировании деталей из него. При этих операциях фракционный состав взрывчатого наполнителя не остаётся неизменным, его частицы всегда в той или иной степени измельчаются. При этом могут возникать ситуации, когда более дефектные частицы ВВ, содержащие больше потенциальных «горячих точек», при механическом воздействии будут разрушаться, в первую очередь, по имеющимся дефектам, что, в свою очередь, приведет к снижению общей детонационной способности смесового ВВ. Т.е., по сути это давно описанный эффект «переизмельчения» применительно к одному из компонентов смесового ВВ.

Такое предположение подтверждается полученными микрофотографиями структуры взрывчатого наполнителя, извлеченного из смесовых ВВ. На рисунках 4 и 5 представлен вид кристаллов взрывчатого наполнителя, извлеченного из деталей, изготовленных из смесового ВВ после отмывки связующего компонента. Фотографии сделаны в среде иммерсионной жидкости (нитробензол) с показателем преломления, близким к таковому для гексогена. В этом случае внутренние поры и трещины в структуре кристалла визуализируются в виде темных пятен. Рассмотрены два крайних случая – повышение детонационной способности против линейного прогноза (смесь гексогена партии 1 и гексогена-ТТ) и ухудшение детонационной способности (смесь гексогена партии 3 и гексогена-ТТ).

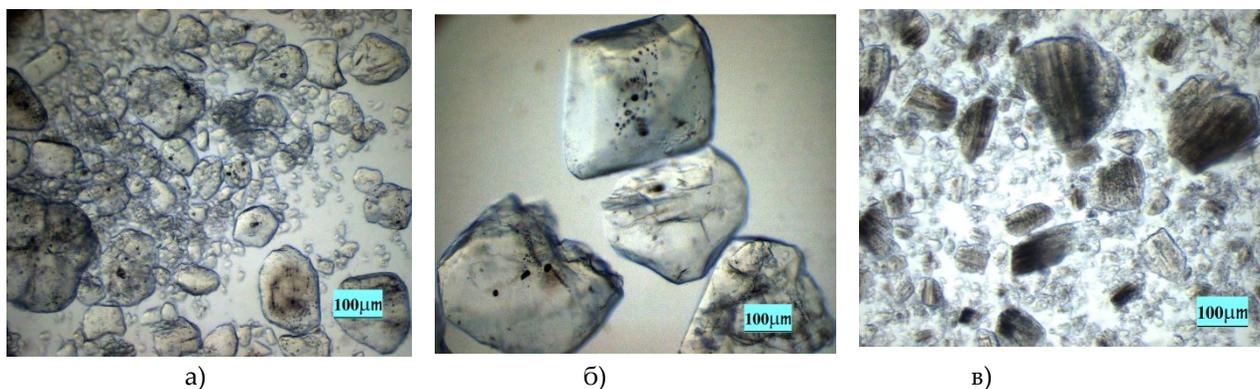
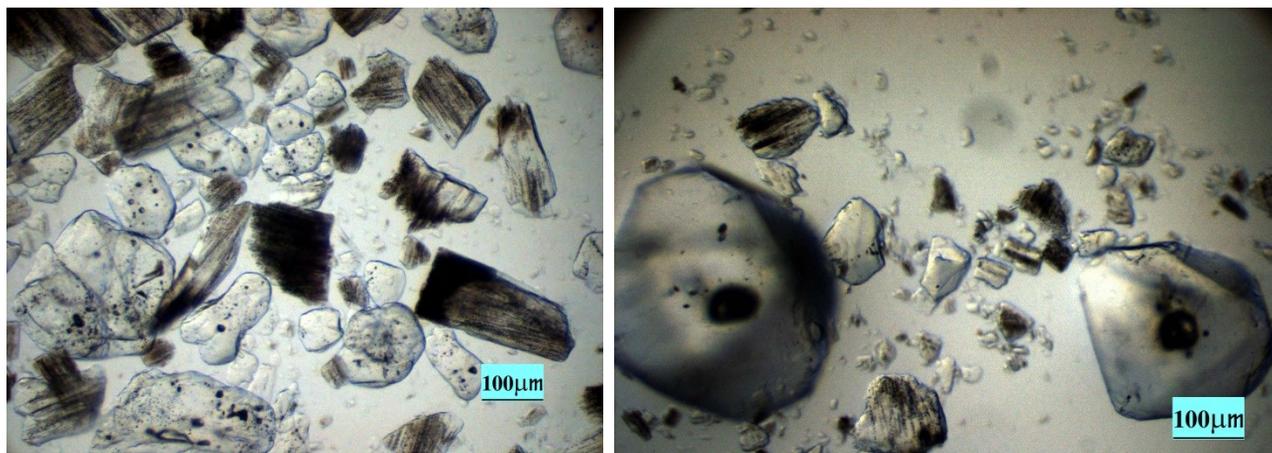


Рисунок 4. Микрофотографии в иммерсионной жидкости образцов гексогена, извлеченного из смесового ВВ: а) на гексогене партии 1, б) на гексогене партии 3, в) на гексогене-ТТ

Как видно из рисунка 4, кристаллы гексогена партии 3 являются наиболее крупными и малодефектными. Кристаллы гексогена-ТТ (и их фрагменты) содержат значительно количество дефектов малого размера, не разрешаемых под оптическим микроскопом.



а)

б)

Рисунок 5. Микрофотографии в иммерсионной жидкости образцов гексогена, извлеченного из смеси ВВ: а) на смеси гексогена партии 1 с гексогеном-ТТ, б) на смеси гексогена партии 3 с гексогеном-ТТ

Из рисунка 5 видно, что в составе ВВ, изготовленного из смеси гексогена партии 1 и гексогена-ТТ, имеет место относительно равномерное дробление частиц гексогена. Сравнивая между собой рис. 4а и 5а, можно также сделать вывод, что во втором случае количество «мелочи», не содержащей дефектов, меньше, что может приводить к росту детонационной способности ВВ на смешанном наполнителе.

В случае ВВ, изготовленного из смеси гексогена партии 3 с гексогеном-ТТ, видно, что преобладающая часть гексогена-ТТ подверглась интенсивному дроблению и, соответственно, общее количество «горячих точек» в системе значительно снизилось. Очевидно, прочность индивидуальных кристаллов гексогена партии 3 была существенно выше, чем гексогена партии 1 и гексогена-ТТ. Собственно, это подтверждается прямым сравнением рисунков 4а и 4б. Частицы извлеченного гексогена партии 3 (рисунок 4б) выглядят практически неразрушенными. При смешении с гексогеном-ТТ эти прочные частицы играют роль «жерновов», разрушая кристаллиты гексогена-ТТ преимущественно по имеющимся «горячим точкам». Закономерным результатом является рост критического диаметра детонации смеси ВВ.

Представленные результаты наглядно демонстрируют влияние процессов вторичного измельчения при изготовлении смесевых ВВ и деталей из них на детонационную способность конечного продукта.

Список литературы

1. Д.В. Мильченко, В.А. Губачев, Л.А. Андреевских, С.А. Вахмистров, А.Л. Михайлов, В.А. Бурнашов, Е.В.Халдеев, А.И. Пятойкина, С.С. Журавлев, В.Н.Герман. Наноструктурированные ВВ, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств. // Физика горения и взрыва, 2015, т.51, № 1, с.96-101.
2. Д.В. Мильченко, В.А. Губачёв, В.Н. Герман, С.А. Вахмистров, Н.Н. Титова, А.Л. Михайлов, В.А. Бурнашов, Е.В. Халдеев, А.И. Пятойкина. Особенности строения и свойств тонких наноструктурированных слоев ВВ, получаемых осаждением из газовой фазы. // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ, т.22, ч.2 – 2017 – с.88-97.

ГИПОТЕЗА АКТИВАЦИОННОГО ПРОЦЕССА РАСПАДА МОЛЕКУЛ ПРИ ДЕТОНАЦИИ

Д.В. Мильченко, В.М. Бельский

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Молекулярный механизм химических превращений при стационарной детонации конденсированных ВВ остается предметом споров на протяжении ряда десятилетий, ввиду трудности получения прямых экспериментальных данных по этому вопросу. Широко распространены взгляды, согласно которым начальная стадия распада молекул (например, отщепление нитрогруппы с разрывом связи С-N, О-N или N-N) происходит за время того же порядка, что и период молекулярных колебаний, т.е. за $< 10^{-12}$ с. Каждое молекулярное колебание приводит к разрыву химической связи, и таким образом химическая реакция разложения ВВ как таковая завершается за пикосекундные времена. Затем начинается рекомбинация образующихся фрагментов с выделением энергии, которая занимает всю остальную продолжительность зоны химической реакции. Понятия активационного барьера и температурной зависимости скорости реакции не рассматриваются. В качестве примера последовательного применения такого подхода можно отметить работу [1]. В ней была предложена методика расчета скорости детонации исходя только из данных о молекулярной структуре, плотности ВВ и частотах молекулярных колебаний. Было показано, что для индивидуальных нитросоединений точность расчета значений D предложенным методом не уступает таковой по уравнению ВКВ. Таким образом, возможность корректного расчета D говорит в пользу постулата об одновременном распаде всех молекул при детонации.

С другой стороны, некоторые исследователи придерживаются мнения, что активационные процессы «аррениусовского» типа продолжают работать в реакциях разложения при высоких температурах и давлениях вплоть до детонационных. Здесь можно сослаться на работу [2], авторы которой обобщили большой массив данных по термическому разложению октогена при температурах до ≈ 500 до ≈ 3000 К и пришли к выводу, что они удовлетворительно описываются общей зависимостью аррениусовского типа $k \sim A \exp(-E_a/RT)$, где k – константа скорости реакции, E_a – энергия активации, A – предэкспоненциальный множитель (который для реакций разложения полагается рядом авторов близким или равным частоте колебаний разрывающейся при реакции химической связи). При этом вычисленное авторами [2] значение E_a составило ≈ 150 кДж/моль, т.е. оно находится в пределах характерных значений для реакций разложения ВВ из класса нитросоединений.

Мы хотели бы обратить внимание читателя на некоторые известные экспериментальные факты, подтверждающие мнение о необходимости учета активационных процессов при детонации. В первую очередь наше мнение основано на существовании зависимостей такого показателя детонационной способности, как критический диаметр детонации ВВ, от различных внешних факторов.

Основываясь на анализе схемы течения продуктов реакции с учетом кривизны детонационного фронта, рядом авторов был сделан вывод [3], [4], что критический диаметр детонации конденсированных ВВ тесно связан с величиной начальной скорости их разложения:

$$d_{кр} = \frac{4UC^2 \cos \varphi_{cm}}{Q_{pv} \Gamma W} \quad (1),$$

где U – массовая скорость во фронте детонационной волны, C – скорость звука в ударно-сжатом ВВ, Q_{pv} – тепловой эффект разложения ВВ при постоянных давлении и объёме, Γ – параметр Грюнрайзена, W – начальная скорость разложения ВВ, φ_{cm} – угол наклона детонационного фронта к плоскости заряда, обеспечивающий стационарность ударного фронта.

Хорошо известны случаи, когда показатели критического диаметра $d_{кр}$ сильно различаются для ряда образцов ВВ одинаковой химической природы, но различной структуры. Например, в зависимости от технологии получения зарядов из ТНТ величины критического диаметра их детонации могут меняться более чем на порядок, с ~ 2 мм до > 38 мм [5]. В этом, как и в других подобных случаях, прослеживаются корреляции между количеством дефектов в кристаллической структуре ВВ (пор, межзеренных границ и т.д.) и величиной $d_{кр}$ - чем больше структурных дефектов, тем меньше критический диаметр. Таким образом очагами разложения ВВ, определяющими его начальную скорость, являются структурные неоднородности. Но по сути дела влияние последних на какие-либо параметры, связанные с распространением установившегося детонационного процесса, находится в прямом и неустранимом противоречии с постулатом об одновременном разложении молекул ВВ за времена порядка $< 10^{-12}$ с. Таким временам реакции соответствовало бы продвижение детонационного фронта на расстояние порядка 6-9 нм, что на несколько порядков меньше размеров всех типов возможных структурных неоднородностей в конденсированном ВВ. Соответственно за время прохождения фронта через структурный дефект размером ≈ 1 мкм, которое составит порядка $> 10^{-10}$ с, все молекулы, образующие конденсированную фазу ВВ, заведомо должны были бы распасться и конденсированная фаза вещества как таковая перестала бы существовать. Понятно, что в таком случае никакие поры, плоскости скольжения и прочие структурные неоднородности в частицах ВВ не могли бы оказать влияния на $d_{кр}$.. Но в действительности они это влияние оказывают, и следовательно, тезис об одновременной синхронной деструкции всех молекул не выполняется.

Другой наглядный пример предоставляют давно полученные, но не очень часто упоминаемые в литературе зависимости критического диаметра детонации жидких ВВ от температуры проведения взрывного эксперимента. В литературе описаны такие зависимости для нитроглицерина, нитрометана и расплавленного ТНТ [6], [7], и во всех случаях эти зависимости весьма резкие. Так, для нитроглицерина и нитрометана при изменении начальной температуры опыта от -80°C до $+20^{\circ}\text{C}$ критический диаметр уменьшается в ≈ 4 раза. Для расплавленного ТНТ при повышении начальной температуры от 90°C до 240°C критический диаметр уменьшается в ≈ 9 раз, с 60 до 7 мм. С учетом (1) необходимо отметить, что существенное ускорение реакции с ростом температуры является общепризнанным признаком активационного процесса. Для дальнейшего рассмотрения преобразуем имеющиеся зависимости $d_{кр}$ от $T_{нач}$ следующим образом.

- по оси абсцисс отложим разность температур между текущим значением и максимальной температурой в данной серии опытов, $(T - T_{макс})$;
- по оси ординат отложим отношение текущего наблюдаемого в серии опытов значения $d_{кр}$ к минимальному в серии опытов, $d_{кр} / d_{кр, мин}$.

Таким образом, получаем серию кривых, описывающих относительное изменение критического диаметра детонации при изменении температуры. Эти кривые показаны на рис.1

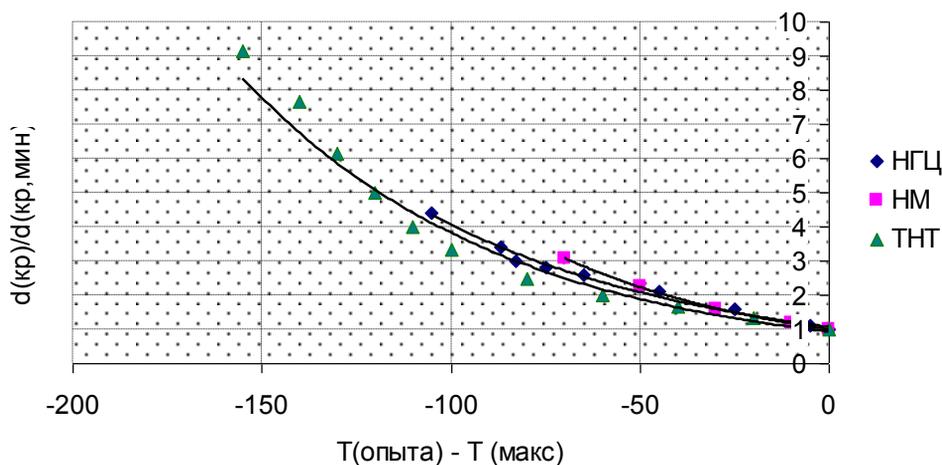


Рисунок 1. Нормированные зависимости критического диаметра детонации жидких ВВ от температуры

Приведенные графики, как видим, почти совпадают между собой, что указывает на единый механизм влияния какого-то внешнего фактора. Увеличение количества газовых пузырьков в жидкости с ростом температуры - что должно приводить к росту числа «горячих точек» и снижению $d_{\text{кр}}$ - нельзя полностью исключить в качестве возможной причины, но, на наш взгляд, синхронное изменение этого параметра для разных по химической природе жидкостей и в разном температурном интервале довольно маловероятно. Поэтому можно предположить, что изменение реакционной способности жидкого ВВ от температуры описывается кинетикой Аррениусовского типа.

В этом связи стоит отметить, что одним из ведущих аргументов против возможности активационной кинетики при детонации выдвигается высокая температура процесса. В [1] это сформулировано следующим образом: «при T , стремящейся к ∞ , $\exp(-E/RT) \approx 1$ и, таким образом, константа скорости реакции k равна предэкспоненте A ». Легко видеть, что данное допущение некорректно. Подставив достаточно характерное для реакций термического разложения ВВ значение энергии активации $E_{\text{акт}} = 150$ кДж/моль и температуру детонации $T = 4000$ К, получим $\exp(-E/RT) \approx 0,01$, что безусловно $\ll 1$ (хотя и намного больше, чем при умеренных температурах). Иными словами, температуры в зоне установившейся детонации оказываются существенно меньшими, чем это требовалось бы для формального «вырождения» аррениусовской кинетики. Если же разложение молекул начинается на ранней стадии ударного сжатия, т.е. при более низкой температуре, то и значение экспоненциального множителя будет еще меньшим. Поэтому, исходя из приведенных экспериментальных данных, предположение об участии активационных процессов в иницировании детонации может быть допущено к дальнейшему рассмотрению.

Значение эффективной энергии активации при детонации жидких ВВ можно в первом приближении оценить из данных работы [8], в которой приведены экспериментальные данные по температурам начала реакции в этих ВВ при ударном сжатии. Они составили: для нитрометана 1100 К, для жидкого тротила 1000 К, для нитроглицерина 760 К. Если придерживаться справедливости уравнения (1), из данных, приведенных на рис. 1, находим температурный коэффициент ускорения реакции и далее стандартным методом рассчитываем энергию активации $E_{\text{акт}}$. Она составит, соответственно: для нитрометана 155 кДж/моль, для жидкого тротила 135 кДж/моль и для нитроглицерина 120 кДж/моль. При очевидно невысокой точности таких оценок следует отметить, что они находятся в зоне характерных значений для реакций термического разложения нитросоединений, причем для относительно термически нестабильного нитроглицерина получено наименьшее значение $E_{\text{акт}}$.

Существенным отличием природы активационных процессов при детонации от реакций более медленного термического разложения ВВ, по-видимому, будет являться то, что активация молекул должна в основном происходить не за счет равновесных процессов теплового движения, а непосредственно вследствие ударного сжатия по определенным колебательным степеням свободы молекул. «Ударно-сжатая» молекула может оказаться на одном из верхних колебательных уровней, расположенных выше энергетического барьера соответствующей «потенциальной ямы», и в этом случае гарантированно распадется в течение полупериода колебания.

Для твердых индивидуальных ВВ характерна намного более слабая зависимость $d_{кр}$ от $T_{нач}$, чем для жидких. Хотя качественный ее характер остается тем же, т.е. $d_{кр}$ увеличивается при охлаждении. Например, для таких ВВ, как ТНТ (порошкообразный) и ТАТБ (прессованный с $\approx 10\%$ термопластичного связующего) $d_{кр}$ возрастает примерно в 1,5 раза при охлаждении на $\approx 100^\circ\text{C}$. Важно отметить также, что для ТНТ и сплавов ТГ наблюдалось скачкообразное, в 2-4 раза, увеличение критического диаметра при нагревании до точки плавления ТНТ [9].

Такая ситуация может быть связана с тем, что в твердых ВВ преобладающим механизмом инициирования становится разогрев структурных неоднородностей, «горячих точек», не требующий ударно-волновой активации молекул. Влияние «аррениусовской» кинетики продолжает все же сказываться, но в существенно меньшей степени. При плавлении ВВ гетерогенные дефекты исчезают, и суммарная скорость начальной стадии распада ВВ значительно падает. Соответственно в точке плавления должен резко возрастать критический диаметр, что и наблюдается в эксперименте [9]. Более точные количественные оценки энергии активации процесса детонации, вероятно, могут быть сделаны в будущем на основании экспериментов по определению при разных температурах $d_{кр}$ твердых ВВ одной химической природы, но разной структуры (менее дефектные образцы должны давать более сильную температурную зависимость $d_{кр}$), и жидких ВВ с заранее известным небольшим количеством гетерогенных добавок (с ростом доли добавок температурная зависимость $d_{кр}$ должна ослабевать).

Список литературы

1. А.В.Поздняков. Вычисление скорости детонации // Физика горения и взрыва, 2002, т.38, №3 – с. 96-105.
2. В.F.Henson, В.W.Asay, L.B.Smilowitz and P.M.Dickson // Shock Compression of Condensed Matter (2001) – American Institute of Physics, 2002, - p. 1069-1072.
3. И.Ф.Кобылкин, В.В.Селиванов, В.С.Соловьёв, Н.Н.Сысоев. Ударные и детонационные волны. Методы исследования. М. Физматлит, 2004, 376 с. □
4. И.Ф.Кобылкин, В.В.Селиванов. Возбуждение и распространение взрывных превращений в зарядах взрывчатых веществ. М. Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2015, 354 с
5. D.Price. Shock sensitivity, a property of many aspects. 5th Sympos. (Internate) on Detonation. Pasadena, California. 18-21 August 1970, p. 128-139.
6. А.Ф.Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных взрывчатых систем. М.: Наука, 1968 – 258 с
7. К.Юхансон, П.Персон Детонация взрывчатых веществ. – М.: Мир, 1973 – 352 с.
8. И.М.Воскобойников, В.М.Богомолов, А.Я. Апин. Расчет давление инициирования взрыва гомогенных взрывчатых веществ ударной волной // Физика горения и взрыва, 1968, т.4, № 1 – с.45-49.
9. В.С.Соловьёв. Некоторые особенности ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ. // Физика горения и взрыва, 2000, т.36, №6 – с. 65-76.

АДИАБАТИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ И УДАРНО-ВОЛНОВОЕ СЖАТИЕ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ПЛАСТИФИЦИРОВАННОГО ОКТОГЕНА

*Е.Н. Богданов, В.И. Буренин, С.Г. Губачева, Д.Н. Замотаев, А.М. Ивин,
Г.А. Козлов, Д.В. Крючков, А.Н. Малышев, Е.С. Митин, А.А. Окинчичи,
А.В. Родионов, А.А. Седов, В.И. Скоков, А.В. Цветков, М.Е. Шаврин*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение. При математическом моделировании детонационных процессов и определении характеристик технических устройств, содержащих твердые взрывчатые вещества (ВВ), на практике часто используются аналитические уравнения состояния (УРС) продуктов взрыва (ПВ) с линейной зависимостью давления от внутренней энергии, основными элементами которых являются опорная изэнтропа, проходящая через точку Чепмена-Жуге, и параметр Грюнайзена вдоль этой изэнтропы. Верификация УРС ПВ проводится с привлечением различной экспериментальной информации. Основная роль отводится изучению адиабатического (изэнтропического) расширения продуктов взрыва из состояния Чепмена-Жуге [1]-[3]. Определенную ценность для моделирования представляют данные по перескатым детонационным волнам в области давлений, реализуемых при контактном разгоне металлических лайнеров и оболочек [4]-[8].

В настоящей работе представлены результаты проведенных в интересах верификации уравнений состояния продуктов пластифицированного октогена экспериментальных исследований адиабатического расширения и ударно-волновой сжимаемости продуктов взрыва в диапазоне давлений от 0 до 50 ГПа. Для этого использованы две основные редакции экспериментов.

Исследования адиабатического расширения и торможения продуктов взрыва из состояния Чепмена-Жуге проведены в постановке метода преград, в котором параметры состояний на адиабате расширения продуктов взрыва определяются по результатам регистрации затухания ударных волн в малоплотных преградах, вплотную контактирующих с зарядом исследуемого ВВ. Регистрация зависимостей волновых скоростей от времени производилась посредством трёхканального микроволнового интерферометра (РИФ), а зависимостей скоростей контактной границы продукты взрыва - окно из фторида лития от времени – с помощью лазерного интерферометра VISAR.

Перескаты детонационные волны в образцах ВВ генерировались при воздействии металлических ударников, разгоняемых до скоростей в несколько километров в секунду продуктами взрыва активного заряда ВВ. Посредством многоканального лазерного интерферометра VISAR регистрировалось движение ударника и контактной границы ПВ – окно из фторида лития, скорость перескаты детонационной волны определялась с помощью одноканального микроволнового интерферометра.

В результате проведенных исследований получена экспериментальная информация о параметрах состояний на ударной адиабате и адиабате расширения продуктов взрыва пластифицированного октогена в диапазоне давлений от 0 до 50 ГПа, а также проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов с уравнением состояния на основе модифицированной модели Ван-дер-Ваальса (мВдВ) [9].

1 Редакция экспериментов

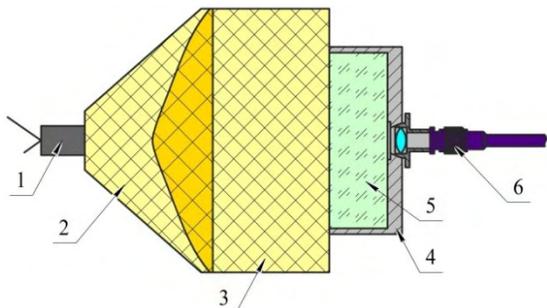
1.1 Исследования адиабатического расширения и торможения продуктов взрыва из состояния Чепмена-Жуге

Эксперименты по исследованию адиабатического расширения и торможения продуктов взрыва из состояния Чепмена-Жуге проводились в постановке метода преград [1]-[3]. В качестве исследуемых образцов выступали цилиндрические заряды взрывчатого вещества диаметром 120 мм и толщиной 60 мм. Применение достаточно массивных зарядов взрывчатого вещества обусловлено необходимостью уменьшения влияния переходных процессов, связанных с системой

инициирования. Во всех экспериментах инициирование детонации производилось с помощью плосковолнового генератора.

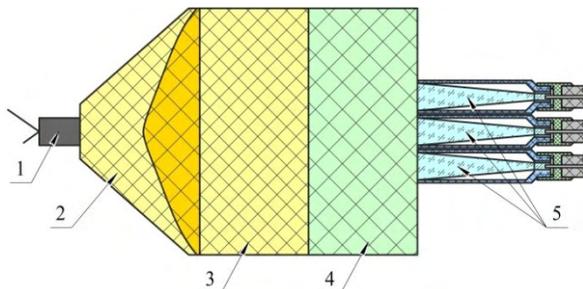
Опыты по регистрации волновых профилей на границе раздела продукты взрыва – окно из фторида лития [10]-[11] проводились с использованием многоканального комплекса лазерного интерферометра VISAR с длиной волны λ зондирующего излучения 532 нм (см. рисунок 1). На поверхности окна из фторида лития диаметром 40 мм и толщиной 20 мм, обращенной к образцу взрывчатого вещества, имелся слой алюминия толщиной 10 мкм.

В опытах по расширению продуктов взрыва из состояния Чепмена-Жуге в малоплотные преграды использовался трехканальный микроволновый радиоинтерферометр с длиной волны λ зондирующего излучения 3,2 мм [12], с помощью которого регистрировались профили волновой скорости в пористом полистироле с начальной плотностью 0,26 и 0,70 г/см³ (см. рисунок 2) и газах – воздухе, аргоне, ксеноне и азоте (см. рисунки 3-4).



1 – электродетонатор, 2 – генератор плоской ударной волны, 3 – заряд исследуемого ВВ, 4 – корпус, 5 – окно, 6 – оптический датчик

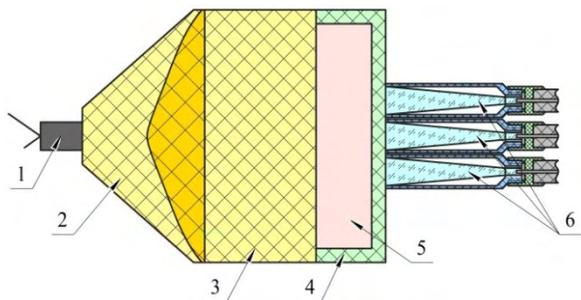
Рисунок 1. Эскиз экспериментальной сборки для исследования торможения продуктов взрыва во фторид лития



1 – электродетонатор, 2 – генератор плоской ударной волны, 3 – заряд исследуемого ВВ, 4 – пористый полистирол, 5 – излучатели микроволнового радиоинтерферометра

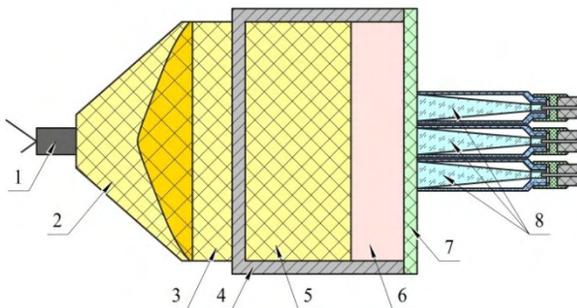
Рисунок 2. Эскиз экспериментальной сборки для исследования расширения продуктов взрыва в пористый полистирол

В опытах с плотными газами в состав сборок входила газовая кювета (опыты с воздухом, аргонном и ксенонном при начальном давлении $P_0=1$ атм., см. рисунок 3) или камера высокого давления (опыты с азотом при начальном давлении $P_0=40$ атм., см. рисунок 4). Во втором случае образец исследуемого взрывчатого вещества помещался в камеру, передача детонации в него осуществлялась через дно камеры с использованием вспомогательного инициатора.



1 – электродетонатор, 2 – генератор плоской ударной волны, 3 – заряд исследуемого ВВ, 4 – корпус, 5 – газ, 6 – излучатели микроволнового радиоинтерферометра

Рисунок 3. Эскиз экспериментальной сборки для исследования расширения продуктов взрыва в воздухе, аргон и ксенон



1 – электродетонатор, 2 – генератор плоской ударной волны, 3 – вспомогательный заряд ВВ, 4 – корпус камеры высокого давления, 5 – заряд исследуемого ВВ, 6 – газ, 7 – крышка, 8 – излучатели микроволнового радиоинтерферометра

Рисунок 4. Эскиз экспериментальной сборки для исследования расширения продуктов взрыва в азоте

1.2 Исследования пересжатой детонации

Эксперименты по исследованию ударно-волновой сжимаемости продуктов взрыва проводились в традиционной для данного типа исследований редакции [13]-[15]. На рисунке 5 представлен эскиз экспериментальной сборки.

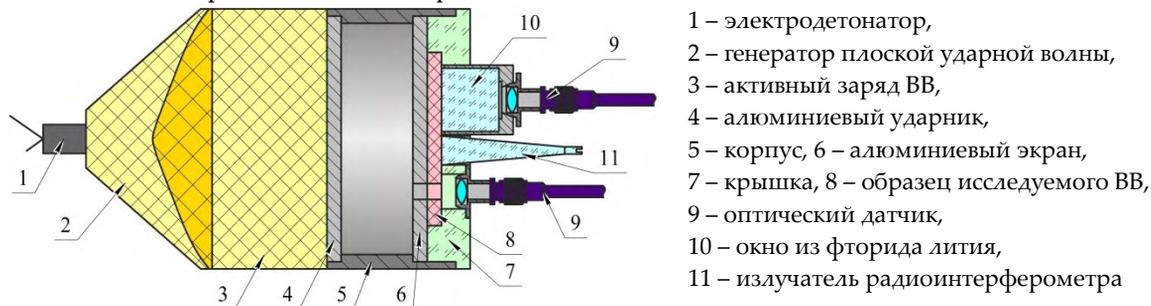


Рисунок 5. Эскиз экспериментальной сборки для исследования ударно-волновой сжимаемости продуктов взрыва

Пересжатые детонационные волны создавались с помощью нагружающих устройств, работа которых основана на разгоне продуктами взрыва металлических ударников и последующем их торможении на мишенях, содержащих образцы исследуемого ВВ.

Для регистрации характеристик процессов в экспериментальных сборках применялись методы доплеровской диагностики. Зависимости скорости ударников и границ раздела продукты взрыва – окно из фторида лития от времени регистрировались с помощью лазерного интерферометра VISAR. Для осуществления зондирования поверхности ударника в образце и экране выполнялись отверстия. Значения скоростей пересжатых детонационных волн в образцах исследуемого ВВ определялись с помощью микроволновой диагностики.

2 Результаты экспериментов

2.1 Результаты исследований адиабатического расширения и торможения продуктов взрыва из состояния Чепмена-Жуге

На рисунке 6 для иллюстрации представлены зарегистрированные многоканальным лазерным интерферометром VISAR зависимости скорости контактной границы раздела продукты взрыва – фторид лития от времени. Представленные записи имеют типичный вид со спадом скорости, обусловленным воздействием волны разрежения.

Эксперименты по исследованию расширения продуктов взрыва в малоплотные преграды – пористый полистирол и газы продемонстрировали идентичность регистрируемой информации, что объясняется высокой отражающей способностью фронта ударной волны. Микроволновой диагностикой проведена непрерывная во времени регистрация не только процессов движения ударных волн в преградах, но и процессов распространения стационарной детонации в зарядах взрывчатого вещества. Данную возможность демонстрирует рисунок 7, на котором представлены результаты эксперимента по расширению продуктов взрыва в пористый полистирол с начальной плотностью около $0,3 \text{ г/см}^3$. Во всех проведенных экспериментах стационарная детонация в образцах возбуждалась на глубине 1,5-2 мм, что свидетельствует об отсутствии влияния системы инициирования.

Для определения точек на адиабате расширения (торможения) продуктов взрыва зависимости скорости границы раздела или фронта ударной волны в преграде от времени аппроксимировались полиномами второй степени, последние экстраполировались к моменту $t=0$. С использованием ударных адиабат материалов преград из [16] рассчитывались значения массовой скорости U и давления P на адиабате расширения (торможения) продуктов взрыва.

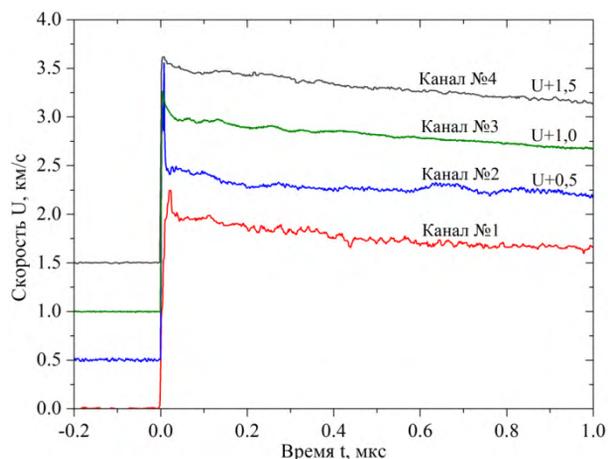


Рисунок 6. Экспериментальные зависимости скорости контактной границы продукты взрыва – фторид лития от времени

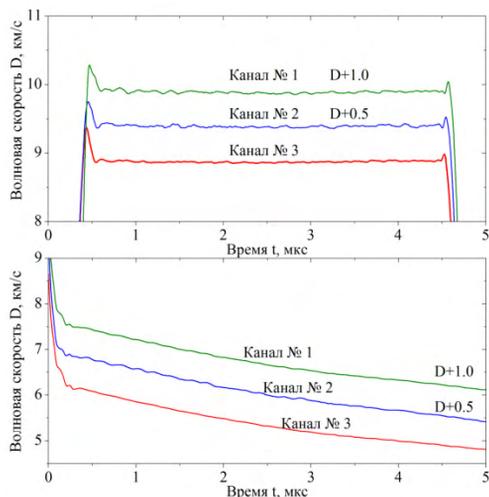


Рисунок 7. Экспериментальные профили скорости детонационной волны в ВВ (а) и ударной волны в пористом полистироле (б)

2.2 Результаты исследований пересжатой детонации

На рисунке 8 для иллюстрации представлены зависимости скорости свободной поверхности ударника от времени, зарегистрированные лазерным интерферометром в 5 экспериментах по изучению ударно-волновой сжимаемости продуктов взрыва. На рисунке 9 представлены соответствующие им зависимости скорости границы раздела продукты взрыва-окно из фторида лития от времени, на которых выявляется выход ударной волны в окно, стационарный участок и приход волны разрежения.

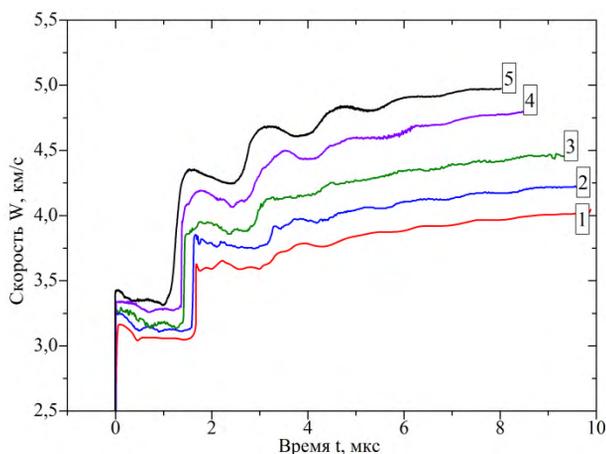


Рисунок 8. Экспериментальные зависимости скорости свободной поверхности ударника от времени

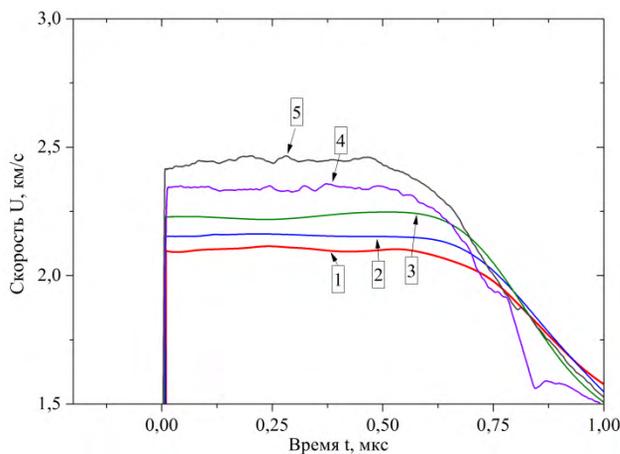


Рисунок 9. Экспериментальные зависимости скорости границы продукты взрыва-окно из фторида лития от времени

Совмещение трех методик доплеровской диагностики позволило получить в каждом опыте информацию о движении ударника (VISAR), пересжатой детонационной волны в ВВ (РИФ) и скорости границы раздела продукты взрыва – окно из фторида лития (VISAR). Для определения параметров состояний на ударной адиабате пересжатых продуктов взрыва использован метод отражения ударных адиабат.

3 Численное моделирование экспериментов

Моделирование экспериментов проводилось с использованием одномерного программного комплекса [17] в двух основных редакциях: 1 – расширение и торможение продуктов взрыва из

состояния Чепмена-Жуге и 2 – ударно-волновое сжатие продуктов взрыва в режиме пересжатой детонации.

Для образцов исследуемого ВВ на основе октогена использовалось уравнение состояния на основе модифицированной модели Ван-дер-Ваальса (А.Б. Медведев, А.В. Скобеев) [9]. Для активного заряда ВВ на основе гексогена во второй редакции расчетов использовался УРС ПВ в форме В.Н. Зубарева [18]. Детонация активного заряда в расчете задавалась в слое толщиной 0.3 мм. Плосковолновой генератор в расчетах не моделировался.

Во всех расчетах для материалов преград, ударника и экрана использовалось уравнение состояния Ми-Грюнайзена, параметры которого определены на основе данных [16]. Для учета влияния упруго-пластических свойств в ударнике и экране применялись используемые во ВНИИЭФ модели упруго-пластического деформирования.

Далее представлены основные результаты расчетного моделирования в сравнении с полученными в рамках настоящей работы экспериментальными данными.

На рисунке 10 представлены зависимости скорости границы раздела продукты взрыва – окно из фторида лития от времени, зарегистрированные с помощью лазерного интерферометра VISAR. Сравнение с результатами расчетов указывает на их согласованность с экспериментальными профилями скорости. На рисунке 11 приведены экспериментальные данные на адиабате расширения-торможения продуктов взрыва. Расчетная изэнтропа расширения продуктов взрыва удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные, в том числе при больших степенях расширения продуктов взрыва (в области низких давлений).

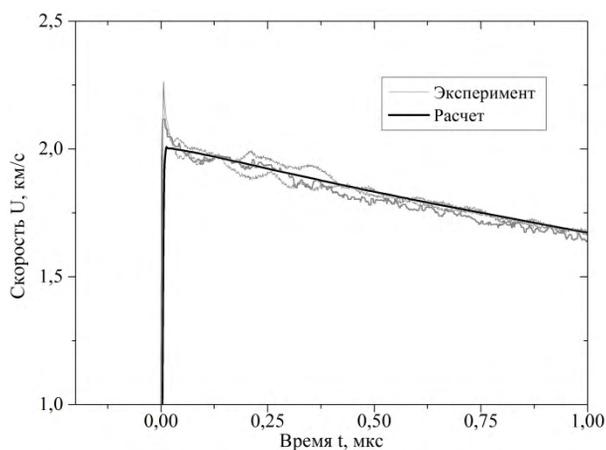


Рисунок 10. Экспериментальные зависимости скорости контактной границы продукты взрыва – фторид лития от времени в сравнении с результатами расчетного моделирования

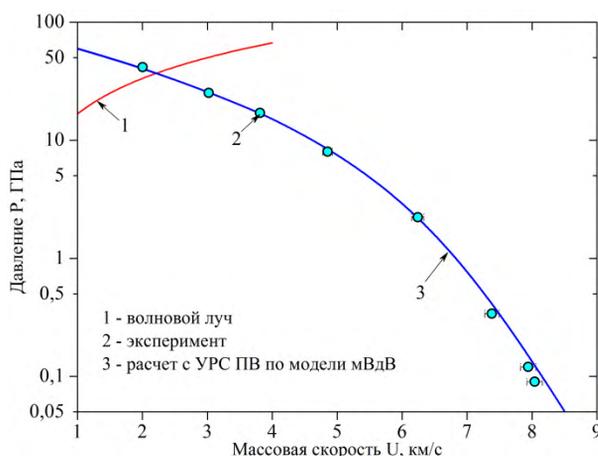


Рисунок 11. Зависимость давления от массовой скорости на опорной изэнтропе продукты взрыва

На рисунке 12 для иллюстрации представлены результаты моделирования одного из экспериментов по исследованию ударно-волнового сжатия пересжатых продуктов взрыва. Представленные результаты демонстрируют согласованность расчетов и экспериментальных профилей скоростей ударника и границы раздела продукты взрыва – окно. На рисунке 13 представлена зависимость давления от плотности на ударной адиабате пересжатых продуктов взрыва. Расчетная зависимость находится в согласии с результатами экспериментов.

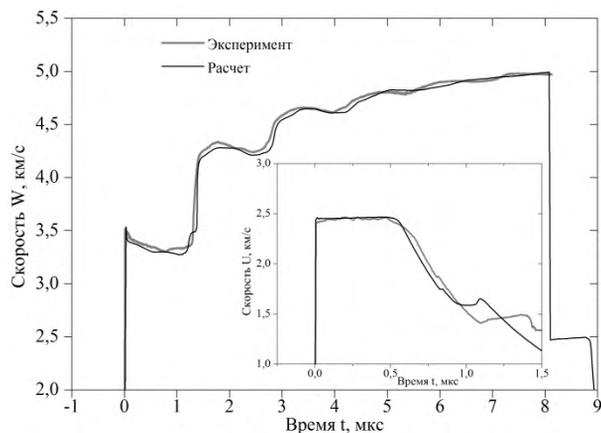


Рисунок 12. Результаты моделирования экспериментов по исследованию ударно-волнового сжатия продуктов взрыва

Заключение. В результате проведенных исследований получена экспериментальная информация о параметрах состояний на ударной адиабате и адиабате расширения продуктов взрыва пластифицированного октогена в диапазоне давлений от 0 до 50 ГПа.

В экспериментах по исследованию адиабатического расширения ПВ с привлечением многоканального комплекса микроволновой диагностики получена информация о параметрах состояний в области давлений ниже 30 ГПа. Непрерывные профили скорости границы раздела ПВ-окно получены с помощью лазерного интерферометра VISAR. В экспериментах по исследованию пересжатых детонационных волн получена информация о параметрах состояния на ударной адиабате в диапазоне давлений от значения давления в точке Чепмена-Жуге до 50 ГПа.

Полученные в работе экспериментальные данные использованы для тестирования уравнения состояния на основе модели мВдВ (А.Б. Медведев, А.В. Скобеев) [9]. Результаты одномерного моделирования с использованием УРС ПВ на основе модифицированной модели Ван-дер-Ваальса находятся в согласии с экспериментальными данными в широкой области давлений от 0 до 50 ГПа.

Список литературы

1. Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. УФН, 1965, т.85, № 2, стр. 179
2. Евстигнеев А.А., Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н. Изэнтропическое расширение и уравнение состояния продуктов взрыва тротила // ФГВ, 1976, № 5, с. 758-763
3. Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Телегин Г.С. Изэнтропы расширения продуктов взрыва конденсированных ВВ // ПМТФ, 1969, № 4, с. 127-132
4. Skidmore I.C., Hart S. The equation of state of detonation products behind overdriven detonation waves in Composition B / Proceedings of Fourth Symposium (International) on Detonation – 1965, White Oak, Maryland, 1965, pp. 47-51
5. Kineke J.H., West C.E. Shocked state of four overdriven explosives / Proceedings of Fifth Symposium (International) on Detonation – 1970, Pasadena, CA, 1970, pp. 533-543
6. Альтшулер Л.В., Зубарев В.Н., Телегин Г.С. Пересжатые детонационные волны в конденсированных ВВ // ФГВ, 1974, № 5, с. 728
7. Green L.G., Lee E.I., Holmes N.C. Shock measurements on explosives in the supra-compressive region / International Symposium on Pyrotechnics and Explosives, Beijing, China, 1987

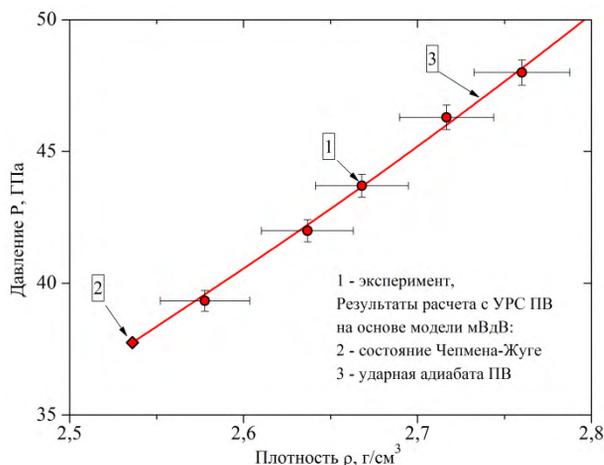


Рисунок 13. Зависимость давления от плотности на ударной адиабате продуктов взрыва

8. Tang P.K., Anderson W.W., Fritz J.N. et al. A study of the overdriven behaviors of PBX-9501 and PBX-9502 / Proceedings of the Eleventh Symposium (International) on Detonation – 1998, Snowmass, Colorado, 1998, pp. 1058-1064
9. Копышев В.П., Медведев А.Б., Скобеев А.В. Расчет детонационных характеристик конденсированных взрывчатых веществ с применением модифицированной модели Ван-дер-Ваальса \ 65 лет ВНИИЭФ. Физика высоких плотностей энергии: Научное издание. – В 2-х выпусках. Выпуск 2. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011. – 444 с.
10. Gustavsen R.L., Sheffield S.A., Alcon R.R. Progress in measuring detonation wave profiles in PBX9501 // Proceedings of XI Symposium on Detonation, Snowmass, USA, 1998
11. Fedorov A.V. et al. Detonation front in homogenous and heterogeneous HE// Proceedings of APS Conference “Shock Compression of Condensed Matter”, Snowbird, USA, 1999, pp.801-804
12. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов / Под ред. доктора техн. наук А.Л. Михайлова. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015. – 322 с.
13. Vorthman J.E., Hixson R.S., Anderson W.W., Fritz J.N., Shaw M.S. Release isentropes in overdriven PBX-9501 / Proceedings of Shock Compression of Condensed Matter – 2009, Melville, New York, 2009, pp. 223-226
14. Fritz J. N., Hixson R. S., Shaw M. S., Morris C. E., McQueen R. G. Overdriven-detonation and sound-speed measurements in PBX-9501 and the “thermodynamic” Chapman-Jouguet pressure // J. Appl. Phys., v. 80, N 11, 1996, pp. 6129-6141
15. Hixson R. S., Shaw M. S., Fritz J. N., Vorthman J. E., Anderson W. W. Release isentropes of overdriven plastic-bonded explosive PBX-9501 // J. Appl. Phys., v. 88, N 11, 2000, pp. 6287-6293
16. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Под ред. Р.Ф. Трунина. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006, 531 с.
17. Гаврилов Н.Ф., Иванова Г.Г., Селин В.И., Софронов В.Н. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одно-мерном комплексе. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1982. Вып. 3/11. С.11-14
18. Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Телегин Г.С. Изэнтропы расширения продуктов взрыва конденсированных ВВ. // ПМТФ, 1969, № 4, с. 127-132

КОНСТАНТЫ РАДИОЛИЗА ПЛАСТИФИЦИРОВАННЫХ ОКТОГЕНА И ТАТБ ПРИ НЕЙТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

*А.М. Злобин, Т.Е. Кирсанова, Д.А. Кащеев, С.Э. Гребенникова, Ю.В. Шейков,
С.А. Вахмистров, Н.Я. Сысоев, А.А. Девяткин, А.М. Пичугин, К.В. Лизунов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Экспериментальные данные, связанные с образованием газообразных продуктов разложения и их выделением из образцов ВВ после воздействия различных видов ионизирующих излучений (ИИ), представляют большой практический интерес. Газообразные продукты, возникающие в объеме конденсированных ВВ при их термическом и радиационном разложении, могут оказывать существенное влияние на механические, термодинамические и газодинамические характеристики ВВ [1] – [4]. В результате образования газов увеличивается внутреннее давление, образуются поры, уменьшается плотность (увеличивается объем), изменяются физико-химические характеристики

ВВ, снижается скорость детонации и т.д. Изучение газовой фазы дает важную информацию о кинетических процессах в ВВ, вызываемых ионизирующими излучениями.

В [4] были представлены результаты анализа экспериментальных исследований выхода газообразных продуктов разложения из облученных образцов октогена и ТАТБ, проведенных с использованием манометрического метода на базе измерительно-вычислительного комплекса «Вулкан-2000». Эксперименты по облучению нейтронами образцов ВВ выполнялись при четырех последовательных статических пусках реактора БИГР, обеспечивших суммарную поглощенную дозу 0,84 Мрад. На основании анализа кинетических кривых выделения газообразных продуктов разложения была получена информация о константе скорости реакции и энергии активации термического разложения, константе радиационного разложения (радиолиза) ВВ, временах выхода продуктов газовой фазы и др.

В настоящей работе представлены результаты анализа экспериментальных данных для необлученных и облученных образцов из пластифицированных октогена и ТАТБ. Получены оценки констант радиационного разложения k_r , а также характерных времен выхода газообразных продуктов разложения. Показано, что у пластифицированного октогена константа радиолиза примерно на 20 % ниже измеренной ранее для октогена [4], а время выхода продуктов разложения больше, что может быть объяснено присутствием в пластифицированном октогене связующего. Согласно сделанным оценкам, константа радиолиза у прессованных образцов из пластифицированного ТАТБ примерно в 1,6 раза больше, чем у одноименных образцов в виде гранул.

1 Экспериментальные данные для пластифицированных октогена и ТАТБ

Химическую стойкость ВВ определяли манометрическим методом с использованием измерительно-вычислительного комплекса «Вулкан-2000». Масса ВВ – 0,5 г. Время проведения опытов - 5 часов.

Химическую стойкость ВВ оценивали по константе скорости реакции и энергии активации термического разложения, рассчитанным по экспериментальным данным об изменении объема выделившихся газов в результате выдержки при повышенной температуре. Результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1. Кинетические параметры (энергия активации и константа скорости реакции) термического разложения пластифицированных октогена и ТАТБ

ВВ		Температура, °С	k_T, c^{-1}	E, кал/моль
Пластифицированный октоген	исходный	190	$2,1 \cdot 10^{-7}$	43100
	облученный		$2,4 \cdot 10^{-7}$	43000
Пластифицированный ТАТБ	исходный	225	$1,2 \cdot 10^{-7}$	46900
	облученный (гранулы)		$1,9 \cdot 10^{-7}$	46400
	облученный (прессованный образец)		$2,0 \cdot 10^{-7}$	46500

На рисунках 1 и 2 представлены результаты измерений объема выделившихся газов от времени выдержки необлученных и облученных образцов из пластифицированных октогена и ТАТБ.

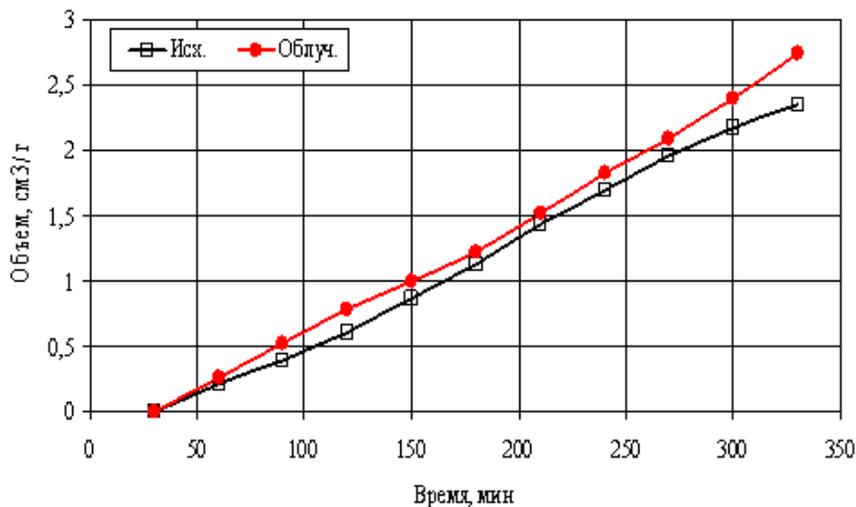


Рисунок 1. Зависимость объема выделившихся газов из образцов пластифицированного октогена от времени проведения эксперимента

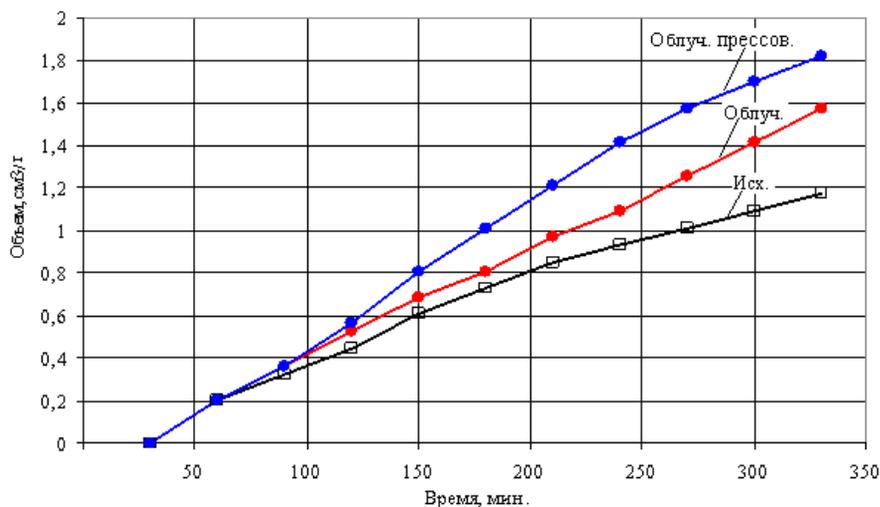


Рисунок 2. Зависимость объема выделившихся газов из образцов пластифицированного ТАТБ от времени проведения эксперимента

2 Результаты анализа экспериментальных данных для необлученных образцов из пластифицированных октогена и ТАТБ

Временная зависимость объема газов $V_T(t)$, вышедших из необлученного образца ВВ в процессе его выдержки, полученная из уравнения баланса (с учетом термического разложения и кинетики выхода) может быть представлена в следующем виде [4]:

$$V_T(t) = \frac{V_\infty}{1-\gamma_T} \left[1 - \gamma_T - \exp(-k_T t) + \gamma_T \exp\left(-\frac{t}{\tau_T}\right) \right] \quad (1.)$$

Здесь V_∞ - объем выделяющихся газообразных продуктов при полном термическом разложении ВВ; k_T - константа термического разложения ВВ при заданной температуре; τ_T - характерное время выхода газов за счёт термического разложения, зависящее, вообще говоря, от типов наполнителя и связующего, температуры, размеров зерна, дефектов и т.д.; параметр $\gamma_T \equiv k_T \tau_T$.

В условиях наших экспериментов (температура термостата $T = 190^\circ\text{C}$ и 225°C , времена выдержки образцов в термостате не превышают 330 мин.) выполнено неравенство $k_T t \ll 1$, и, зная экспериментальные значения объема вышедших газов из необлученных образцов $V_{T,\text{exp}}(t)$, для определения параметра τ_T выражение (1) приведём к следующему виду:

$$\tau_T \approx \frac{t - \xi k_T^{-1}}{1 - \xi - \exp(-\frac{t}{\tau_T})}, \quad \text{где } \xi = \frac{V_{T,\text{exp}}(t)}{V_\infty} \quad (2.)$$

При $\xi \ll 1$ и для достаточно больших времён выдержки из (2) следует удобное для оценки τ_T выражение:

$$\tau_T \approx t - \frac{\xi(t)}{60 \cdot k_T} \quad (\text{время в мин.}) \quad (3.)$$

Как показывают оценки с использованием экспериментальных значений $V_{T,\text{exp}}(t)$, соответствующих нижним кривым рисунков 1 и 2 в диапазоне времен выдержки образцов 100-250 мин., время выхода газов для пластифицированных октогена и ТАТБ составляет примерно $\tau_T \approx 30$ мин. Это значение в $\sim 1,5$ раза больше полученного ранее для необлученных образцов октогена и ТАТБ ($\tau_T \approx 20$ мин. [4]). Увеличение характерного времени выхода газов, обусловленных термическим разложением пластифицированных октогена и ТАТБ, может быть объяснено присутствием в таких образцах связующего.

Используя величины параметров k_T и τ_T , с помощью формулы (1) получаем расчетные значения объема вышедших газов $V_{T,\text{th}}(t)$ из необлученных образцов ВВ во всем диапазоне времени эксперимента. Сравнение экспериментальных $V_{T,\text{exp}}(t)$ и расчетных $V_{T,\text{th}}(t)$ значений объема газов для пластифицированного октогена при значениях параметров $k_T = 2,1 \cdot 10^{-7} \text{ c}^{-1}$, $\tau_T = 30$ мин. представлено на рисунке 3.

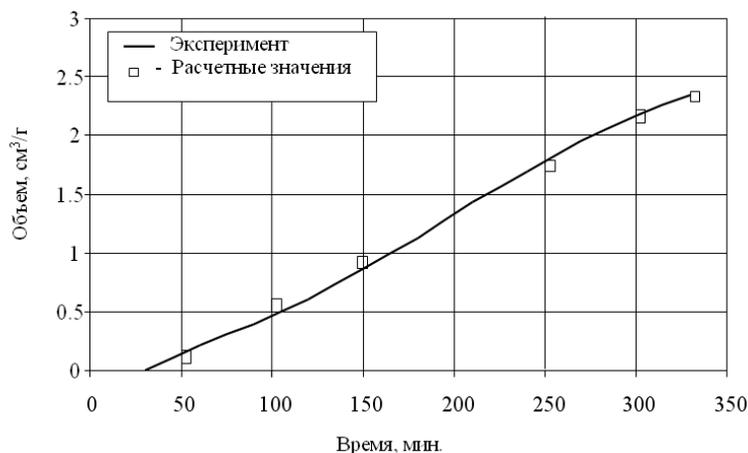


Рисунок 3. Расчетные и экспериментальные значения объема газов, выделившихся из образцов необлученного пластифицированного октогена

В диапазоне времен наблюдения (150-330) мин. для необлученного пластифицированного октогена расхождение расчетного и экспериментального значений не превосходит 9%. В области $t < 150$ мин. наблюдается большее расхождение, одной из возможных причин которого является

увеличение относительной ошибки измерений малых объемов выделившихся газов. Расхождение в интервале (50-100) мин. составляет 20-25 %.

Для пластифицированного ТАТБ при значениях параметров $k_T = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_T \approx 30$ мин. наблюдается примерно такое же расхождение расчетных и экспериментальных значений.

3 Оценка констант радиоллиза пластифицированных октогена и ТАТБ

Временная зависимость объема выделившегося из образца газа $\Delta V_D(t)$, образовавшегося при радиационном разложении ВВ при нейтронном воздействии, может быть записана в принятой модели в виде [4]:

$$\Delta V_D(t) = V_\infty (\eta_r \cdot k_r \cdot D - \delta_z) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right), \quad (4.)$$

где k_r - константа радиоллиза; D - поглощенная доза (рад/г); η_r - доля газообразных продуктов в продуктах радиационного разложения ВВ; δ_z - доля т.н. «заклиненных» газов при температуре выдержки; τ_r - время выхода газов, образовавшихся при радиоллизе, при температуре выдержки.

Оценку k_r можно сделать, используя экспериментальные данные, полученные при временах, больших по сравнению с τ_r , когда газы, образовавшиеся при радиоллизе, в основном вышли из облученного образца. Тогда, пренебрегая экспонентой в (4), приближенно получим:

$$k_r \approx \frac{\Delta V_{D,\text{exp}} + \delta_z \cdot V_\infty}{V_\infty \cdot \eta_r \cdot D}, \quad (5.)$$

где $\Delta V_{D,\text{exp}}$ - экспериментально измеренное значение объема выделившихся газов за счёт радиоллиза при временах выдержки $t > \tau_r$.

3.1 Константа радиоллиза пластифицированного октогена

Для пластифицированного октогена, полагая $D = 8,38 \cdot 10^5$ рад, $V_\infty = 620 \pm 10$ см³/г, $\Delta V_{D,\text{exp}}(t) = 0,43$ см³/г при максимальном времени выдержки $t = 330$ мин. (рисунок 1) получим: $k_r \approx \eta_r^{-1} \cdot 8,3 \cdot 10^{-10}$ рад⁻¹ (считая $\delta_z = 0$).

Приведенная величина k_r ниже полученной ранее для октогена на 20 % ($k_r \approx \eta_r^{-1} \cdot 1,04 \cdot 10^{-9}$ рад⁻¹ [4]) и при $\eta_r = 1$ примерно на 6 % превышает значение $k_r = 7,8 \cdot 10^{-10}$ рад⁻¹, известное из литературы (см., напр., [4]). Учет «заклиненных» газов, если их величина окажется существенной, может привести к возрастанию полученной оценки k_r .

По известной величине константы радиоллиза k_r , можно с помощью выражения (6) определить характерное время τ_r выхода газов, образованных при радиоллизе образцов из пластифицированного октогена, основываясь на экспериментальных значениях величины $\Delta V_{D,\text{exp}}(t)$, взятых из кривых, представленных на рисунке 1:

$$\tau_r = - \frac{t}{\ln \left[1 - \frac{\Delta V_D(t)}{V_\infty (\eta_r \cdot k_r \cdot D - \delta_z)} \right]} \quad (6.)$$

Согласно расчетам, усредненная оценка даёт $\tau_r \cong 220$ мин. Это значение почти вдвое больше, чем было получено ранее для октогена [4], что может быть объяснено присутствием в пластифицированном октогене связующего.

На рисунке 4 приведены данные расчета и экспериментальная зависимость объема $V_{D,T\text{exp}}(t)$ (верхняя кривая на рисунке 1) выделившихся газов от времени выдержки из образцов облученного пластифицированного октогена.

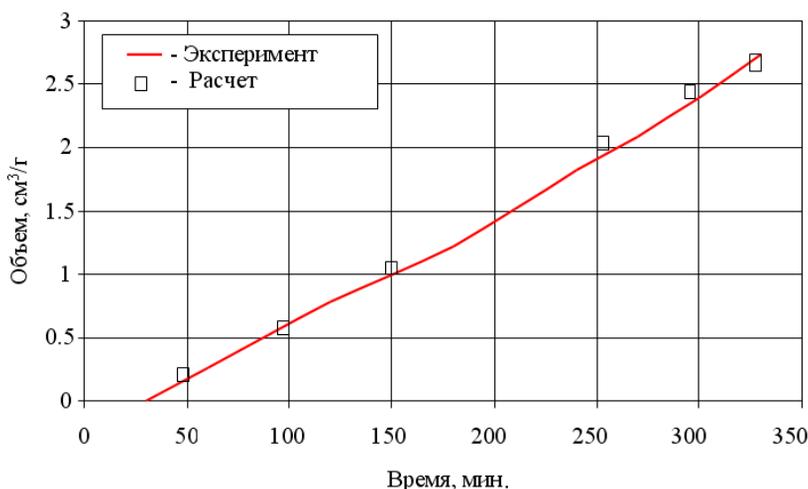


Рисунок 4. Расчетные и экспериментальные значения объема газов, выделившихся из образцов облученного пластифицированного октогена

3.2 Константа радиолиза пластифицированного ТАТБ

Оценку константы радиолиза для образцов из пластифицированного ТАТБ в виде гранул k_r^{gr} можно получить из (5), полагая $V_\infty = 560$ см³/г, $D = 8,38 \cdot 10^5$ рад, $\Delta V_{D,\text{exp}}^{gr} = 0,4$ см³/г при максимальном времени выдержки $t = 330$ мин. (в соответствии со средней кривой на рисунке 2) и считая для простоты $\delta_z = 0$:

$$k_r^{gr} \approx \frac{0.4}{\eta_r \cdot 560 \cdot 8,38 \cdot 10^5} \approx \eta_r^{-1} \cdot 8,5 \cdot 10^{-10} \text{ рад}^{-1} \quad (7.)$$

Эта оценка примерно на 11 % ниже величины, полученной ранее для ТАТБ ($k_r \approx \eta_r^{-1} 0,96 \cdot 10^{-9}$ рад⁻¹ [4]), что можно объяснить присутствием в этих образцах пластифицированного ТАТБ связующего.

Аналогично, используя экспериментальные данные для облученных прессованных образцов из пластифицированного ТАТБ, полагая в соответствии с верхней кривой на рисунке 2 $\Delta V_{D,\text{exp}}^p(330) \cong 0,64$ см³/г при $t = 330$ мин. для константы радиолиза прессованных образцов k_r^p получим оценку:

$$k_r^p \approx \frac{0.64}{\eta_r \cdot 560 \cdot 8,38 \cdot 10^5} \approx \eta_r^{-1} \cdot 1,36 \cdot 10^{-9} \text{ рад}^{-1} \quad (8.)$$

Таким образом, согласно проведённым оценкам, значения константы радиолиза для гранулированных и прессованных образцов из пластифицированного ТАТБ лежат в диапазоне $\eta_r^{-1}(0,85-1,36) \cdot 10^{-9}$ рад⁻¹, что соответствует разбросу значений примерно 1,6.

Как показал анализ экспериментальных данных для облученных образцов из пластифицированного ТАТБ с использованием рассматриваемой модели, выход образовавшихся при радиолизе газов можно объяснить некоторой задержкой с характерным временем t_0 , т.е. вместо (4) имеет место зависимость вида:

$$\Delta V_D(t, t_0) = V_\infty \cdot k_r \cdot D \left(1 - \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_r}\right) \right) \quad (9.)$$

Для гранулированных образцов из пластифицированного ТАТБ сделанные на основе экспериментов оценки для времени выхода и времени задержки дают, соответственно, $\tau_r^{gr} \approx 130$ мин, $t_0^{gr} \approx 80$ мин. На рисунке 5 приведено сравнение экспериментальной зависимости объема выделившихся газов для облученных гранулированных образцов из пластифицированного ТАТБ $V_{D,T \text{ exp}}^{gr}(t)$ с расчетом при использовании полученных значений параметров.

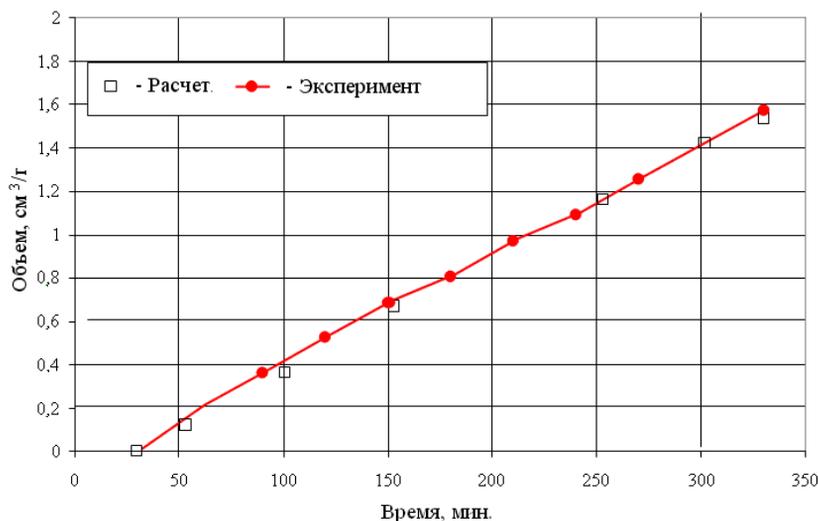


Рисунок 5. Расчетные и экспериментальные значения объема газов, выделившихся из образцов гранулированного облучённого пластифицированного ТАТБ

Исходя из экспериментальных значений для прессованных образцов из пластифицированного ТАТБ, выполнены оценки для времени выхода и времени задержки образовавшихся в результате радиолиза газов, которые дают, соответственно, $\tau_r^p \approx 70$ мин, $t_0^p \approx 90$ мин.

На рисунке 6 представлено сравнение экспериментальной зависимости объема выделившихся газов для облученных прессованных образцов из пластифицированного ТАТБ (верхняя кривая рисунок 2) с расчетом при использовании полученных значений параметров.

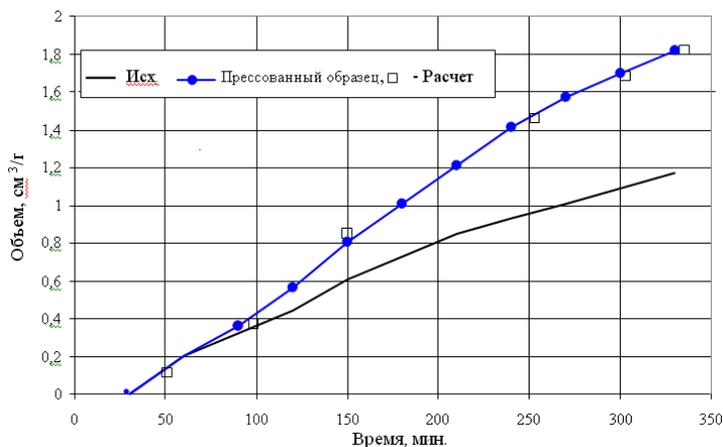


Рисунок 6. Сравнение расчета с экспериментальной зависимостью объема газов $V_{D,T}^p(t)$, выделившихся из облученных прессованных образцов пластифицированного ТАТБ

Список литературы

1. С.М. Рябых. Закономерности образования и накопления радиолитического азота, удерживаемого кристаллической решеткой азидов тяжелых металлов. // Химическая физика, 1990, том 9, №2, с.191.
2. В.Н. Герман, Н.В. Завьялов, А.М. Злобин, Т.Е. Кирсанова, Т.Г. Кирьянова, Е.С. Козлова, Л.Е. Корнилова, С.А. Новиков, Ю.П. Орликов, А.П. Погорелов, В.А. Сеницин, А.К. Фисенко, Л.В. Фомичева, Ю.А. Хохлов. Исследование воздействия импульсного электронного облучения на взрывчатый состав на основе октогена. // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика, 1992, вып.3, с.19-23.
3. В.Н. Герман, Н.В. Завьялов, А.М. Злобин, Т.Е. Кирсанова, Т.Г. Кирьянова, Е.С. Козлова, Л.Е. Корнилова, С.А. Новиков, Ю.П. Орликов, А.П. Погорелов, В.А. Сеницин, А.К. Фисенко, Л.В. Фомичева, Ю.А. Хохлов. Воздействие электронного облучения на взрывчатое вещество ТАТБ. // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика, 1995, вып.3/1, с. 49-53.
4. А.М. Злобин, Т.Е. Кирсанова, Д.А. Кащеев, С.Э. Гребенникова, Ю.В. Шейков, С.А. Вахмистров, Н.Я. Сысоев, А.А. Девяткин, А.М. Пичугин, К.В. Лизунов. Оценка констант радиолита октогена и ТАТБ при нейтронном облучении // Труды международной конференции (XIX Харитоновские тематические научные чтения, 17-21 апреля, 2017г). Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2017, с. 171-178.

PROPAGATION OF REACTIVE CRACKS IN PRESSED HMX-BASED PBX AND REACTION VIOLENCE OF EXPLOSIVE SYSTEM IN THICK WALL CONFINEMENT

Hu Haibo¹, Guo Yingwen¹, Li Tao¹, Fu Hua¹, Shang Hailin¹, Wen Shanggang², Qiu Tian², Yu Hong³

¹Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research,
Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang, Sichuan, China, 621900

²Institute of Chemical Materials, CAEP, Mianyang, Sichuan, China, 621900

³Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing, 100089

Abstract: High temperature gaseous products of conductive reaction on explosive surface can penetrate into preformed crack inside explosive bulk under high pressure to form so-called convective reaction which behaviors as rapid transportation of hot gaseous products along crack and the initiation of

local conductive reaction on the preformed crack surface with a time delay for thermal induction. The high rising gaseous products pressure of the convective reaction in turn will create cracks inside the continuum explosive bulk to form new channels for convective reaction and more reaction surface for combustion. The propagation of such kind of reactive cracks inside a confined $\Phi 110\text{mm}$ spherical explosive of one pressed HMX-based PBX with non-shock initiation on center point was recorded and evaluated with the total reaction violence growth behavior characterized by reaction pressure and confinement wall velocity profile. The early stage evolution of crack inside explosive sphere is invisible (Stage I) and the crack system after the crack break through to the spherical surface (Stage II) shows a 4 fold symmetric crack pattern which is deduced to be related with outer layer confinement conjunction manner. The violence evolution experienced a sustaining low pressure growing rate stage which lasted about $100\mu\text{s}$ before the confinement movement stage and a rapid burst during the confinement wall movement stage (Stage III) in about $10\mu\text{s}$ up to over GPa which leading to a typical explosion outcome with 20%-30% air blast over pressure level relative to detonation event. The velocity of 20mm steel wall has reached 500m/s at the moment of confinement wall rupture (the beginning of Stage IV).

Introduction

The dynamic reaction behavior of explosive system with heavy confinement caused by non-shock initiation reaction might be quite different when reaction front penetrates into slot between explosive parts or cracks in explosive bulk [1, 2, 3, 4, 5]. Because of the choking of reaction products inside explosive cracks, pressurization would become the dominating factor of reaction violence growth while more reaction surface is being created by uneven high reaction pressure inside the cracks of brittle explosive bulk. In comparison the classic 1-D DDT tube, a spherical explosive system with central ignition is specially designed to explore the evolution of non shock initiation reaction in cracks inside explosive [6].

Experimental setup

The basic experimental setup is shown in Fig.1. A $\Phi 110\text{mm}$ pressed PBX sphere with a lead to electric igniter and 1g black powder package is mounted inside 20mm heavy confinement of steel with PMMA window. The second experimental setup is designed for stronger confinement without window for optical observation as shown in Fig.2. Multi PDV, pressure gauges, air blast overpressure gauges and high speed camera are used to diagnose the deformation of confinement structure, the pressure inside confinement and air blast overpressure and the explosive crack system evolution process.

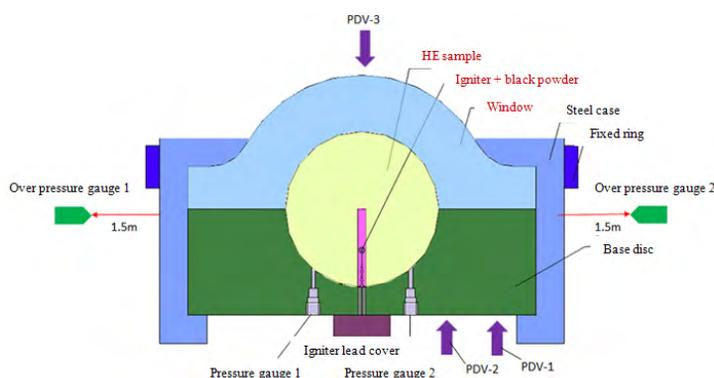


Figure 1. Confinement with optical window and diagnostic arrangement

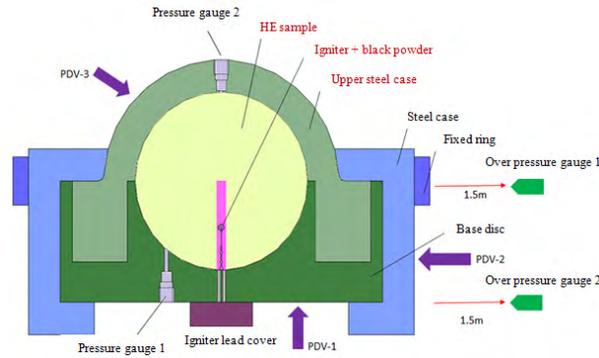


Figure 2. Full steel confinement without optical window and diagnostic arrangement

Experimental results

The full evolution process of reactive crack system after central point ignition was recorded in experiment with PMMA window as shown in Fig.3.

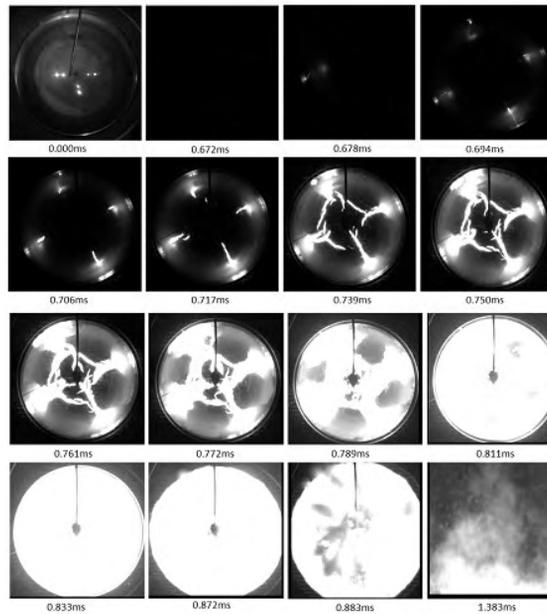


Figure 3. The full evolution process of reactive crack system in experiment with PMMA window

The time sequence of the high speed camera images was defined as the time after the igniter action ($\sim 600\mu\text{s}$ after electric pulse), e.g. the beginning moment of black powder ignition.

There are several evolution stages that can be defined from these images. Stage I -the early stage evolution of crack inside explosive bulk before the cracks are visible on surface. Stage II -the crack system evolution after the crack breaking through to surface with 4 fold symmetric crack pattern. Stage III -the mild violence evolution after the flame covered the surface with a sustaining low growing rate $\sim 100\mu\text{s}$ under the yield strength of confinement, in this case the yield strength of PMMA window before the confinement movement stage and a rapid burst during the confinement wall movement stage in about $10\mu\text{s}$ up to over GPa. Stage IV -the deformation and rupture of confinement after the equivalent reaction pressure is high enough to drive the case to move to the final rupture of confinement.

The detailed evolution of 4 fold symmetric crack pattern is shown in Fig.4. The formation and evolution of such a crack mode is deduced to be related with outer layer confinement configuration.

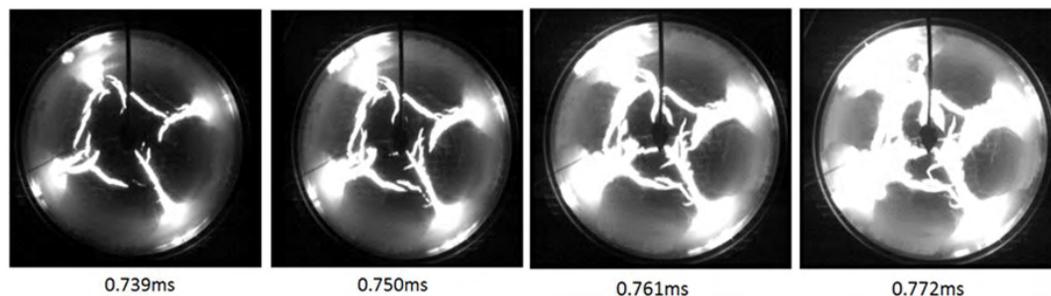


Figure 4. The crack propagation at the early half of Stage II (20mm steel wall with PMMA window)

The deformation velocity of confinement structure and the pressure measured inside confinement case is presented in Fig.5 with the corresponding label in comparison with visual images. The PMMA window (PDV3) was pushed to move around $0.7\mu\text{s}$ early than the steel structure (PDV1&PDV2) because of the lower strength of the PMMA window. The emergence of cracks on explosive surface is almost in the same time. This indicates the stress level caused by the reaction inside explosive cracks and has been balanced with confinement structure. The pressure gauge mounted on basic disc recorded the rapid growth of gaseous pressure up to GPa level in a short duration of $10\mu\text{s}$ which corresponds the pressure burst moment before $0.85\mu\text{s}$ (Stage III).

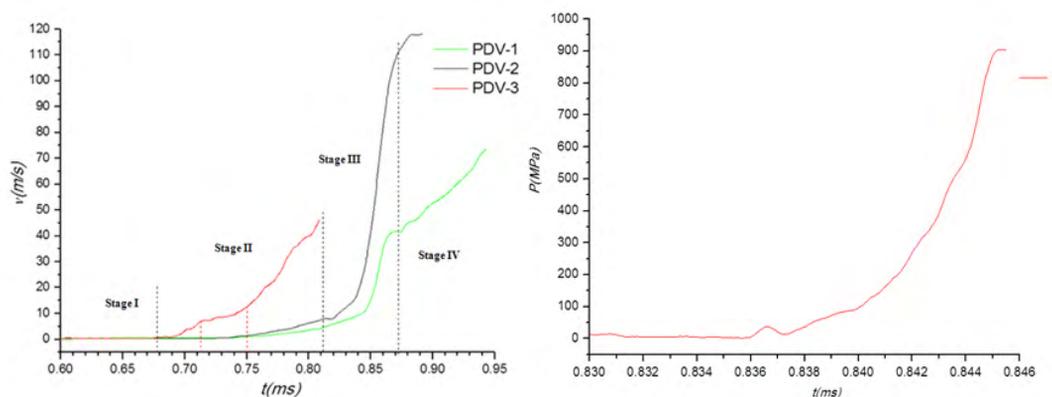


Figure 5. The pressure inside confinement and velocity profiles in experiment without window

In the second experiment without window, the pressure gauges recorded more details of early stage reaction evolution. The pressure and velocity histories showed a sustaining low pressure $<200\text{MPa}$ with growing period about $100\mu\text{s}$ and a rapid reaction burst event inside confinement. In the end of Stage IV pressure has grown over GPa and the velocity of thick steel wall has been accelerated to 500m/s rapidly during $20\mu\text{s}$ - $40\mu\text{s}$. The velocity profile recorded by probe PDV3 reflected the equivalent pressure inside confinement more directly than the signals from gaseous pressure gauges.

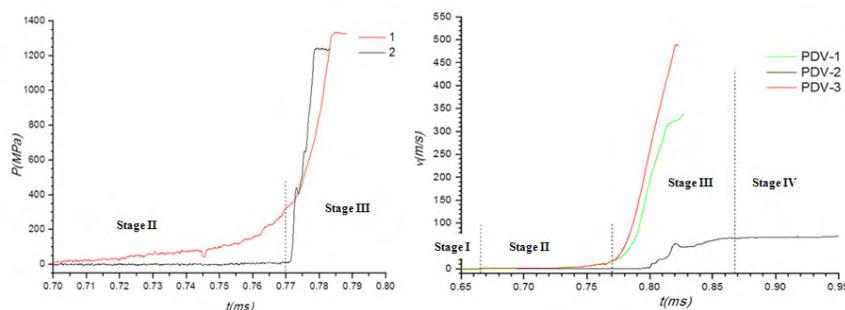


Figure 6. The velocity profiles and pressure inside confinement without window

The recovery fragments of the full steel confinement parts are presented in Fig.7.

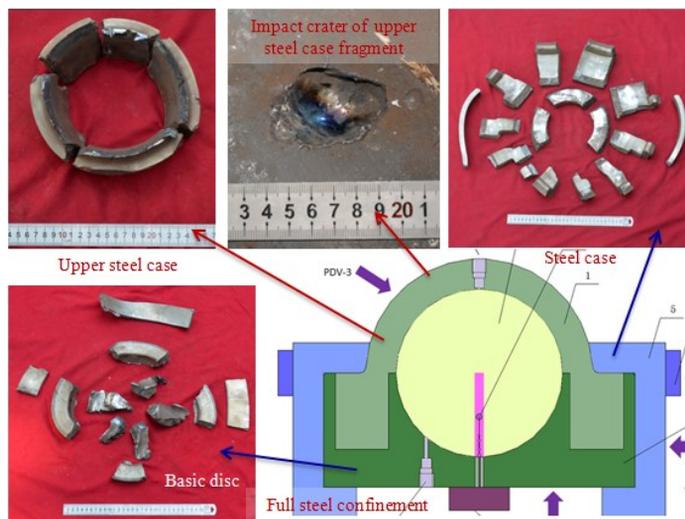


Figure 7. The recovery fragments of the full steel confinement in second experiment

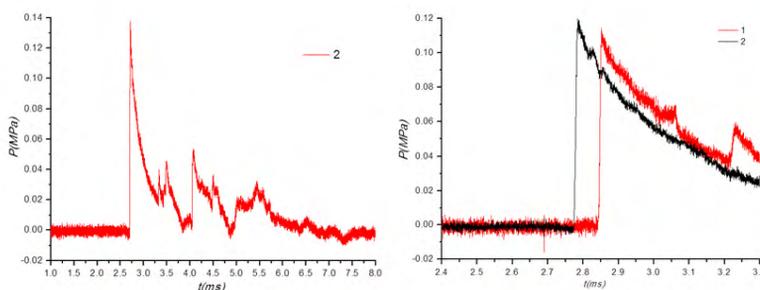


Figure 8. The air blast overpressure measured in the experiment with and without window

Discussion

The focus of these experiments is the evolution of cracks driven by the reaction products pressure inside explosive bulk. The first trigger is given by the artificial non-shock initiation with the help of electric igniter and 1g black powder which is going to produce ~ 100 MPa in the center after ignition [7].

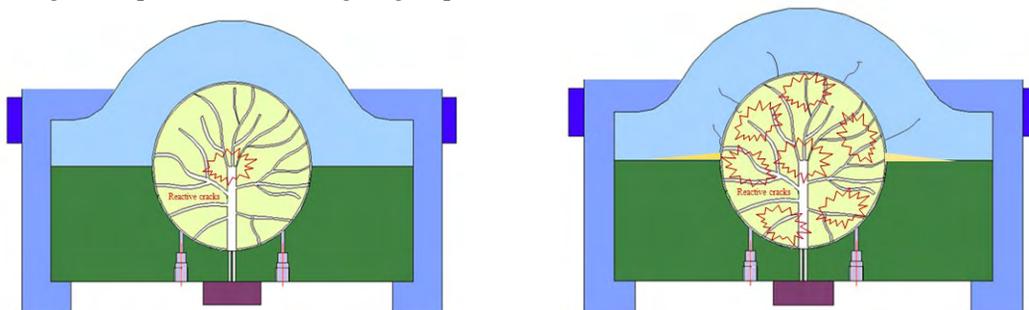


Figure 8. The early and late stage evolution of reactive cracks inside explosive bulk under confinement

The combustion of 1g black powder in the given confinement condition is evaluated as $600\mu\text{s}$ during which the cracks might be initiated around the end of ignition lead channel. The influence of confinement on initial crack formation is needed to be evaluated because the stress field in the central part could be balanced if the crack were not formed promptly and the damage and fracture behavior of explosive might be influenced strongly by confinement hoop stress.

The cracks emerged on surface after the combustion of black powder had finished. The gaseous products of the ignition system might play the dominating role in the early stage crack formation and propagation because that the burning of crack surfaces has a induction time for heating up by the

temperature of reaction products of ignition system and reacted explosive. The crack propagation is not necessary driven by the gaseous products of explosive and the newly formed crack surfaces are still to be ignited. For the new formed crack surface, the ignition delay after connective mass has reached might be tens of μs or even more than hundreds of μs [5, 8]. What we see on the high speed camera images as the spreading of flame does not mean ignition of the crack surface, it might be only the hot gaseous products that penetrated into the crack [8]. The final rapid burst of reaction violence comes somehow later after the flame had covered the outside surface for some time.

In the central ignition reaction evolution process, the most sensitive factor in violence growth is the speed of reaction surface increase [9, 10]. The final burst of reaction violence in tens of μs in these central ignition experiments indicates the difference of violence growing mode in comparison with the classic DDT tube with the same PBX. There might be a catastrophic fragmentation process happened inside the bulk some time before the final burst so as to attract enough crack surface into the final moment reaction. When the crack or fragmentation process is absent, as in the classic thick wall DDT tube experiment, the final stage reaction shows a more stable pressure ($\sim\text{GPa}$ level) long duration ($\sim 200\mu\text{s}$) reaction character before the tube rupture [11].

The heavy confinement created the condition for the growth of reaction violence into a HEVR reaction, especially because of the fragmentation of explosive bulk driven by the reactive cracks, but the rapid failure of the confinement under GPa level inner pressure limited the growth of final stage violent reaction and the total mass consumed in such reaction is only $\sim 20\%$ TNT equivalent in comparison with detonation event in both experiments [6, 7]. The classic DDT concept [12] is not necessary to be considered as dominating mechanism for non-shock initiation reaction of pressed PBX in heavy confinement even in the late stage violent reaction evolution before confinement rupture.

Acknowledgments

This work is supported by the Science and Technology Foundation of CAEP under Grant No.2014A0201008.

References

1. Jackson, S. I., "Deflagration Phenomena in Energetic Materials: An Overview " in *Non-Shock Initiation of Explosives*, Shock Wave Science and Technology Reference Library, edited by B. W. Asay, pp. 245-292, Vol. 5, Springer-Verlag, 2010.
2. Jackson, S. I., Hill, L. G., Berghout, H. L., Son, S. F. and Asay, B. W., "Runaway Reaction in a Solid Explosive Containing a Single Crack" *Proceedings of the International Detonation Symposium*, pp. 646-655, 2006.
3. L. A. Andreevskikh, S. A. Vakhmistrov, D. A. Pronin, E. V. Khaldeev, and Yu. V. Sheiko, *Convective Combustion in the Slot of an Explosive Charge*, *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2015, Vol. 51, No. 6, pp. 659–663
4. N.D.Manachinsky, S.V.Tsykin, L.V.Fomicheva et al. *Proceedings of the 12th Symposium on Combustion and Detonation*. Chernogolovka, September 11-15, 2000. Part I. pp. 106-108.
5. N.D. Manachinsky, S.V. Tsykin, *Study of Crack Formation Mechanism in Laminar Burning of HE Parts and Conditions of Convective Burning Appearance in them*, 2002
6. Guo Yingwen, *Experimental Study on Mechanism Dominating the Reaction Violence Evolution for Pressed PBX*, Thesis of Master Degree, China Academy of Engineering Physics, 2017.
7. Haibo HU, Yingwen GUO, Tao LI, *Reactive Behavior of Explosive Billets in Deflagration Tube of Varied Confinements*, *AIP Conference Proceedings*, SCCM2017, 2017
8. Hailin Shang, Jie Yang, Tao Li, Hua Fu, Haibo Hu, *Convective Burning in Confined Explosive Cracks of HMX-Based PBX under Non-Shock Initiation*, *16th International Detonation Symposium*, 2018

9. Holmes, Matthew David, Parker, Gary Robert Jr., Heatwole, Eric Mann etc., Center-Ignited Spherical-Mass Explosion (CISME); FY 2018 Report, LA-UR-18-29651
10. Holmes, Matthew David, Parker, Gary Robert Jr., Broilo, Robert M., Heatwole, Eric Mann, Fracture Effects on Explosive Response (FEER); FY2018 Report, LA-UR-18-29694
11. Hu Haibo, Li Tao, Wen Shanggang, Qiu Tian, Fu Hua, Shang Hailin, Experimental Study on the Reaction Evolution of Pressed Explosives in Long Thick Wall Cylinder Confinement, International conference XXI Khariton's topical scientific readings, Russia, 2019
12. Macek, A.: Transition from deflagration to detonation in cast explosives. J. Chem. Phys. 31(1), 162–167 (1959)

О ДЕТОНАЦИИ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ ТЭНА С ГИДРОКАРБОНАТОМ НАТРИЯ

И.А. Спири́н, Д.А. Прони́н, А.А. Седов, Е.С. Митин, О.В. Шевлягин, С.А. Вахмистров

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

К настоящему времени в ИФВ «РФЯЦ-ВНИИЭФ» разработано смесевое взрывчатое вещество (ВВ), в которых используются высокодисперсный тэн (ВДТ), и инертная добавка, гидрокарбонат натрия (NaHCO_3) в массовом соотношении 35 %/ 65 % соответственно (ВДТС 35/65) [1], [2]. Это ВВ обладает уникальным свойством: при наличии большого количества инертной добавки детонировать с малой скоростью $D \approx 2$ км/с ($\rho \approx 0,7$ г/см³) в слое толщиной ≈ 2 мм, что по нашим представлениям может не укладываться в рамки классической модели детонации Зельдовича-Неймана-Деринга, согласно которой передача детонации от слоя к слою ВВ обусловлена распространением ударной волны.

Для малоплотных ВВ широкое распространение получили представления о том, что разложение ВВ инициируется на поверхности частиц горячими продуктами реакции и нагретым при сжатии воздухом, заполняющими поры. Такой механизм был качественно описан и назван А.Я. Апиным «взрывным горением» или «струйно-пробойным» [3].

Выяснение механизма детонации малоплотных смесевых ВВ ВДТ/ NaHCO_3 , представляет актуальную научную и научно-практическую задачу, поскольку назначения их в настоящее время – использование для прецизионной сварки взрывом тонких (≤ 2 мм) слоев металлов.

В литературе известно существование квазистационарных низкоскоростных режимов детонации (НСД) в индивидуальных бризантных ВВ насыпной плотности [4]. В таких системах, на поддержку НСД тратится малая часть химической энергии ВВ (до 20%), - остальное ВВ «инертно», и в зависимости от физико-химических свойств может существовать два механизма передачи детонации от слоя к слою: газовой фазой (концепция взрывного горения), твердой фазой (ударно-волновое сжатие).

По сути исследуемые нами смеси ВДТ/ NaHCO_3 являются низкоскоростными. С тем отличием, что окружение ВВ является действительно инертным, что делает возникающие режимы детонации более устойчивыми, чем в индивидуальных ВВ.

В работах [5], [6], посвященных исследованию детонации сильноразбавленных ВВ, обнаружены режимы детонации, распространяющиеся посредством ударно-волнового сжатия, в профилях которых, в большинстве случаев регистрировали химпик.

Отметим, что в работе [7] при исследовании взрывчатого состава тэн/SiC, получены данные, указывающие на возможность существования различных режимов детонации смеси в зависимости от содержания добавки. При малом содержании ВВ (до 15 %), частицы добавки контактируют

между собой и защищают ВВ от воздействия УВ; детонация передается конвективно, струями ПВ. При большем содержании ВВ процесс ведется ударной волной.

В данной работе с помощью радиоинтерферометрического (РИФ) [8] и электронно-оптического (НАНОГЕЙТ-22) методов исследована детонация взрывчатых смесей тэна с гидрокарбонатом натрия (пищевой содой) с массовой долей последнего от 0 % до 90 %.

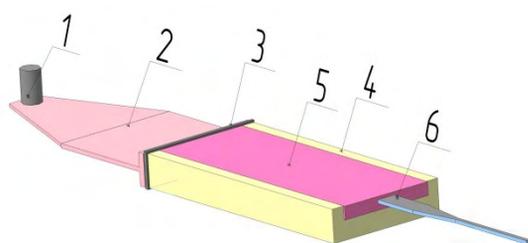
Влияние массовой доли NaHCO_3 в смеси с ВДТ на критические условия распространения детонации

Так как критическая толщина (критический диаметр) детонации ВВ является детонационным параметром, отражающим физико-химические процессы, происходящие во фронте детонационной волны, то по особенностям на зависимости критической толщины от количества инертной добавки можно судить о смене одного механизма детонации к другому.

Постановка экспериментов

Объектом исследований являлись взрывчатые смеси ВДТ (удельная поверхность ($S_{уд}$, $\text{см}^2/\text{г}$) $\approx 4500 \text{ см}^2/\text{г}$) с различной массовой долей добавки NaHCO_3 (α , %) ($S_{уд} \approx 660 \text{ см}^2/\text{г}$).

Схема экспериментальных сборок представлена на рисунке 1.



- 1 – электродетонатор (ЭД);
- 2 – пластина ВВ на основе тэна (ПВВ);
- 3 – алюминиевая фольга;
- 4 – планка из пенопласта;
- 5 – исследуемое ВВ;
- 6 – плоский облучатель радиоинтерферометра

Рисунок 1. Схема экспериментальных сборок

ВВ насыпной плотности размещали в планки из пенопласта (поз. 4) с полостью шириной 30 мм, длиной 80 мм. Толщина стенок планки - 4 мм. Высота насыпаемого в планку ВВ (H , мм) варьировалась. При таком размещении плотность ВВ в рамках погрешности ($0,02 \text{ г}/\text{см}^3$) совпадала с насыпной ($\rho_{насып}$, $\text{г}/\text{см}^3$).

Инициирование исследуемого ВВ (поз. 5) осуществляли путем подвода детонации пластиной ВВ на основе тэна $30 \times 2 \times 50$ мм (поз. 2). Алюминиевая фольга (поз. 3) выполняла роль экранировки исследуемого процесса от детонации ПВВ при регистрации радиоинтерферометром.

С помощью радиоинтерферометра ПРИ-03 (длина волны 3,2 мм) регистрировали интерферограммы движения ДВ в исследуемом ВВ, при обработке которых получали х-t диаграммы движения ДВ. По динамике движения ДВ определяли характер процесса (затухающий или нет). Наименьшую высоту слоя, при котором в ВВ возникала детонация с постоянной скоростью, считали критической ($H_{кр}$, мм), соответствующую ей скорость детонации – критической ($D_{кр}$, м/с). Дальнейшее уменьшение высоты слоя приводило к затуханию ДВ.

Скорость детонации определяли путем аппроксимации х-t диаграммы линейной функцией. Тангенс угла наклона аппроксимирующей прямой равен значению средней скорости детонации. Относительная погрешность измерения средней скорости детонации не превышала 3 %.

Типичные интерферограммы без затухания и с затуханием детонации представлены на рисунке 2 и 3 соответственно.

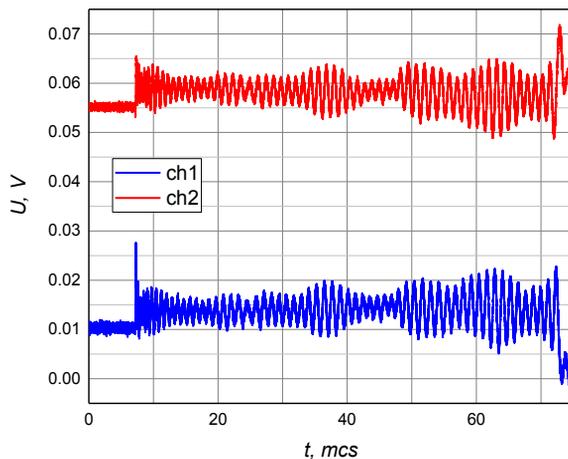


Рисунок 2. Интерферограмма детонации ВВ ВДТС/NaHCO₃, $\alpha=90\%$, $H=9$ мм

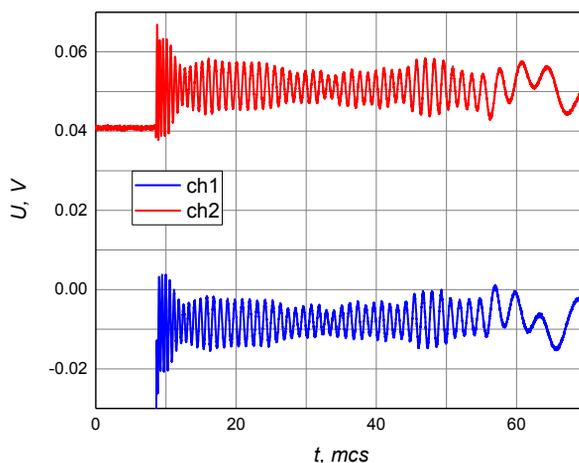
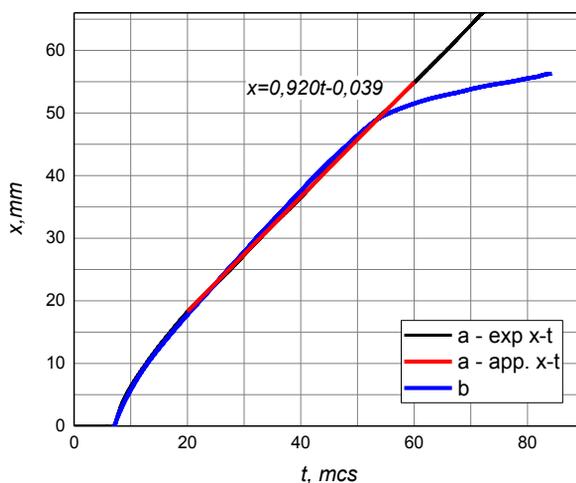


Рисунок 3. Интерферограмма затухающей детонации ВВ ВДТС/NaHCO₃, $\alpha=90\%$, $H=8$ мм

Типичные $x-t$ диаграммы, полученные в опытах, и пример их аппроксимации представлены на рисунке 4.



a – детонация ВВ ВДТС 10/90, $H=9$ мм;

b – затухающая детонация ВВ ВДТ/NaHCO₃ $\alpha=90\%$, $H=8$ мм

Рисунок 4. $X-t$ диаграммы, полученные в опытах

Результаты

Результаты опытов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Критическая толщина и скорость детонации ВВ ВДТС при различной массовой доли содержания добавки

α , %	$\rho_{насыт}$, г/см ³	$H_{кр}$, мм	$D_{кр}$, м/с	$D_{пр}$, м/с
90	0,98	9	920	1310
85	0,92	3	1150	1410
75	0,79	2	1510	1720
65	0,68	1,5	1630	2060
55	0,61	1,4	1850	2540
15	0,39	0,7	2900	3090

По данным таблицы 1 построены графики зависимости критической толщины и скорости детонации ВВ ВДТ/ NaHCO₃ от количества содержания в смеси NaHCO₃ (см. рисунок 10). Значение D при $a=0$ % взято из работы [5].

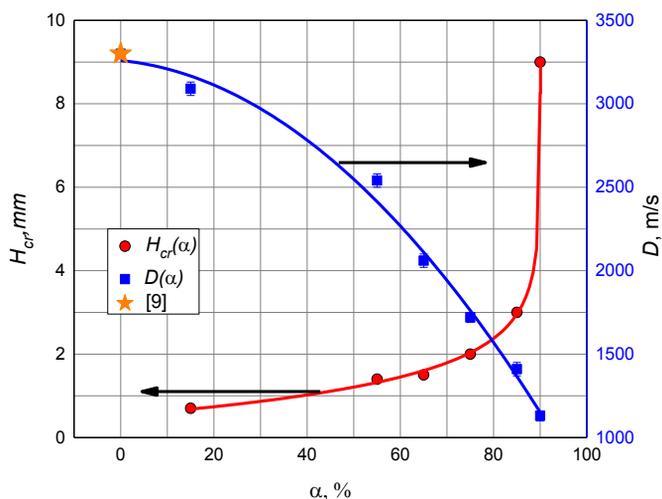


Рисунок 5. Графики зависимостей $H(a)$ и $D(a)$

Из рисунка 5 видно, что предельная скорость детонации изменяется монотонно от 1130 м/с до 3300 м/с во всем исследованном интервале массовой доли NaHCO₃ при уменьшении a .

В интервале $15\% < a < 85\%$ критическая толщина детонирующего слоя с увеличением массовой доли добавки возрастает с 0,7 мм до 3 мм, а при $a > 85\%$ происходит резкий рост критической толщины слоя до 9 мм, что может свидетельствовать о смене механизма детонации.

Распространение детонации в смесях ВДТ/NaHCO₃

Визуализация процесса распространения детонации должна была дать качественную картину течения, реализующегося в смесях.

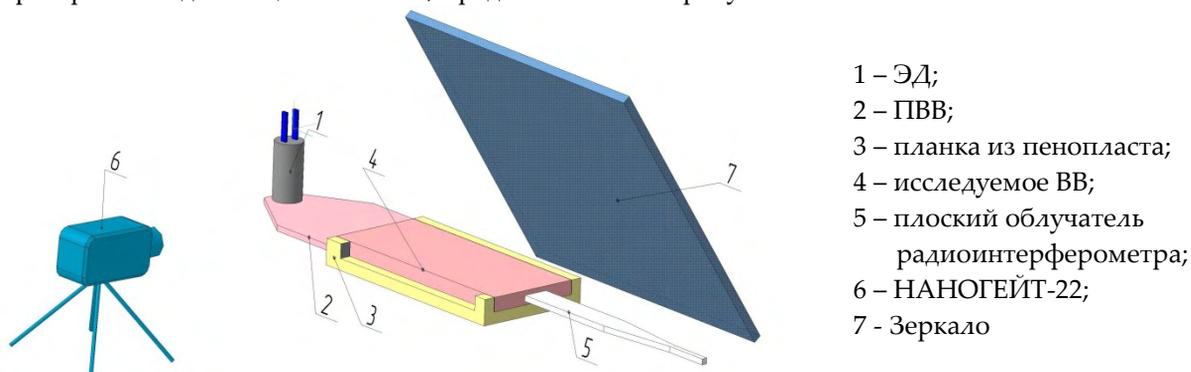
Постановка опытов

Исследования проводились с использованием электронно-оптического комплекса NANOGATE 2000, основой которого является высокоскоростная восьмиканальная камера НАНОГЕЙТ-22 с частотой съемки до 10⁹ кадр/с [10], позволяющая получать фотоснимки с временем экспозиции от 5 нс и с разрешением 1024×1024.

Объектом исследований являлись:

- смеси ВДТ/NaHCO₃ с различной массовой долей добавки насыпной плотности;
- прессованные смеси ВДТ/сода $a=65$ %, $\rho \approx 1,86$ г/см³ и ВДТ $\rho \approx 1,85$ г/см³.

С помощью ЭОК NANO GATE 2000 осуществлялось фотографирование процесса распространения детонации по схеме, представленной на рисунке 6.



- 1 – ЭД;
- 2 – ПВВ;
- 3 – планка из пенопласта;
- 4 – исследуемое ВВ;
- 5 – плоский облучатель радиоинтерферометра;
- 6 – НАНОГЕЙТ-22;
- 7 – Зеркало

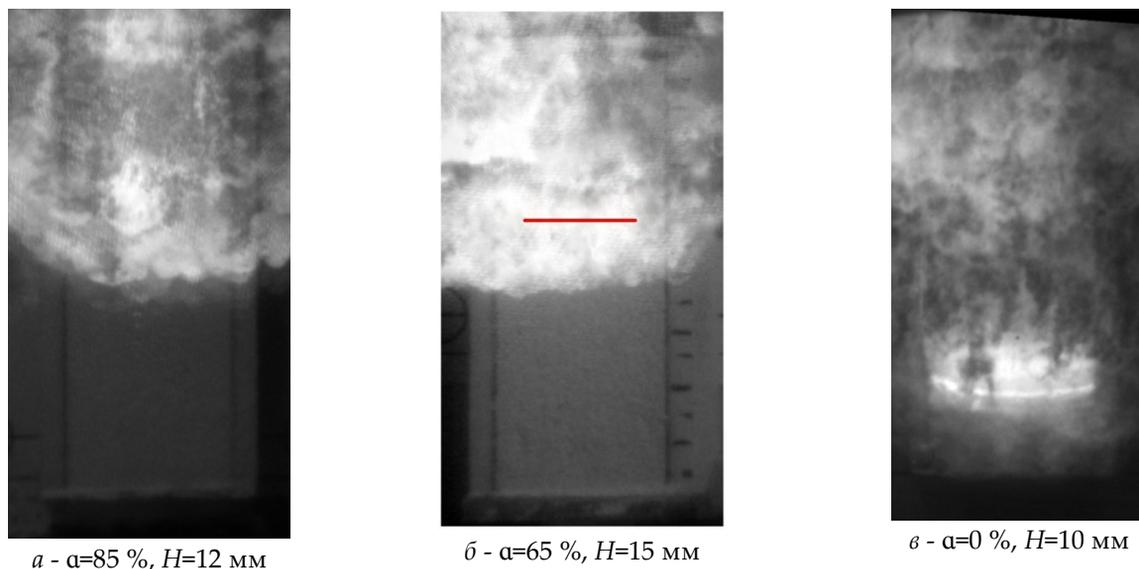
Рисунок 6. Схема постановки опытов

Фотографирование осуществлялось либо верхней поверхности заряда с помощью зеркала, либо боковой поверхности (напрямую). В одном из опытов, вместе с фоторегистратией применялся радиоинтерферометрический метод, с помощью которого велась регистрация движения детонационной волны по заряду из ВВ.

ВВ насыпной плотности размещали в планки из пенопласта с полостью шириной 30 мм, высотой 16 мм, длиной 110 мм, толщина стенок планки – 4 мм. Инициирование исследуемых ВВ осуществляли путем подвода детонации ПВВ.

Результаты

Первые результаты были получены при регистрации детонации на верхней поверхности заряда. Некоторые из полученных фотоснимков представлены на рисунке 7. Красным отмечено положение детонационного фронта согласно записи РИФ.



a - $\alpha=85\%$, $H=12$ мм

б - $\alpha=65\%$, $H=15$ мм

в - $\alpha=0\%$, $H=10$ мм

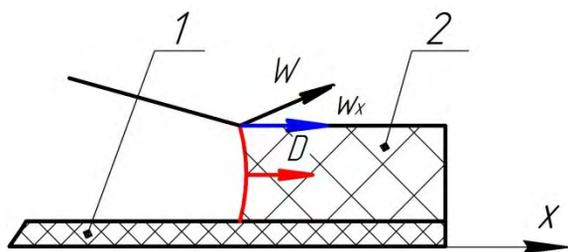
Рисунок 7. Фотоснимки области детонационного фронта в экспериментальных сборках

Как видно из рисунка 7 на снимке, полученном для индивидуального ВВ ($\alpha=0\%$), зафиксировано опережение продуктами взрыва детонационного фронта. По всей видимости, из-за подобного опережения не удалось идентифицировать фронт ДВ в опытах с $\alpha=85\%$ и 65% .

Опережение ПВ может осуществляться двумя способами:

- путем конвекции ПВ из зоны повышенных давлений в поры впереди лежащего вещества;
- путем истекания ПВ в окружающую атмосферу под углом к поверхности ВВ.

Второй способ схематично изображен на рисунке 8.



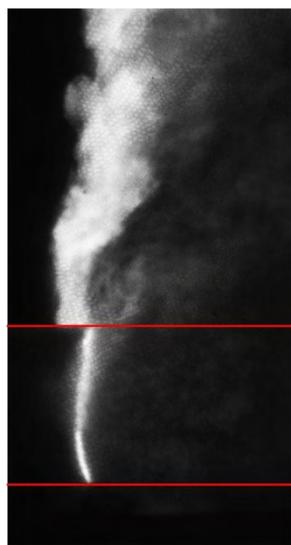
1 – планка; 2 – ВВ;
D – направление распространения ДВ;
W – направление распространения ПВ

Рисунок 8. Возможный путь опережения ПВ детонационного фронта

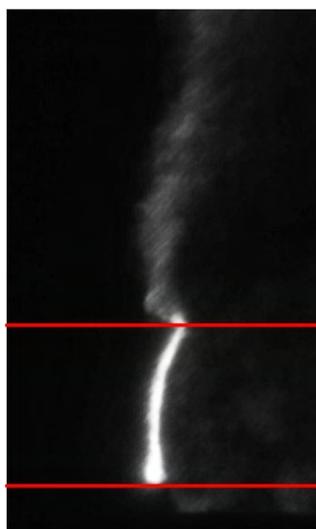
Одним из основных положений о взрывном горении является экспериментальный факт истекания со свободной поверхности ВВ ПВ имеющих скорость большую, чем скорость детонации. Поэтому эффект опережения ПВ фронта вблизи боковой поверхности слоя ВВ вполне реализуем.

Для проверки этого предположения проведен опыт по схеме, приведенной на рисунке 6, при этом вместе с электронно-оптическим методом был применен радиоинтерферометрический метод. Исследовали ВВ ВДТ/ NaHCO_3 $\alpha=65\%$, $H=15$ мм. Опыт показал, что отражение сигнала от детонационного фронта происходит за опережающим ПВ, и отстает от них на 10-12 мм (см. рисунок 7 б).

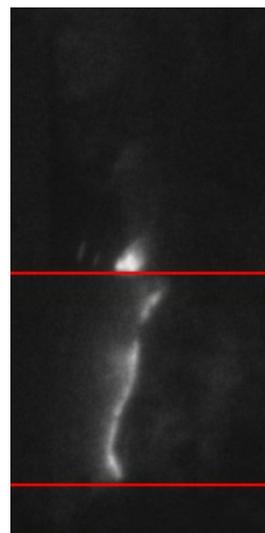
Вторая серия опытов проводилась при регистрации боковой поверхности заряда. Исследовали ВВ ВДТ/ NaHCO_3 $\alpha=0\%$, $\alpha=65\%$, $\alpha=85\%$, $\alpha=90\%$, насыпной плотности. Некоторые из полученных фотоснимков представлены на рисунке 9.



а - $\alpha=0\%$, $H=16$ мм



б - $\alpha=65\%$, $H=16$ мм



в - $\alpha=85\%$, $H=20$ мм

Распространение детонации справа налево; красным отмечены границы заряда ВВ

Рисунок 9. Фотоснимки детонационного фронта на боковой поверхности заряда

Как видно из рисунка 9 ПВ действительно опережают детонационный фронт над поверхностью заряда для всех исследованных ВВ. Данный эффект не исчезает если поставить на пути ПВ преграду (пенопласт, сталь), при подпрессовки заряда до $\approx 1,25 \rho_{\text{насып}}$, или при использовании вместо планок из пенопласта бумажные. Исследование прессованных составов ($\rho > 1,8$ г/см³, $\alpha=65\%$, $\alpha=0\%$) показало отсутствие опережения ПВ детонационного фронта. Как и ожидали авторы, уменьшение газопроницаемости при прессовании зарядов из ВВ препятствует фильтрации ПВ из зоны повышенных давлений вглубь ВВ.

При детонации смеси с $\alpha=85\%$ зарегистрирован сильно искривленный фронт (см. рисунок 9в). При фотографировании смеси с $\alpha=90\%$ не было зарегистрировано детонационного фронта, на снимках видны слабосветящиеся продукты взрыва. По всей видимости, по мере увеличения

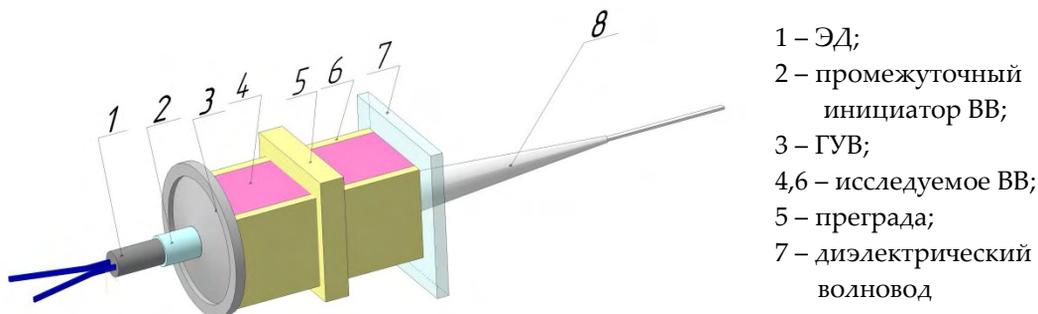
массовой доли NaHCO_3 режим распространения детонации посредством сжатия УВ становится менее устойчивым, а при $\alpha=90\%$ на смену ему приходит режим, распространение которого, обусловлено проникающими в глубь ВВ продуктами взрыва.

Передача детонации ВВ ВДТ/ NaHCO_3 через преграды

Для определения роли в процессе передачи детонации, проникающих в глубь ВВ продуктов взрыва, проведены опыты по передаче детонации через преграды.

Опыты проводили для двух составов с $\alpha=90\%$ и 65% насыпной плотности.

Схема экспериментальной сборки представлена на рисунке 10.



- 1 – ЭД;
- 2 – промежуточный инициатор ВВ;
- 3 – ГУВ;
- 4,6 – исследуемое ВВ;
- 5 – преграда;
- 7 – диэлектрический волновод

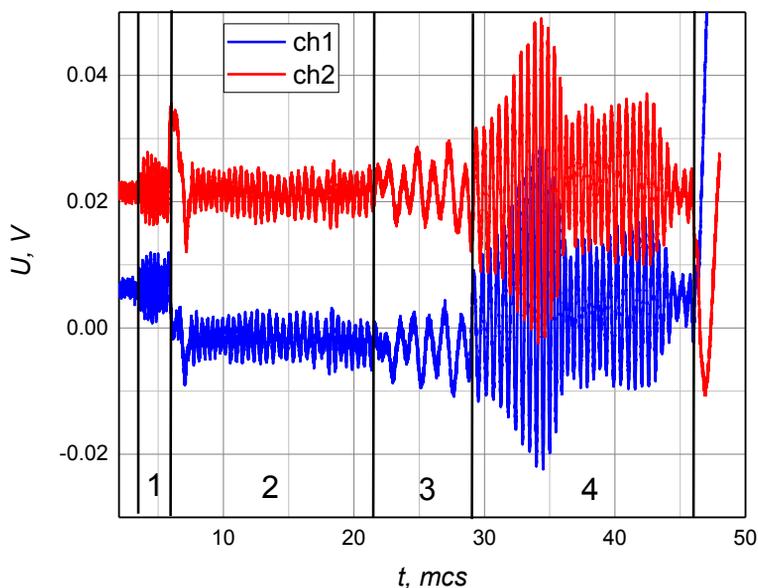
Рисунок 10. Схема экспериментальной сборки передачи детонации ВВ через преграду

ВВ размещали в планки из пенопласта (поз. 6) с полостью шириной 33 мм, длиной 40 мм, и высотой 33 мм. Толщина стенок планки - 4 мм.

Инициирование исследуемого ВВ (поз. 3) осуществлялось генератором плоской ударной волны (ГУВ). Пенопластовые преграды $\rho=0,4\text{ г/см}^3$, представляющие собой параллелепипеды с размерами $50\times 50\times L$ мм использовались в двух постановках: сплошные преграды и преграды с открытыми перфорациями служащие для формирования иницирующей УВ и иницирующих ПВ соответственно.

Все стадии распространения волновых процессов регистрировали с помощью радиоинтерферометра.

Типичная интерферограмма зарегистрированная в одном из опытов представлена на рисунке 11.



1 - детонация ГУВ; 2, 4 – детонация ВВ; 3 – движение УВ в преграде

Рисунок 11. Интерферограмма передачи детонации ВВ ВДТ/ NaHCO_3 $\alpha=65\%$

В опытах по характерному излому на $x-t$ диаграммах определяли глубину возбуждения детонации ВВ.

Результаты

Результаты опытов представлены в таблице 2.

Таблица 2. Результаты опытов по передаче детонации через преграды

№ опыта	α , %	Преграда	Глубина возбуждения детонации, мм
1	65	Сплошная, L=8 мм	4,4±0,5
2			4±0,4
3		С перфорациями, L=8 мм, 25 отв. Ø1,3 мм	7,1±0,6
4			6,6±0,6
5	90	Сплошная, L=4 мм	Нет возбуждения детонации
6			
7		С перфорациями, L=4 мм, 16 отв. Ø2 мм	Есть передача детонации
8			

Как видно из таблицы 2, глубина возбуждения детонации для ВВ $\alpha=65$ % несколько больше (2-3 мм) при использовании перфорированных преград, что может быть связано с ослабляющим влиянием отверстий на инициирующую УВ. В данном случае, детонация передается посредством ударно-волнового сжатия.

Из-за слабого сигнала зарегистрированного в опытах для ВВ $\alpha=90$ % не удалось определить глубину возбуждения. Однако, сигнал достаточный для того, чтобы судить о передаче детонации. Детонация не передается при использовании сплошных преград, при замене преграды на перфорированные детонация передается инициирующими ВВ продуктами взрыва.

Заключение

В работе получены экспериментальные данные указывающие на существование различных режимов детонации в смесях ВДТ/NaHCO₃. При массовой доли NaHCO₃ 65 % агентом распространения детонации является УВ, при массовой доли 90 % детонация передается продуктами взрыва, фильтрующимися в пористую структуру ВВ и поджигающее его с поверхности.

Список литературы

1. «Перспективное ВВ для сварки взрывом тонких металлических фольг» Л.А. Андреевских, А.А. Дерибас и др. XIII Харитоновские чтения. Сборник статей. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011, с. 89-92.
2. Л.А. Андреевских, А.А. Дроздов, А.Л. Михайлов, Ю.М. Самароков, О.А. Скачков, А.А. Дерибас. Исследование возможности создания сваркой взрывом биметаллических композиционных материалов высокожаростойкая порошковая сталь-медь // Сталь, 2015, №1, с. 84-87.
3. А.Я. Апин. О детонации и взрывном горении взрывчатых веществ // ДАН СССР, 1945. Т.1. №9, с. 285-287.
4. Б.С. Ермолаев, А.А. Сулимов. Конвективное горение и низкоскоростная детонация пористых энергетических материалов. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2017, с. 249.
5. К.К. Шведов, А.И. Анискин, А.Н. Ильин, А.Н. Дремин. Исследование детонации сильноразбавленных пористых ВВ. I. Влияние инертной добавки на параметры детонации // ФГВ, 1979, №3, с. 92-101.

6. К.К. Шведов, А.И. Анискин, А.Н. Ильин, А.Н. Дремин. Исследование детонации сильноразбавленных пористых ВВ. II. Влияние инертной добавки на структуру фронта, параметры и время реакции // ФГВ, 1981, №1, с. 79-90.
7. А.П. Ершов, П.И. Иванов, В.В. Андреев. Детонация сильноразбавленного ВВ // ФГВ, 1993, №3, с. 124-130.
8. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов. Монография под редакцией А.Л. Михайлова. Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015, с. 218-254.
9. М.Н. Борзых, Б.Н. Кондриков. Обобщенная зависимость скорости детонации вторичных ВВ от плотности заряда // ФГВ, 1978, №1, с. 117-122.
10. Электронно-оптическая восьмиканальная камера НАНОГЕЙТ-22. Руководство по эксплуатации. – М., 2012.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ПЛАСТИФИЦИРОВАННОГО ВВ БТФ

*П.С. Белухина, С.А. Вахмистров, С.Э. Гребенникова,
Н.А. Мирошниченко, А.А. Старостина, Ю.В. Шейков*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Во ВНИИЭФ в последние годы уделяется особое внимание расчетно-теоретическим работам по созданию моделей термораспада ВВ, которые могут быть использованы для прогнозирования поведения этих ВВ в изделиях различной геометрии и при различного рода тепловых воздействиях. Данное направление связано с решением вопросов об определении реакционной безопасности ВВ и сроков их хранения и эксплуатации. При построении расчетных моделей используются кинетические параметры термораспада ВВ, которые определяют по данным экспериментальных исследований. На сегодняшний день одним из наиболее распространенных методов исследования кинетики термораспада ВВ является метод дифференциально-сканирующей калориметрии (ДСК), который позволяет исследовать этот процесс с высокой точностью и с учетом многостадийности реакции.

Одним из наиболее важных этапов в практике исследования термического разложения ВВ является создание кинетической модели реакции термораспада на основе экспериментальных данных. Первым из условий для создания кинетической модели термического разложения ВВ является наличие экспериментальных откликов, полученных при разных температурно-временных режимах их исследования. Не менее важным является использование результатов опытов, проведенных при разных степенях заполнения реакционного объема. Данное обстоятельство объясняется тем, что термораспад ВВ катализируется продуктами его разложения, скорость диффузии которых в реагирующем веществе определяется соотношением общего давления в реакционном объеме и парциального давления паров ВВ. Это особенно важно, когда речь идет о ВВ, обладающем высокой летучестью, поскольку скорость реакции ВВ в газовой фазе может превосходить этот же параметр ВВ в конденсированном состоянии в десятки или сотни раз. Так, например, бензотрифуроксан (БТФ), являясь термостойким ВВ, обладает существенно большей летучестью при повышенных температурах по сравнению, например, с тексогеном или октогеном.

Цель данной работы состояла в разработке кинетической модели термического разложения пластифицированного ВВ БТФ, учитывающей влияние давления, реализуемого внутри реакционного объема, на кинетику термораспада этого ВВ.

Экспериментальное исследование кинетики термического разложения ВВ

При построении кинетической модели термического разложения пластифицированного ВВ БТФ использовали экспериментальные данные, полученные с применением дифференциально-сканирующего микрокалориметра DSC 111 фирмы Setaram (Франция). Допустимое давление в реакционном объеме прибора (герметичный тигель) в зависимости от температурного диапазона проведения опыта не должно превышать 50 – 100 бар, что обеспечивается степенью заполнения свободного объема взрывчатым веществом в ДСК экспериментах 4 % - 6 % (в реальных изделиях этот показатель может составлять 80% и более). Малая степень заполнения реакционного объема ДСК обусловлена безопасностью проведения экспериментов, т.к. образование большого количества газов (более 25 моль/кг) при разложении ВВ не исключает разрыв тигля и вывод из строя исследовательской аппаратуры.

Исследование пластифицированного ВВ БТФ проводили методом ДСК. ВВ подвергали нагреву со скоростью 2 °С/мин в стальных герметичных калориметрических ячейках. Температурный интервал исследований составлял от 20 °С до 500 °С. Эксперименты проводили для двух степеней заполнения реакционного объема (σ) $\sigma_1 \sim 0,02$ г/см³ и $\sigma_2 \sim 0,2$ г/см³. Увеличение степени заполнения осуществляли путем уменьшения внутреннего объема за счет вкладышей, выполненных из стекла.

Фрагменты полученных кинетических кривых, описывающих процесс термораспада пластифицированного ВВ БТФ при разной степени заполнения реакционного объема, представлены на рисунке 1.

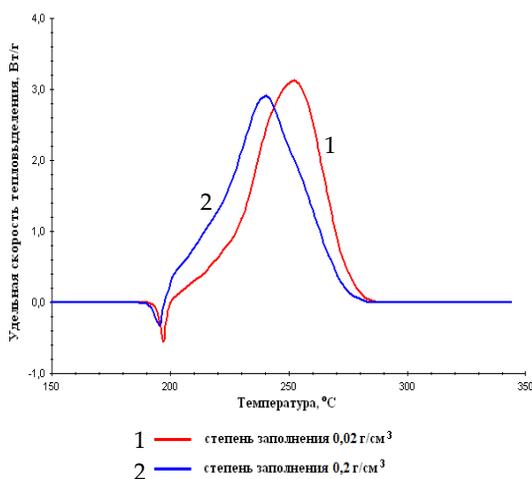


Рисунок 1. Фрагменты ДСК-кривых термического разложения пластифицированного ВВ БТФ при скорости нагрева 2 °С/мин с разной степенью заполнения реакционного объема

На рисунке 1 видно, что увеличение степени заполнения объема приводит к смещению характерных пиков ДСК-кривой в область меньших значений температуры.

В таблице 1 приведены результаты ДСК экспериментов при скорости нагрева ВВ 2 °С/мин с разной степенью заполнения реакционного объема.

Таблица 1. Результаты исследования пластифицированного ВВ БТФ методом ДСК

Степень заполнения реакционного объема, г/см ³	Tпл, °С	Tнир, °С	Q разл, Дж/г
~ 0,02	194	224	3200
~ 0,2	191	214	3000

Как видно из таблицы 1, при увеличении степени заполнения реакционного объема в 10 раз значение температуры начала интенсивного разложения пластифицированного ВВ БТФ смещается в сторону более низких значений на ~ 10 °С.

Это можно объяснить следующим образом: в начальный момент времени при нагреве ВВ разлагается с одинаковой скоростью, образуя при этом равное количество газообразных продуктов разложения. Однако, из-за разницы в свободных объемах в случае меньшего объема давление газообразных продуктов (совокупность продуктов разложения и паров ВВ) будет больше. При этом повышенное давление химически активных газов играет двойную роль:

- с одной стороны, с повышением давления повышается доля обратимых реакций разложения ВВ и скорость разложения при этом на какое-то время замедляется;
- с другой – при повышении давления в реакционной ячейке (особенно после начала плавления ВВ) разложение ВВ может сопровождаться образованием реакционноспособных промежуточных продуктов, катализирующих процесс термораспада ВВ.

Учитывая вышесказанное, можно с уверенностью говорить о влиянии давления газообразных продуктов внутри реакционного объема на кинетику термического разложения пластифицированного ВВ на основе БТФ.

Построение формальной кинетической модели разложения пластифицированного ВВ БТФ

Из представленного выше очевидно, что для повышения достоверности расчетных оценок реакционной способности исследуемого ВВ построении кинетической модели его термического разложения следует учитывать давление газообразных продуктов внутри реакционного объема.

На основании результатов комплексного исследования кинетики термораспада ВВ БТФ, для описания процесса его термического разложения с учетом давления газообразных продуктов в реакционном объеме выбрана структура модели включающая две макростадии: первая стадия соответствует плавлению ВВ, вторая стадия описывается уравнением обобщённого автокатализа:

$$r = k_0(1 + P)^m \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)(1 - \alpha)^{n_1}(z(T) + \alpha^{n_2}), \quad (1)$$

где r – скорость реакции; k_0 – предэкспоненциальный множитель; E – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная; T – температура; α – глубина термического разложения компонентов; n_1 ; n_2 – порядки реакций; m – порядок реакции по давлению; $z(T)$ – параметр автокатализа, зависящий от температуры:

$$z(T) = z_0 \exp\left(-\frac{E_z}{RT}\right), \quad (2)$$

где z_0 – предэкспоненциальный автокаталитический множитель; E_z – энергия активации автокатализа.

Параметр, характеризующий давление в реакционном объеме описывается следующим уравнением:

$$P(T) = MG(t) \frac{T}{V}, \quad (3)$$

где M – масса исследуемого вещества; $G(t)$ – удельное газообразование; V – свободный объем реакционного сосуда; T – температура; t – время.

Система уравнений кинетической модели, описывающих скорость реакций, дополняется уравнением, которое связывает процесс с наблюдаемым откликом – выделением тепла:

$$\frac{dQ}{dt} = Q_{nl} r_{nl} + Q_p r, \quad (4)$$

где Q_{nl} – удельное тепловыделение стадии плавления; r_{nl} – скорость плавления; Q_p – удельное тепловыделение стадии разложения; r – скорость реакции разложения, описываемая уравнением (1).

Определение значений параметров для выбранной структуры модели проводили с применением программного модуля Fork, являющегося одним из составляющих программного обеспечения (ПО) «Thermal Safety Software» (TSS) [1], [2], которое используется в Институте физики

взрыва РФЯЦ-ВНИИЭФ при моделировании физико-химических процессов, протекающих в ВВ при тепловых воздействиях.

Для проведения расчетов с учетом зависимости скорости реакции от давления в программу вводили данные по полному удельному газообразованию ВВ БТФ при его разложении (G). Из-за отсутствия полной информации о конечном удельном газообразовании исследуемого ВВ в условиях, повторяющих ДСК эксперимент, в качестве области значений для G рассматривали диапазон, характерный для большинства энергетических материалов: от 22 моль/кг до 30 моль/кг [3].

Оценку параметров КМ проводили одновременно по двум экспериментальным кинетическим кривым, полученным при нагреве ВВ со скоростью 2 °С/мин, для двух степеней заполнения реакционного объема $\beta_1 \sim 0,02$ г/см³ и $\beta_2 \sim 0,2$ г/см³.

В результате параметрической идентификации КМ установлено, что при значении полного удельного газообразования $G = 27,93$ моль/кг эта модель удовлетворительно описывает экспериментальные ДСК-кривые, полученные для обоих значений свободного объема ячейки, с одним набором параметров (см. рисунок 2).

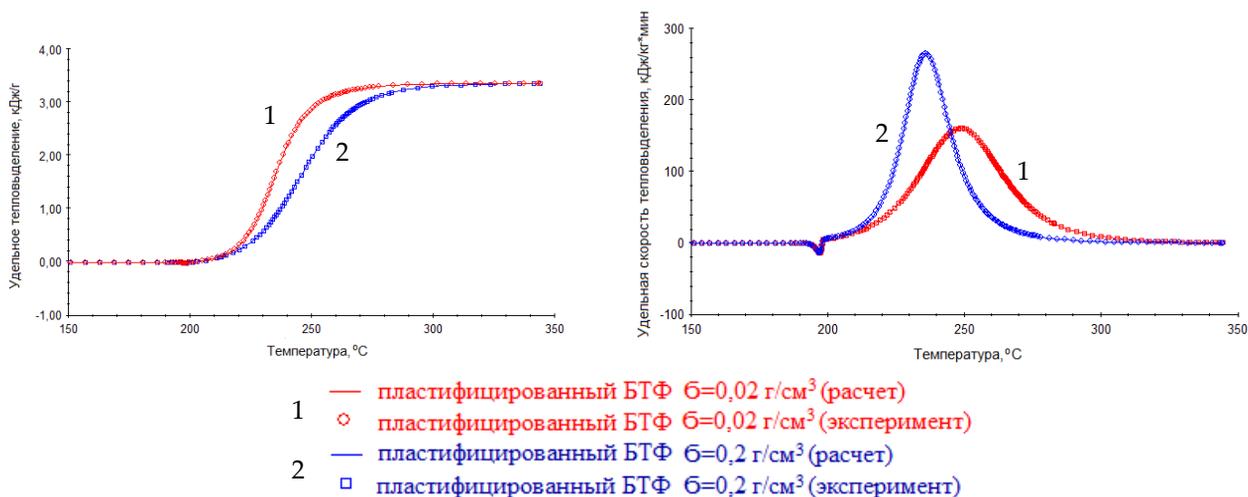


Рисунок 2. Описание интегральных и дифференциальных откликов термического разложения пластифицированного ВВ БТФ формальной моделью при скорости нагрева 2 °С/мин при разных степенях заполнения реакционного объема

В таблице 2 представлены результаты параметрической идентификации КМ термического разложения исследуемого ВВ, учитывающей давление газообразных продуктов.

Таблица 2. Значения параметров кинетической модели термического разложения пластифицированного ВВ БТФ, учитывающей давление газообразных продуктов

Стадия	Обозначения параметров	Размерность	Значения параметров ФКМ
1 $A_{то} \rightarrow A_{ж}$	$Q_{пл}$	кДж / кг	-21,53
2 $A_{ж} \rightarrow B$ Автокатализ	$\ln(k_0)$	$\ln(c^{-1})$	33,41
	E	кДж/моль	175,00
	$n1$	-	2,19
	$n2$	-	$1,01 \cdot 10^{-4}$
	$\ln(z_0)$	-	-3,53
	Ez	кДж/моль	$6,84 \cdot 10^{-3}$
	m	-	1,00
	Q_p	кДж/кг	3371,61
	G	моль/кг	27,93

Оценку влияния давления газофазных продуктов при разложении пластифицированного БТФ на кинетику его термического разложения проводили расчетным методом, изменяя свободный объем реакционной ячейки. Данный подход на практике используют при наличии ограничений допустимого давления в тигле ДСК. Для этого с использованием построенной КМ проводили моделирование ДСК экспериментов, в которых, не изменяя массы ВВ, уменьшали свободный объем в тигле. В итоге получили набор кинетических кривых, которые представлены на рисунке 3.

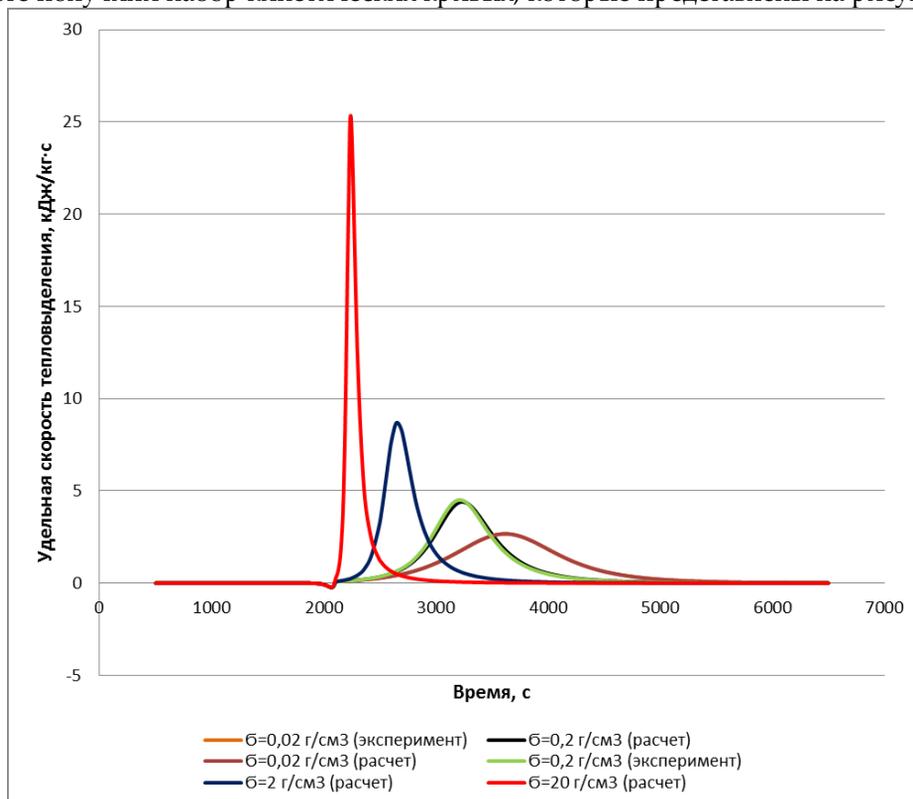


Рисунок 3. Моделирование дифференциальных откликов термического разложения пластифицированного ВВ БТФ формальной моделью при скорости нагрева 2 °С/мин и разных степенях заполнения реакционного объема

Как видно из рисунка 3, давление газофазных продуктов при разложении пластифицированного БТФ, которое определяется соотношением массы ВВ и свободного объема в тигле, существенным образом влияет на развитие интенсивного разложения ВВ. По мере уменьшения свободного объема удаленность пиков плавления взрывчатого вещества от пиков его разложения сокращается.

Результат обработки кривых (см. рисунок 3) представлен в таблице 3. При обработке кинетических кривых в качестве контролируемых параметров выбраны температура и время начала интенсивного разложения ВВ.

Таблица 3. Расчетные значения температуры и времени до начала интенсивного разложения (НИР) пластифицированного ВВ БТФ в тигле ДСК при разной степени заполнения реакционного объема

Параметры НИР	Степень заполнения реакционного объема, β , г/см ³			
	~ 0,02	~ 0,2	~ 2	~ 20
Время, с	2691	2424	2302	2194
Температура, °С	217,2	208,8	204,7	201,2

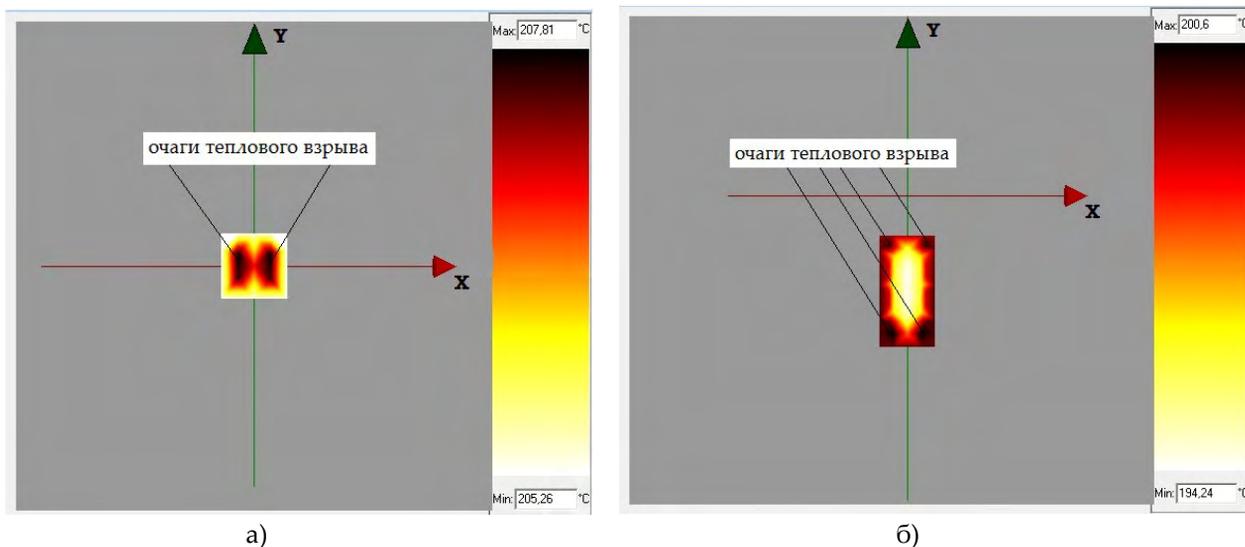
Как видно из таблицы 3, с увеличением степени заполнения реакционного объёма имеет место снижение температуры НИР.

Для выявления возможной причины этого явления провели исследование молекулярного состава газовой фазы, образующейся при динамическом нагреве пластифицированного БТФ совмещёнными методами ДТ-ТГ-ИКС анализ. Было установлено, что в интервале температур от 140 °С до 225 °С в исследуемом ВВ происходят физико-химические процессы, сопровождающиеся образованием смеси газообразных веществ: паров БТФ и первичных продуктов его распада. Уменьшение свободного объёма в тигле приводит к повышению парциального давления в реакционной зоне и, соответственно, повышает растворимость в расплавленном ВВ газообразных продуктов его термораспада, являющихся катализаторами этого процесса.

Моделирование теплового взрыва с использованием кинетической модели термического разложения пластифицированного ВВ БТФ

Построенная КМ термического разложения ВВ использована для прогнозирования реакционной способности пластифицированного БТФ в виде цилиндрических образцов Ø 15×15 мм и Ø 20×40 мм. Использован метод математического моделирования теплового взрыва (ТВ) в ВВ [2], [4], в основу которого заложены теории Франк-Каменецкого, Семенова и др. [5], [6]. Они дают удобные аналитические выражения для расчетов критических параметров, когда начало самоподдерживающейся реакции (в частности – термический взрыв) развивается в твердом теле (теория Франк-Каменецкого) и жидкостях (теория Семенова для хорошо перемешанных систем).

С использованием ПО TSS проведена визуализация формирования очага ТВ в образцах Ø 15×15 мм и Ø 20×40 мм при скоростях нагрева 1,4 °С/мин и 0,5 °С/мин соответственно. Нагрев осуществлялся со всех сторон детали. Результаты моделирования представлены на рисунке 4 (а, б) в виде цветоразностной схемы поля температур по сечению образца вдоль оси симметрии (ось симметрии образца ориентирована вертикально).



а) Ø 15×15 мм при скорости нагрева 1,4 °С/мин; б) Ø 20×40 мм при скорости нагрева 0,5 °С/мин

Рисунок 4. Распределение температурного поля в осевом сечении цилиндрического образца из пластифицированного ВВ БТФ

Из рисунка 4 (а) видно, что область максимального перегрева в ВВ формируется по образующей детали на равном удалении как от центра, так и от её поверхности.

По результатам моделирования ТВ в образцах Ø 20×40 мм установлено, что формирование зоны перегрева происходит ближе к торцевым поверхностям в виде кольцевых очагов. При этом следует отметить, что в момент образования очагов ТВ в центре образца температура ВВ близка к

температуре его плавления.

В таблице 4 представлены экспериментальные данные и результаты расчета параметров теплового взрыва в исследуемых образцах пластифицированного БТФ, полученные с применением программного модуля TSS ThermEx-Pro [7].

Таблица 4. Расчетно-экспериментальные значения времени и температуры возникновения теплового взрыва в цилиндрических образцах из пластифицированного ВВ БТФ

Параметры ТВ	Расчет	Эксперимент
	образец \varnothing 15×15 мм, скорость нагрева 1,4 °С/мин	
Время t , с	7767	7860
Температура T , °С	201,8	202,7
	образец \varnothing 20×40 мм, скорость нагрева 0,5 °С/мин	
Время t , с	22950	23875
Температура T , °С	199,1	205,0

Как следует из данных, представленных в таблице 4, расхождение расчетных и экспериментальных значений контролируемых параметров ТВ в образцах из пластифицированного ВВ БТФ при использовании КМ, учитывающей давление газообразных продуктов составляет:

- для образца \varnothing 15×15 мм – по температуре ~ 0,5 %, по времени ~ 1%;
- для образца \varnothing 20×40 мм – по температуре ~ 3 %, по времени ~ 4 %.

Таким образом, по результатам моделирования теплового взрыва в цилиндрических образцах из пластифицированного ВВ БТФ можно сделать вывод о том, что кинетическая модель термораспада пластифицированного БТФ, построенная на основе кинетических кривых разложения микронавески ВВ (~ 2 мг), и учитывающая влияние давления, возникающего внутри реакционного объема, на кинетику термораспада ВВ, дает удовлетворительный прогноз при оценке реакционной способности образцов из этого ВВ существенно большей массы (~ 20 г). Следует отметить, что при существенном (~ в 10^4 раз) увеличении массы моделируемого образца ВВ относительно массы ВВ в ДСК эксперименте, на основе которого построена КМ, достоверность прогноза возникновения ТВ снижается, но расчетные значения контролируемых параметров при этом работают в «запас».

Заключение

Методом дифференциально-сканирующей микрокалориметрии в условиях линейного нагрева со скоростью 2 °С/мин и степенях заполнения реакционного объема 0,02 г/см³ и 0,2 г/см³ получена серия кинетических кривых для построения кинетической модели термораспада пластифицированного ВВ БТФ. По результатам анализа этих экспериментов сделан вывод о том, что для повышения достоверности расчетных оценок реакционной способности исследуемого ВВ при построении кинетической модели его термического разложения следует учитывать давление, возникающее в результате физико-химических процессов, происходящих в реакционной системе при нагреве данного ВВ.

Построена кинетическая модель термического разложения пластифицированного БТФ с кинетическими параметрами, рассчитанными одновременно для двух степеней заполнения. Проведена расчетная оценка реакционной способности исследуемого ВВ в условиях неизотермического нагрева при других скоростях нагрева. Результаты расчетов проверены экспериментально.

Показано, что кинетическая модель термораспада пластифицированного ВВ БТФ, построенная на основе кинетических кривых разложения микронавески ВВ (~ 2 мг), и учитывающая влияние давления, возникающего внутри реакционного объема, на кинетику термораспада ВВ, дает удовлетворительный прогноз при оценке реакционной способности образцов из этого ВВ до 20 г.

Список литературы

1. A. Kossoy, E. Koludanova. Specific features of kinetics evaluation in calorimetric studies of runaway reactions // J. Loss Prev. Process Ind., v.8, № 4, 1995.
2. А.И. Бенин, И.В. Малинина, В.И. Рипачев. Программная система «Кинетика-1» для построения кинетического описания химических реакций в конденсированной фазе. Автоматизация разработки технологических процессов // Л.: ГИПХ, 1984.
3. Методы создания кинетических моделей, учитывающих влияние давления. Методические рекомендации. ЗАО «Химинформ», Санкт-Петербург, 2017 г., 11 с.
4. А.А. Коссой, И. Шейман. Применение кинетически основанных приближений для моделирования термического взрыва // С.- Петербург: ГИПХ, 2003, 34 с.
5. D.A. Frank-Kamenetskii. Diffusion and heat exchange in chemical kinetics // New York: Plenum Press, 1969.
6. A.G. Merzanov, F.I. Dubovitski. Quasi-stationary theory of thermal explosion of self-accelerating reactions // J. Phys. Chem, 1960, Vol. 34, №10. p. 2235.
7. Моделирование теплового взрыва в твердом веществе, претерпевающим плавление. Методические рекомендации. ЗАО «Химинформ», Санкт-Петербург, 2013 г, 13 с.

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ЗАЗОРОВ НА ПОРОГ ВЗРЫВЧАТОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ВВ НА ОСНОВЕ ОКТОГЕНА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ УДАРНИКОМ

*С.Ю. Седов, Е.А. Степанов, В.Г. Симаков, А.И. Кондрашенко,
В.Б. Вершинин, З.В. Танаков, П.И. Левашов, Е.В. Ботов, В.Н. Хворостин*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Опыты типа "Stiven Test" широко известны в литературе по моделированию взрывных явлений, см. [1]. В РФЯЦ-ВНИИЭФ проводятся аналогичные исследования по изучению взрывных превращений при низкоскоростных ($10\text{ м/с} \leq V \leq 100\text{ м/с}$) соударениях с металлическим ударником. В ИФВ проведена серия экспериментов по изучению инициирования взрывчатых превращений во взрывчатом веществе (ВВ) на основе октогена при ударе снарядом массой 2.7 кг с закругленной головной частью. Объектом испытаний являлись плоские пашки из ВВ диаметром 120 мм, высотой 14 мм и 30 мм, установленные в экспериментальную сборку. Проведены эксперименты с различными толщинами ВВ и наличием степени свободы (зазорами между ВВ и корпусом сборки). Экспериментальные исследования проводились с использованием взрывного ударного стенда, работающего на энергии бризантных ВВ с использованием технологии проведения экспериментов "Stiven Test" [1].

В ходе экспериментов измерялись:

- скорости ударника;
- давление и деформации в образце ВВ и корпусе в динамическом режиме;
- характеристики деформации (глубины вмятин, смещение характерных точек) образца ВВ и корпуса после воздействия при отсутствии взрыва.

Полученные данные затем использовались в расчетах критериев взрыва по комплексу МИД методики Д (ИТМФ) [2]. Расчеты проводились в двумерной осесимметричной постановке с учетом упруго-пластических свойств вещества. Основная цель расчётов – получение значений φ_0 критерия

начала *низкоскоростного режима взрывчатых превращений* (НСР ВП). Критерий φ_0 с используемой моделью идеальной упругопластичной среды ВВ здесь рассматривается как мажорантный.

1 Описание экспериментов

Основной особенностью тестов Стивена является то, что ВВ толщиной 1-3 см на основе октогена помещается в металлический корпус, так что на процесс развития взрыва существенно влияют отраженные от корпуса волны сжатия и сдвига. Для таких случаев масштабный фактор в виде объема механически нагруженной области задан размерами самой конструкции, а не является свободным динамическим параметром.

В экспериментах использовались плоские шашки из состава на основе октогена диаметром 120 мм, высотой 14 мм и 30 мм, установленные в экспериментальную сборку. Шашки имели следующие параметры:

- шашка высотой 14 мм (масса 325 г, плотность 1,887 г/см³);
- шашка высотой 30 мм (масса 642 г, плотность 1,883 г/см³).

Сборка представляла собой металлическую конструкцию, аналогичную применяемой в тесте Стивена [1]. Конструкция сборки во всех экспериментах одинаковая, за исключением центрирующего фланца, высота которого менялась в зависимости от высоты шашки. Конструктивно-компоновочная схема сборки приведена на рисунке 1. Основные элементы конструкции:

- опорная плита диаметром 250 мм и толщиной 19 мм;
- центрирующий фланец;
- фторопластовое кольцо (внутренний диаметр 120 мм);
- верхняя крышка толщиной 3,3 мм;
- прижимное кольцо.

Опорная плита соединялась с центрирующим фланцем с помощью болтового соединения. Внутрь фланца вставлялось фторопластовое кольцо и шашка из ВВ, после чего они закрывались верхней крышкой с помощью прижимного кольца. Сборка крепилась к мишенной камере с помощью болтов. В качестве разгоняемого объекта использовался цилиндрический ударник массой 2.7 кг, диаметром $\varnothing 64$ мм и длиной 190 мм, наконечник – сферический диаметром 44 мм. Разгон ударника осуществлялся давлением продуктов взрыва ВВ, подрываемого в замкнутом объеме взрывной камеры. Ударник после вылета из разгонного отсека установки с заданной скоростью соударялся с экспериментальной сборкой. Фотография шашки, установленной в сборку, приведены на рисунке 2. В проведенной серии экспериментов с целью увеличения времени регистрации сигналов датчики закрывались стальной пластиной толщиной 0,5 мм. На рисунке 2 показан также ударник массой 2.7 кг. Фотографииборок, установленных на мишенной камере, показаны на рисунке 3.

В таблице 1 приведены данные по семи проведенным экспериментам. Основные результаты экспериментов таковы:

1. В образце ВВ толщиной 14 мм зафиксирован интенсивный взрывной процесс при скорости соударения $V=25,8$ м/с.
2. В образце ВВ толщиной 30мм зафиксирован интенсивный взрывной процесс при скорости соударения $V=35,8$ м/с. При скорости соударения $V=26,3$ м/с произошла деформация образца без взрывного процесса.
3. При повторных нагружениях деформированного в опыте (см. п.2) образца со скоростями соударения $V=28$ м/с, $V=33$ м/с взрывного превращения не зафиксировано. Погрешность измерения скорости ударника в экспериментах составляла ± 5 %.

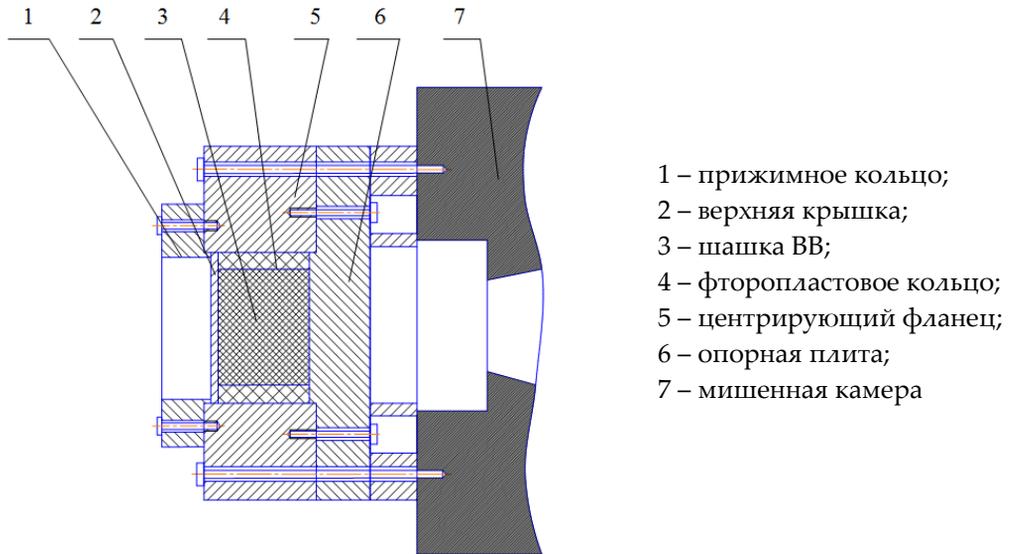


Рисунок 1. Конструктивно-компоновочная схема сборки



а) Экспериментальная сборка с шашкой $t=14$ мм



б) Ударник

Рисунок 2. Фотографии шашки и ударника



а) Шашка $t=14$ мм



б) Шашка $t=30$ мм

Рисунок 3. Фотографии сборок, установленных на мишенной камере

Таблица 1. Таблица данных для семи проведенных экспериментов

№ опыта	h пашки (мм)	Масса ударника (кг)	Скорость ударника (м/с)	Взрыв/не взрыв
1	14	2,7	25,8	Взрыв
2	30	2,7	26,3	Не взрыв
3*	30	2,7	28	Не взрыв
4*	30	2,7	33	Не взрыв
5*	30	2,7	53	Взрыв
6	30	2,7	42	Взрыв
7	30	2,7	36,8	Взрыв

*- повторные воздействия на экспериментальную сборку после опыта №2

2. Описание постановки расчетов

Проведены расчёты по комплексу МИД методики Д [2] с варьированием величины зазоров и скоростей ударника. Получены зависимости от времени четырех критериев взрыва φ_0 , Π , Π_{int} и Ψ (по поводу критериев взрыва см. [3]).

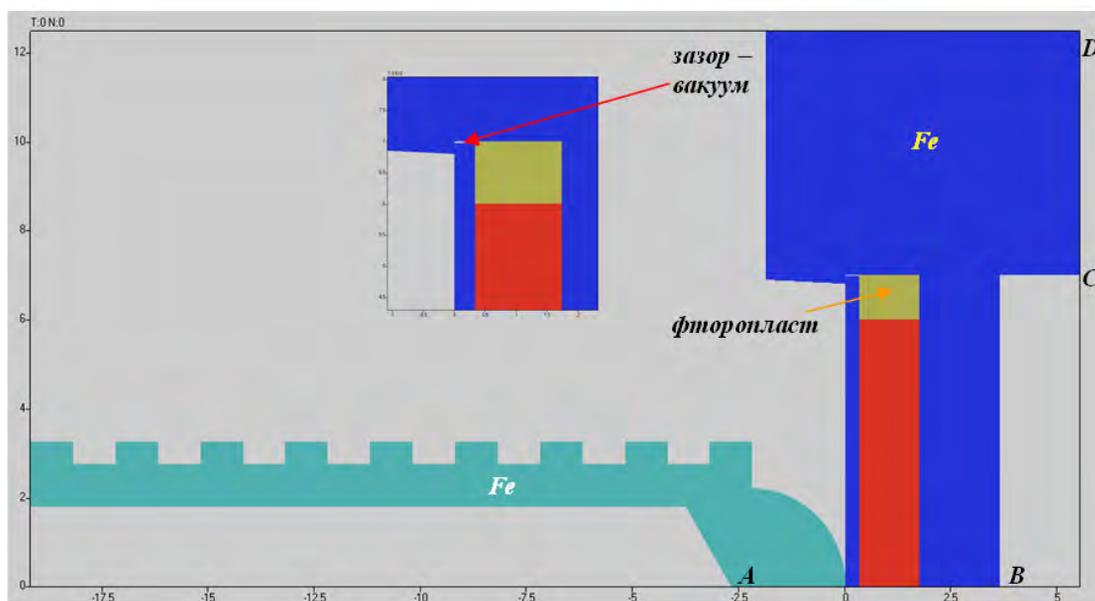


Рисунок 4. Начальная геометрия расчетов

Система представляет собой стальной снаряд длиной 19,2 см, масса 2,7 кг, ударяющий с заданной начальной скоростью по образцу ВВ. Образец ВВ представляет собой диск радиусом $R=6$ см, толщиной $h=1,4$ см, помещенный в стальной корпус. Радиус прижимающей крышки был задан чуть меньше внутренних размеров стального контейнера, в расчёте образовавшийся зазор толщиной 0,025 см представляет собой вакуум.

3. Описание критериев начала взрыва, реализованных в методике Д [2]

Критерий φ_0

Расчет φ_0 (см. также [3]) проводился так:

1) При условиях:

$\dot{\varphi}_0 > \dot{\varphi}_{0cr}$, и при $0 \leq \varphi_0 < \varphi_{0cr}$, и при $p \geq 0$

$$\frac{d\varphi_0}{dt} = G(p, \rho, E, \varepsilon, \dot{\varphi}_0, \tau_0), \quad \text{где } G - \text{ скорость генерации дефектов.}$$

На рисунке 8 показан критерий Ψ , наблюдается падение значения Ψ . Это падение Ψ происходит в момент разворота скорости ударника. Смена знака скорости ударника происходит после $t=700$ мкс.

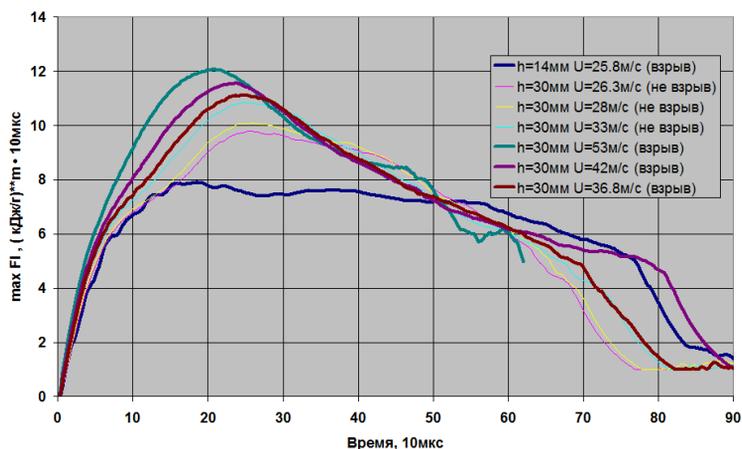


Рисунок 5. Зависимости от времени $\max(\varphi)$, расчёты без зазора

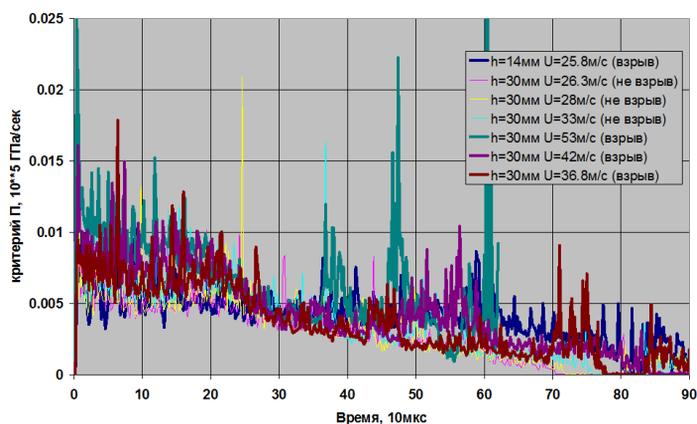


Рисунок 6. Зависимость от времени максимального значения критерия Партома П

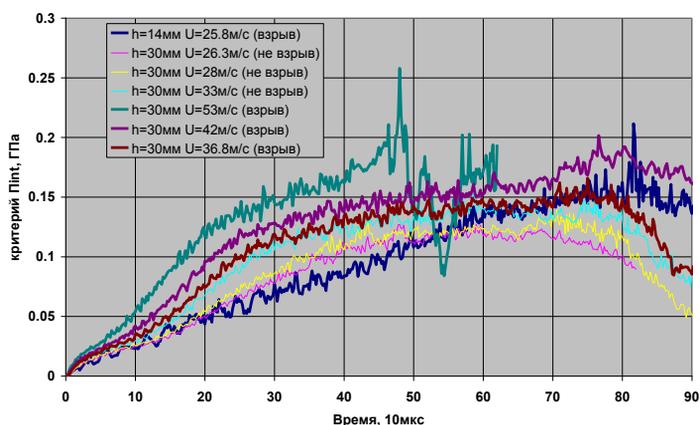


Рисунок 7. Зависимость максимального значения Π_{int} от времени

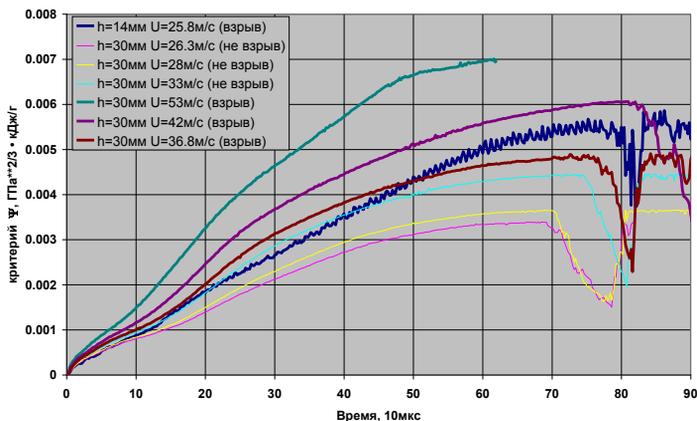


Рисунок 8. Зависимость максимального значения Ψ от времени

В опыте 4 со скоростью ударника $U=33\text{м/сек}$ зарегистрировано отсутствие взрыва шашки ВВ. Внешний вид сборки после проведения опыта приведен на рисунке 9. Произошло механическое повреждение верхней крышки сборки и шашки ВВ. Вмятина от ударника – диаметр 36 мм, глубина 11 мм.

На рисунке 10 приведён фрагмент расчёта "h=30мм U=33м/сек" на момент времени 810 мкс. В расчёте на этот момент ударник полностью развернулся – начался отскок. Расчётное повреждение верхней крышки сборки и шашки ВВ таково: вмятина от ударника диаметром 40 мм, глубиной 14 мм. Это, примерно на 10%, выше, чем в эксперименте.



Рисунок 9. Фотография сборки после проведения опыта со скоростью ударника $U=33\text{м/сек}$

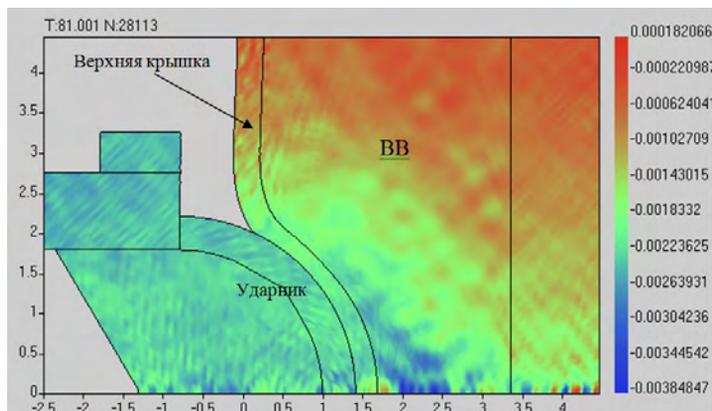


Рисунок 10. Расчёт h=30мм U=33м/сек, t=810 мкс. Повреждение верхней крышки сборки и шашки ВВ. Поле x-компоненты скорости

Сводные результаты семи проведенных расчетов представлены в таблице 2. Критерий Партома Π не приводится из-за его сильно немонотонного поведения.

Таблица 2. Максимальные значения критериев в расчетах без зазора.

№ опыта	h пашки (мм)	Плотность ВВ, г/см ³	Скорость ударника (м/с)	Максимум критерия φ_0	Максимум критерия Π_{int}	Максимум Критерия Ψ
1	14	1,887	25,8	7,91	0,21	0,0058
2	14	1,887	24,5	7,89	-	-
3	30	1,883	26,3	9,78	0,12	0,0034
4	30	1,883	28	10,09	0,13	0,0037
5	30	1,883	33	10,83	0,14	0,0044
6	30	1,883	53	12,07	0,25	0,007
7	30	1,883	42	11,56	0,2	0,006
8	30	1,883	36,8	11,12	0,16	0,0049

Как видно из представленной таблицы критерий φ_0 меняется от 7.91 до 12.07, демонстрируя зависимость от толщины пашки ВВ; критерий Π_{int} ведет себя немонотонно, также как и критерий Ψ . То есть для прогнозов взрывобезопасности наиболее предпочтительным является критерий φ_0 .

5. Результаты расчетов опытов с зазорами

Для изучения влияния зазора между фторопластом и ВВ (см. рис. 11) на возникновение взрыва были проведены расчеты с пашкой высотой 14мм и зазорами 1 и 2мм с различными скоростями ударника. Расчетная сетка, начальные и граничные условия, а также параметры уравнений состояния веществ, были взяты как и в расчетах без зазоров. Результаты расчетов представлены ниже.

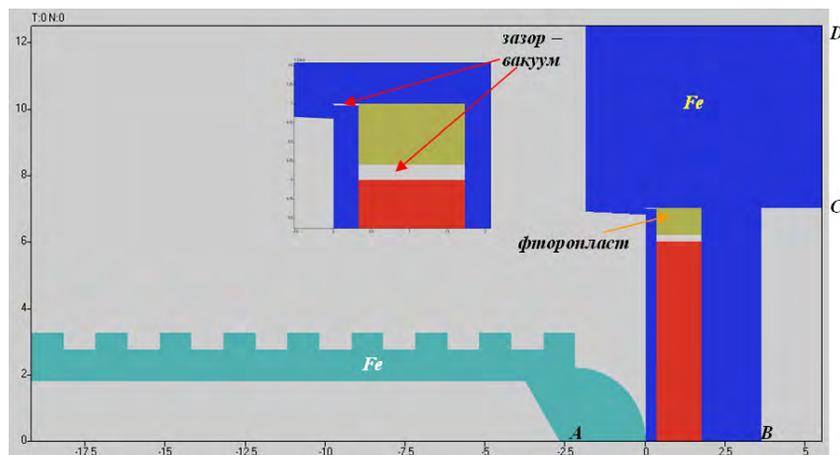


Рисунок 11. Начальная геометрия расчетов с зазором

На рисунке 12 представлены кривые зависимости от времени величины $\max(\varphi)$, полученные в расчётах с зазором. Пунктиром отмечены линии, соответствующие зазору 2 мм. Некоторые кривые имеют второй локальный максимум. При анализе результатов расчётов было замечено, что в соответствующие моменты времени на поведение критериев влияет разрушение среды.

В расчетах с зазорами по критерию Партома и критерию Ψ были получены сильные осцилляции. Скачки значения максимумов в этом случае наблюдаются на берегах зазора в момент его закрытия. Поэтому данные по эти критериям в случае зазоров не приводятся. Сводные результаты проведенных расчетов с зазорами представлены в таблице 3.

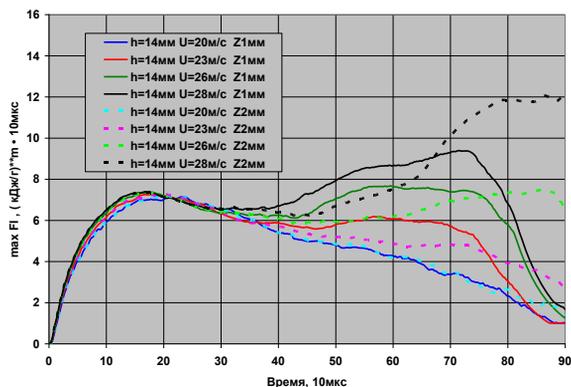


Рисунок 12. Зависимости от времени величины $\max(\varphi)$. Расчёты с зазором между фторопластовым кольцом и ВВ

Таблица 3 – Максимальные значения критерия φ_0 в расчетах с зазором

№ расчета	Величина зазора (мм)	Скорость ударника (м/с)	Максимальное значение критерия φ_0
1	1	20	7,15
2	1	23	7,25 (6,18)
3	1	26	7,37 (7,67)
4	1	28	7,39 (9,38)
5	2	20	7,18
6	2	23	7,26
7	2	26	7,34 (7,47)
8	2	28	7,37 (12)

Отметим здесь, что в таблице для первого максимального значения критерия φ_0 времена его достижения характерны для расчетов без зазора. В скобках показаны величины второго максимума критерия φ_0 . Поля скорости деформаций $\dot{\gamma}$ достигает максимальных значений **0.033** и **0.047** для расчетов без зазора и с зазором соответственно на время 570 мкс. Наличие зазоров приводит в данном случае к интенсификации сдвигов из-за течения разрушенного ВВ. Такая ситуация приводит к появлению второго максимума у критерия (второй максимум для времени больше 300 мкс при анализе взрывоопасной ситуации не учитывался).

Анализ результатов расчетов

Лучшие результаты по гладкости численного решения показал первый критерий φ_0 , в то время как критерий Партома вел себя наименее монотонно. Поэтому далее рассмотрим только критерий φ_0 . В таблице 4 представлены сводные расчеты критерия φ_0 .

Видно, что от величины зазора 1 мм или 2 мм результат зависит слабо. Тем не менее, наличие самого зазора достаточно существенно. Критерий меняется от величины 7.91 для ситуации без зазора при скорости ударника 25.8 м/с до 7.34 при скорости ударника 26 м/с с зазором 2 мм. Итак, наличие зазора позволяет ВВ разгрузиться, пластически течь в зазор, уменьшая напряжения в ВВ. Представленный материал позволяет сделать следующие выводы:

- В расчетах по методике Δ на основе упругопластической модели наличие зазоров несколько уменьшает взрывоопасность ситуации при механическом нагружении.
- Толщина ВВ больше влияет на величину критерия φ_0 , чем наличие зазора. Величина критерия растет при увеличении толщины ВВ.

Таблица 4 – Максимальные значения критерия φ_0 в расчетах

№ расчета	h пашки (мм)	Величина зазора (мм)	Скорость ударника (м/с)	Максимум критерия φ_0
1	14	0	25,8	7,91
2	14	0	24,5	7,89
3	30	0	26,3	9,78
4	30	0	28	10,09
5	30	0	33	10,83
6	30	0	53	12,07
7	30	0	42	11,56
8	30	0	36,8	11,12
9	14	1	20	7,15
10	14	1	23	7,25 (6,18)
11	14	1	26	7,37 (7,67)
12	14	1	28	7,39 (9,38)
13	14	2	20	7,18
14	14	2	23	7,26
15	14	2	26	7,34 (7,47)
16	14	2	28	7,37 (12)

Отметим, что по результатам экспериментов в образце ВВ толщиной 14 мм без зазора зафиксирован интенсивный взрывной процесс при скорости соударения $V=25,8$ м/с. В соответствующем этому опыту численному расчету значение максимума критерия φ_0 составило 7.91. В опыте с зазором со скоростью соударения $V=26$ м/с взрывного превращения не зафиксировано. В соответствующем этому опыту численном расчете значение максимума критерия φ_0 составило значение 7.37 (т.е.<7.91). Но и второй максимум критерия в расчете с зазором равен 7.67, т.е. лежит ниже взрывного значения критерия в расчете без зазора.

Расчет опыта без зазоров со скоростью $V=24.5$ м/с, для которого взрыва не было, дал значение $\varphi_0 = 7.89$. Можно сделать заключение, что наличие зазора уменьшает взрывоопасность. Отметим, что порог взрыва у φ_0 сильно зависит от толщины пашки ВВ.

Заключение

Представлены результаты экспериментов (ИФВ) и расчеты критериев взрыва в комплексе МИД методики Д (ИТМФ). Рассматриваемые критерии имели мажорантный характер, так как пороги взрыва зависели от толщины пашки ВВ. Лучшие результаты по гладкости численного решения показал критерий φ_0 , в то время как критерий Партома вел себя наименее монотонно. На основе расчетов сделано заключение, что наличие зазора уменьшает величину критерия φ_0 .

Отметим, что в расчетах опытов зафиксирован эффект сильного сжатия области ВВ на оси при ударе ударника со скоростями $u=34$ м/сек и $u=46.5$ м/сек. Он соответствовал ситуации “взрыв” в опытах. Ситуация объясняется тем, что реализуются большие интенсивности напряжений, превышающие порог текучести материала ВВ. При анализе результатов было замечено, что на возможность развития взрыва оказывает большое влияние степень разрушения среды.

Отметим, что:

- в расчетах Д на основе идеальной упругопластической модели, как и в экспериментах, наличие зазоров уменьшает взрывоопасность ситуации при механическом нагружении для одной и той же толщины слоя ВВ в контейнере;
- толщина ВВ сильнее влияет на величину критерия φ_0 , чем наличие зазора. Величина критерия растет при увеличении толщины ВВ.

Список литературы

1. D.J.Idar, R.A.Lucht, J.W.Straight, R.J.Scammon, R.V.Browning, J.Middleditch, J.K.Dienes, C.B.Skidmore, G.A.Duntain "Low amplitude insult project: PBX-9501 high explosives violent reaction experiments", Los Alamos National Laboratory. Eleventh International Detonation Symposium, Snowmass, CO, Aug.31-Sept.4, 1998, P.101.
2. Дмитриев Н.А., Дмитриева Л.В., Малиновская Е.В., Софронов И.Д. Методика расчета нестационарных двумерных задач газовой динамики в лагранжевых координатах //Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики /Под ред. К.И.Бабенко. М.:Наука, 1979, С.175-200.
3. С.Ю.Седов, О.М.Величко, О.В.Денисова, А.С.Кривонос, А.М.Вялых Расчеты на основе вязкоупругой модели критериев начала взрыва при низкоскоростном воздействии на взрывчатый состав на основе октогена //Труды международной конференции XV Харитоновские научные чтения. Саров:РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013.С.246-253.
4. Yehuda Partom. A threshold criterion for impact ignition//12th International symposium on Detonation. San Diego, California, 2002. N. 0950.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ РАЗРУШЕНИЯ ДЕТАЛЕЙ ИЗ ПЛАСТИФИЦИРОВАННОГО ОКТОГЕНА С РАЗНОЙ ДИСПЕРСНОСТЬЮ

М.С. Никифорова, Е.Н. Костюков, С.А. Вахмистров

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Известно, что деформация и разрушение структурно-неоднородных материалов сопровождается генерацией акустического излучения. Физические механизмы этого излучения связаны с динамической локальной перестройкой внутренней структуры материала. Изучение этого явления, называемого акустической эмиссией (АЭ), дает ценные сведения о закономерностях деформирования и разрушения материалов, которые необходимы для прогнозирования предельных состояний материала по результатам предварительного нагружения деталей из ВВ без разрушения. Характер разрушения деталей из ВВ предопределяется совокупностью некоторых факторов. Во-первых, при изготовлении изделий из ВВ, имеющих в своем составе полидисперсный наполнитель, существует вероятность того, что распределение различных его фракций по объему изделия будет неравномерным, а это, в свою очередь, может привести к различию физико-механических свойств материала по объему детали. Во-вторых, разница в физико-механических характеристиках будет зависеть и от присущей всем деталям из такого состава дефектности в виде пор и контактных границ между частицами или гранулами исходного сырья, размеры и несовершенства которых так или иначе связаны с дисперсностью наполнителя [1].

В связи с этим цель данного этапа работ заключалась в исследовании взаимосвязи параметров акустической эмиссии и структуры деталей, изготовленных на основе октогена с различным соотношением массовых долей крупной и мелкой фракций, в условиях испытания на растяжение.

В качестве модельного материала при проведении исследований был использован пластифицированный октоген, из которого методом прессования изготавливали детали. Общее соотношение массовых долей октогена и пластификатора для всех деталей сохранялось постоянным. Изменение дисперсности состава осуществлялось за счет изменения соотношения массовых долей крупной фракции октогена (обозначенной здесь А) и октогена мелкой фракции (Б). На рисунке 1 представлено распределение кристаллов по фракциям. Количественное содержание октогена разных фракций определялось соотношением А/Б % - 100/0, 50/50, 0/100. Т.о. исследования

проводили с использованием трех модификаций состава, из которых были изготовлены три группы деталей: гр. №1 – из состава с соотношением А/Б = 100/0, гр. №2 – А/Б = 50/50, гр. №3 – А/Б = 0/100.

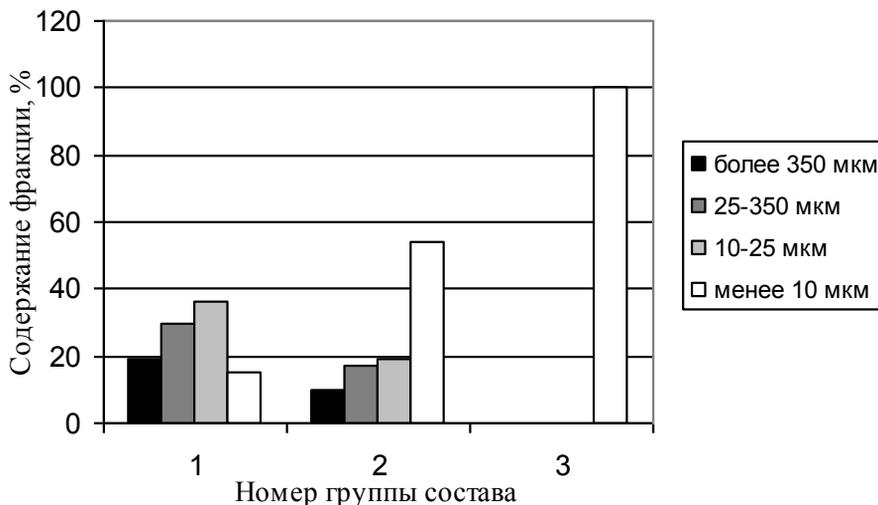


Рисунок 1. Распределение наполнителя по фракциям в группах состава

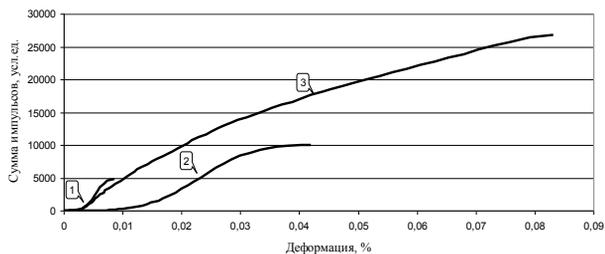
Регистрацию сигналов АЭ при механических испытаниях проводили с помощью акустико-эмиссионного комплекса A-Line 32D, который представляет собой многоканальную систему регистрации АЭ импульсов.

Диаграммы АЭ записывали при испытании деталей на растяжение. Испытанию на растяжение подвергались призматические детали размером 10x15x150 мм. В связи с небольшим размером испытываемых деталей и длительностью эксперимента, не превышающей полутора-двух минут, для записи сигналов АЭ был использован один канал и минимальное время усреднения, предусмотренное в используемой системе контроля, равное одной секунде.

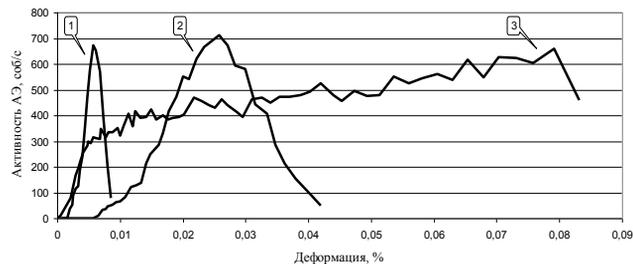
Акустическая эмиссия при испытании деталей на растяжение

На рисунке 2 (а–ж) представлены полученные в результате экспериментов по испытанию деталей диаграммы изменения параметров АЭ: сумма, активность, длительность, амплитуда и энергия событий, а также выбросы или интенсивность, и диаграммы деформирования деталей.

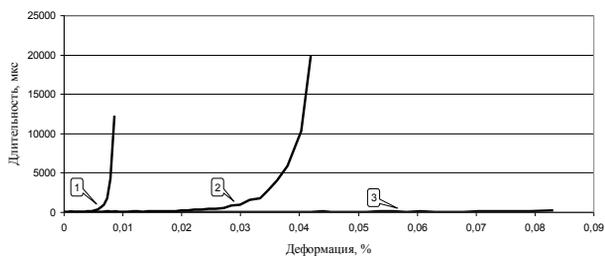
Анализ сигналов АЭ начнем с рассмотрения диаграмм накопления событий (импульсов) АЭ, которые представлены на рисунке 2а. Первое, что обращает на себя внимание – явное отличие формы диаграмм, полученных при испытании первых двух групп деталей, в составе которых присутствует октоген фракции “А” (они имеют форму буквы «S») от диаграмм, полученных при испытании третьей группы деталей, в которых эта фракция октогена отсутствует (диаграмма представляет собой практически прямую линию). Различный вид диаграмм суммы событий АЭ предполагает разные механизмы накопления поврежденности в деталях представленных групп. Для деталей группы №3 вплоть до разрушения детали наблюдается равномерный рост количества импульсов, рисунок 2а, что соответствует равномерному изменению активности, рисунок 2б. Учитывая, что длительность импульсов, рисунок 2в, количество выбросов в импульсе, рисунок 2г, и энергия в течение опыта изменяются также незначительно, можно предположить, что накопление дефектов здесь носит объемный характер. Локализация микротрещин, образование и рост макротрещины, приводящей к разрыву детали, происходят практически мгновенно, в течение нескольких микросекунд. На диаграммах параметров АЭ не наблюдается никаких видимых признаков изменения хода процесса, свидетельствующего о смене стадий в накоплении дефектов, предшествующих разрыву детали.



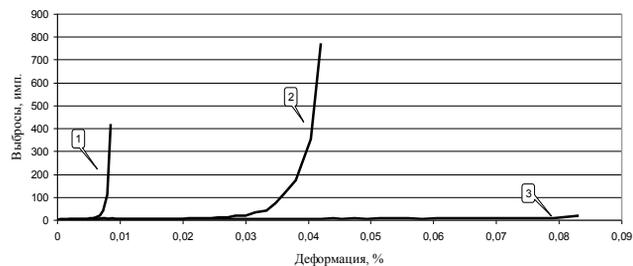
а



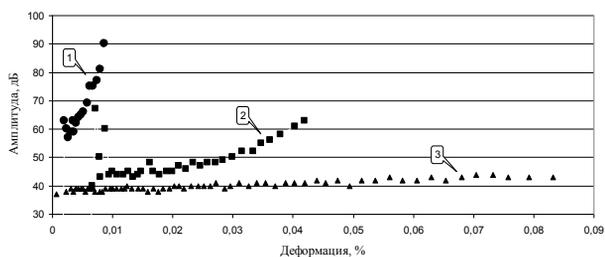
б



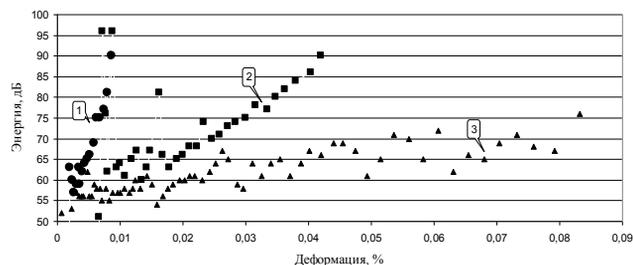
в



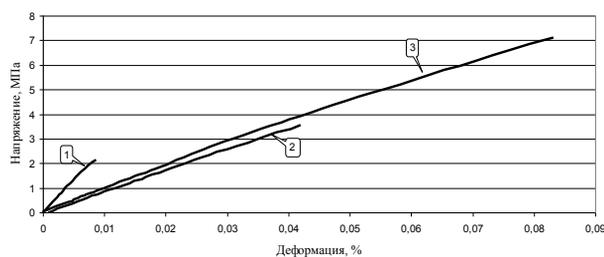
г



д



е



ж

1 – Детали, изготовленные в соотношении массовых долей фракций А и Б: А/Б = 100/0 %, 2 – А/Б = 50/50 %, 3 – А/Б = 0/100%

Рисунок 2. Диаграммы изменения параметров акустической эмиссии: суммы импульсов (а), активности (б), длительности (в), интенсивности (г), амплитуды (д), энергии (е). Диаграмма деформирования деталей (ж)

Для деталей групп №№1, 2 диаграммы суммы импульсов имеют вид буквы «S» с точками перегиба. Наличие этих точек свидетельствует об изменениях в процессе трещинообразования, происходящих в ходе нагружения. После точки перегиба наблюдается снижение градиента скорости роста количества импульсов АЭ, что предполагает достижение в отдельных частях детали

в ходе объемного трещинообразования такой концентрации микротрещин, при которой становится возможным их слияние. В результате происходит переход процесса накопления поврежденности в следующую стадию, сопровождающуюся укрупнением микротрещин и увеличением вероятности их локализации в наиболее поврежденных зонах детали. Разумеется, в это время не прекращается и процесс образования микродефектов, хотя, его активность снижается по мере расширения массива повреждений более крупного уровня. Такой характер процесса роста поврежденности продолжается до появления макротрещины, приводящей к разрушению детали. Непосредственно перед разрушением линия диаграммы становится практически параллельной оси абсцисс, т.е. рост количества событий АЭ прекращается, что свидетельствует о непрерывной АЭ, соответствующим развитию макротрещины разрушения.

Укрупнение дефектов (их слияние) после фиксируемой на диаграмме «Сумма событий – Деформация» точки перегиба подтверждается началом ускоренного роста длительности импульсов АЭ, рисунок 2в. Такое изменение хода диаграммы длительности характерно для всех деталей, изготовленных с использованием крупной фракции октогена. Из представленных диаграмм «Длительность-Деформация» следует, что, если для деталей на основе октогена фракции Б этот параметр даже при максимальных нагрузках (перед разрушением) не превышает 50-60 мкс, то для деталей на основе октогена фракции А длительность импульсов перед разрывом детали увеличивается до 12000 мкс. Максимальная величина этого параметра наблюдается для деталей с соотношением фракций А/Б = 50/50. Здесь длительность достигает значения более 20000 мкс.

Следствием совокупного изменения длительности импульсов АЭ и количества выбросов, эмитируемых при нагружении деталей из составов с разным соотношением крупной и мелкой фракций октогена, является разная величина их энергетической составляющей. Изменение энергии АЭ в процессе нагружения представлено на рисунке 2е. Из полученных данных следует, что средняя энергия акустических сигналов постоянно увеличивается, причем, чем крупнее кристалл, тем быстрее происходит увеличении энергии. Аналогичную картину можно наблюдать на диаграммах изменения амплитуды сигнала. Здесь следует отметить тот факт, что энергия событий при разрушении деталей на основе октогена фракции Б равна энергии событий, фиксируемых в точке перегиба диаграмм суммы событий для деталей с присутствием октогена фракции А, что подтверждает достижение в обоих случаях критической концентрации микродефектов. Однако в первом случае деталь разрушается, достигнув при этом максимального значения прочности, а во втором – накопление поврежденности переходит в новую стадию развития поврежденности при значениях напряжения и деформации, значительно меньших разрушающих.

Структура

Для выяснения причин различий в изменении параметров акустической эмиссии исследованных деталей при одинаковом соотношении массовых долей в составе взрывчатого наполнителя и пластификатора, была исследована структура поверхности разрушения, фотографии которой для разных деталей, сделанные с помощью электронного микроскопа, представлены на рисунке 3.

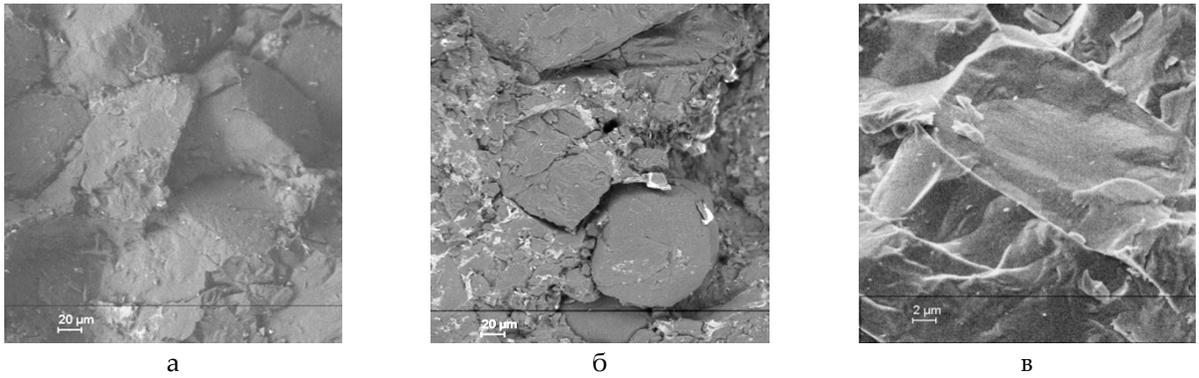


Рисунок 3. Электронное изображение поверхности сколов деталей: а - изготовленных на октогене фракции А; б - изготовленных на октогене с соотношением массовых долей фракций А и Б – 50/50%; в - изготовленных на октогене фракции Б

На рисунке 3а, представлена поверхность разрушения детали, изготовленной с использованием октогена фракции А. Видны практически сохранившие целостность кристаллы октогена с поврежденными краями. Разрушение произошло по межкристаллическим границам, которые представляют скопление частиц разрушенных крупных кристаллов, не скрепленных пластификатором. Учитывая, что следствием развития трещины при растяжении является возникновение зоны разгрузки с исключением из работы части напряженного материала и уменьшение поперечного сечения детали, соответственно, с увеличением напряжения в нагруженных зонах [2], а также, принимая во внимание быстрый рост длительности импульсов и количества выбросов АЭ, а, значит, и энергии импульсов можно предположить для деталей из ВВ на октогене фракции А высокую вероятность быстрого образования и достижения критической концентрации микротрещин и их объединения в более масштабные образования согласно теории стадийности разрушения. При достижении критического уровня напряжения в материале возникают трещины такого размера, когда значение высвобождающейся энергии при движении трещины превышает прирост затрат на её развитие. При этом условии начинается самопроизвольное развитие трещин [2] приводящее к разрушению детали.

На снимке 3в (отметим, что снимок сделан при увеличении в 10 раз большем, чем снимки (а) и (б)) представлена практически монолитная поверхность разрыва, которая состоит из множества плотно упакованных кристаллов мелкодисперсного октогена с прослойками пластификатора. Следует отметить, что в данном случае, несмотря на минимальные размеры, разрушению подверглись сами кристаллы. На этом основании можно сделать вывод, что адгезионная прочность в данном случае сравнима с прочностью кристаллов, что делает структуру детали практически монолитной. При нагружении детали напряжения распределяются равномерно по всему объему деформируемого материала. Распространение возникающих трещин ограничивается пределами размеров кристаллов. Отсюда минимальное количество выбросов, минимальная длительность и энергия событий АЭ при максимальном их количестве.

Снимок 3б представляет собой поверхность разрушения детали, структура которой состоит из совокупности крупных и мелких фракций октогена. Видно, что крупные кристаллы как бы вкраплены в матрицу из октогена мелкой фракции, который в свою очередь смешан с частицами разрушенных кромок крупных кристаллов и пластификатором. По фиксируемым параметрам АЭ: длительности, количества выбросов событий эти детали занимают среднее положение между деталями на основе октогена А и Б.

Таким образом, добавление в состав мелкой фракции наполнителя делает условия прессования деталей более мягкими, как непосредственно за счет уменьшения в составе количества октогена фракции А, так и за счет заполнения пространства между крупными кристаллами высокодисперсной фракцией. Это снижает вероятность возникновения дефектных зон в деталях от

разрушения кромок крупных кристаллов при прессовании, которые не связаны пластификатором, и положительно влияет на перераспределение напряжений при нагружении.

Заключение

Экспериментально исследован процесс накопления повреждений и разрушения деталей из пластифицированного октогена с различным соотношением массовых долей крупной и мелкой фракций в условиях испытания на растяжение. Выявлены зависимости параметров АЭ от особенностей структуры деталей. Показано, что размер кристаллов наполнителя является одним из ключевых факторов, от которого зависят параметры и общий вид сигналов АЭ.

Основываясь на полученных результатах по измерению параметров АЭ при испытании деталей, изготовленных на основе октогена разной дисперсности в условиях растяжения, можно предложить следующие механизмы накопления повреждений:

- для деталей из пластифицированного октогена высокодисперсной фракции Б (гр. №3) в течение всего периода нагружения происходит накопление объемной поврежденности, которое характеризуется относительно малой длительностью, количеством выбросов и низким значением энергии сигналов АЭ. Разрушение развивается по всему объему, образуется большое количество мелких трещин, длина которых при развитии не превышает размера кристаллов наполнителя, за счет чего увеличивается количество сигналов АЭ и характер этого процесса не изменяется до момента разрушения, т.е. практически до момента разрушения процесс накопления поврежденности в этих деталях не локализуется;
- для деталей групп №№1,2, имеющих в своем составе октоген крупнодисперсной фракции А, критический уровень объемной поврежденности в отдельных зонах объема детали достигается в ходе нагружения (отмечается точкой перегиба), что способствует появлению возможности слияния дефектов. В этом случае продолжение процесса накопления поврежденности будет осуществляться на новом масштабном уровне до момента достижения критической концентрации, образованию очагов локализации трещин и развития макротрещин по принципу «слабого» звена.

Список литературы

1. О.В.Роман, В.В.Скороход, Г.Р.Фридман. Ультразвуковой и резистометрический контроль в порошковой металлургии.// Минск, 1989.
2. М.А.Штремель. Разрушение.// Соросовский образовательный журнал. 1997г. №4. С.91-98

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

EQUATIONS OF STATE AND PHASE TRANSITIONS

БАЗА ДАННЫХ ТЕФИС ПО СВОЙСТВАМ ВЕЩЕСТВ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

А.А. Белов¹, Н.Н. Калиткин², И.А. Козлитин²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

1. Введение. В Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН создана и пополняется база данных ТЕФИС по теплофизическим свойствам веществ при экстремальных условиях [1].

Экстремальными условиями принято называть высокие температуры и/или большие плотности. Такие состояния достигаются при мощных взрывах, лазерном воздействии на вещество, при сильноточных разрядах, а также в недрах планет и звезд. Такая база может служить основой как для оценочных, так и для прецизионных газодинамических расчетов при проектировании многих конструкций новой техники в фундаментальных научных задачах: сверхмощные газовые лазеры, магнито-кумулятивные генераторы сверхсильных токов и сверхмощных магнитных полей, расчеты мощных взрывных устройств, бронепробивание на высоких скоростях, астрофизические задачи строения звезд и планет и ряд других.

База ТЕФИС расположена в открытом доступе на сайте Института по адресам <http://tefis.keldysh.ru> и <http://tefis.ru>. В декабре 2017 года на этом сайте была размещена первая демонстрационная версия. В декабре 2018 года была выложена вторая очередь базы. Ее объем составляет ~ 6 млн. чисел. Текущая версия базы содержит 3 раздела: термодинамические свойства, оптические свойства, скорости реакций. В 2019 году предполагается выложить третью очередь базы. Сетки термодинамической части будут вдвое более подробными, общий объем базы составит ~25 млн. чисел. Тем самым будет достигнута та же густота сеток, которая используется в наиболее известном уравнении состояния SESAME (Лос-Аламос) [2]. В 2020 году будет выложена четвертая очередь базы, сетки термодинамической части будут более подробными, чем в базе SESAME.

2. Термодинамические свойства. Этот раздел содержит таблицы давления P , энергии E , энтропии S в зависимости от плотности ρ и температуры T для всех элементов периодической системы с зарядом $Z \leq 103$. Он наиболее развит. Диапазон температур составляет $-0.6 < \lg T$ (эВ) < 4.6 и плотностей $-6 < \lg \rho$ (г/см³) < 6 . Сетка по температуре и плотности равномерная в логарифмическом масштабе, шаги $\Delta \lg T = \Delta \lg \rho = 0.2$; для элементов Al, Fe, Cu, Pb, которые наиболее подробно исследованы в экспериментах, шаги $\Delta \lg T = \Delta \lg \rho = 0.1$.

Модели. Термодинамика базы ТЕФИС основана на двух моделях. Плазма условно разделяется на газовую и конденсированную. Газовой считается плазма, в которой можно выделить компактные

ионные остовы и свободные электроны. Эта область описывается уравнениями ионизационного равновесия (обобщенными уравнениями Саха). При этом учитывается конечный объем ионных остовов (которые предполагаются несжимаемыми) и вырождение электронов [3,4].

Конденсированной считается плазма, в которой ионные остовы занимают почти весь объем вещества. Это происходит при очень высоких плотностях и не слишком высоких температурах. Эта область описывается моделью Томаса-Ферми с квантовой и обменной поправками [5].

Обе использованные модели являются термодинамически самосогласованными: в них строго выполняются известные термодинамические соотношения между давлением, энергией и энтропией. Объединение этих двух моделей в единое уравнение состояния делается с помощью специальной интерполяции, сохраняющей термодинамическую самосогласованность [6].

Сравнение с базой SESAME. В мировой литературе все широкодиапазонные уравнения состояния строятся на основе нескольких моделей. Однако до сих пор эти модели объединялись так, что обеспечивалась лишь непрерывность термодинамических функций, но нарушались соотношения между их производными. Например, на рис. 1 показано нарушение соотношения между производными P и E в SESAME на примере Cu. Детально проанализируем несогласованность SESAME. Сильная несогласованность наблюдается в вертикальной полосе при $\rho \sim 1-10$ г/см³. По-видимому, здесь «сшиваются» две заметно различающиеся модели. Существенная несогласованность наблюдается также при $\rho \sim 10^{-3}$ г/см³ и $\rho \sim 80$ г/см³. Это странно, так как в газовом диапазоне плотностей можно обойтись только моделью Саха, а для сильно сжатого вещества у меди не может быть никаких фазовых переходов.

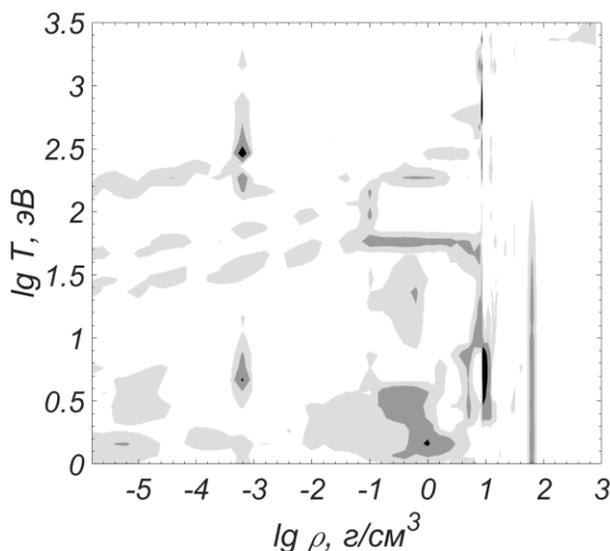


Рисунок 1. Нарушение термодинамического соотношения между производными P и E в библиотеке SESAME для Cu. Белый фон соответствует отклонению не более 1.03, светло-серый – от 1.03 до 1.10, серый – от 1.10 до 1.30, темно-серый – от 1.30 до 2.00, черный – более 2.00

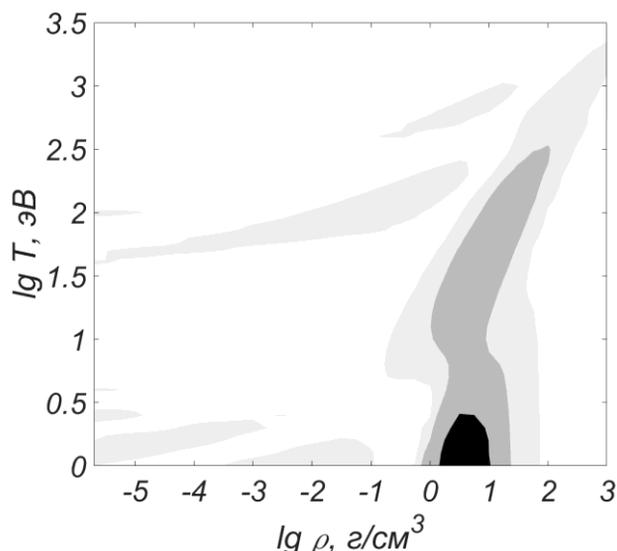


Рисунок 2. Отличие давлений в библиотеках ТЕФИС и SESAME для Cu. Плотности фонов см. рис. 1

Наблюдаются также три горизонтальные серые полосы в газовой области. Но они соответствуют окончанию ионизации заполненных внутренних оболочек, где зависимость давления и энергии от температуры становится неплавной. В этом случае численное нахождение производных на сетке с шагами $\Delta \lg T = \Delta \lg \rho = 0.1$ может приводить к значительным численным артефактам. На более подробных сетках эти полосы должны резко сужаться или вовсе исчезать. Такая несогласованность может приводить к нефизическим явлениям в газодинамических расчетах. В наших таблицах такой несогласованности нет.

На рис. 2 приведено сравнение давлений согласно ТЕФИС и SESAME на примере Cu. Наибольшее расхождение наблюдается в полосе, которая при низких температурах лежит при $\rho \sim 1-10$ г/см³, а при более высоких температурах полоса существенно загибается вправо. Нижняя часть этой полосы лежит непосредственно над областью смеси фаз жидкость – пар, а ее дальнейший ход примерно соответствует границе вырождения свободных электронов. Эта линия не совпадает с вертикальными полосами на рис. 1, то есть на ней уравнение SEAME использует одну и те же модель. В уравнении ТЕФИС на этой линии склеиваются модель газового и конденсированного вещества, что физически более разумно. Тем самым, в этой полосе следует отдавать предпочтение термодинамике ТЕФИС.

На рис. 2 в газовой области возникают горизонтальные полосы, соответствующие переходу от одной оболочки к другой. Это достаточно резкий переход. Видно, что в SESAME и ТЕФИС он происходит при разных значениях температуры. Но поскольку переход резкий, то разница температур соответствующих переходов на самом деле невелика.

На всех трех вертикальных полосах термодинамической несогласованности на рис. ... давление ТЕФИС и SESAME мало отличаются. Это означает, что сшивание моделей по линии стыка не так уж сильно портит термодинамические величины. Существенно портятся в основном их производные.

Экспериментальная проверка. Применимость модели Саха в газовой области общеизвестна и не требует подтверждения. Она основана на том, что потенциалы ионизации берутся из надежных справочных данных [7]. Нуждается в проверке в основном область конденсированного вещества. В ней основными экспериментами являются измерения в сильных ударных волнах.

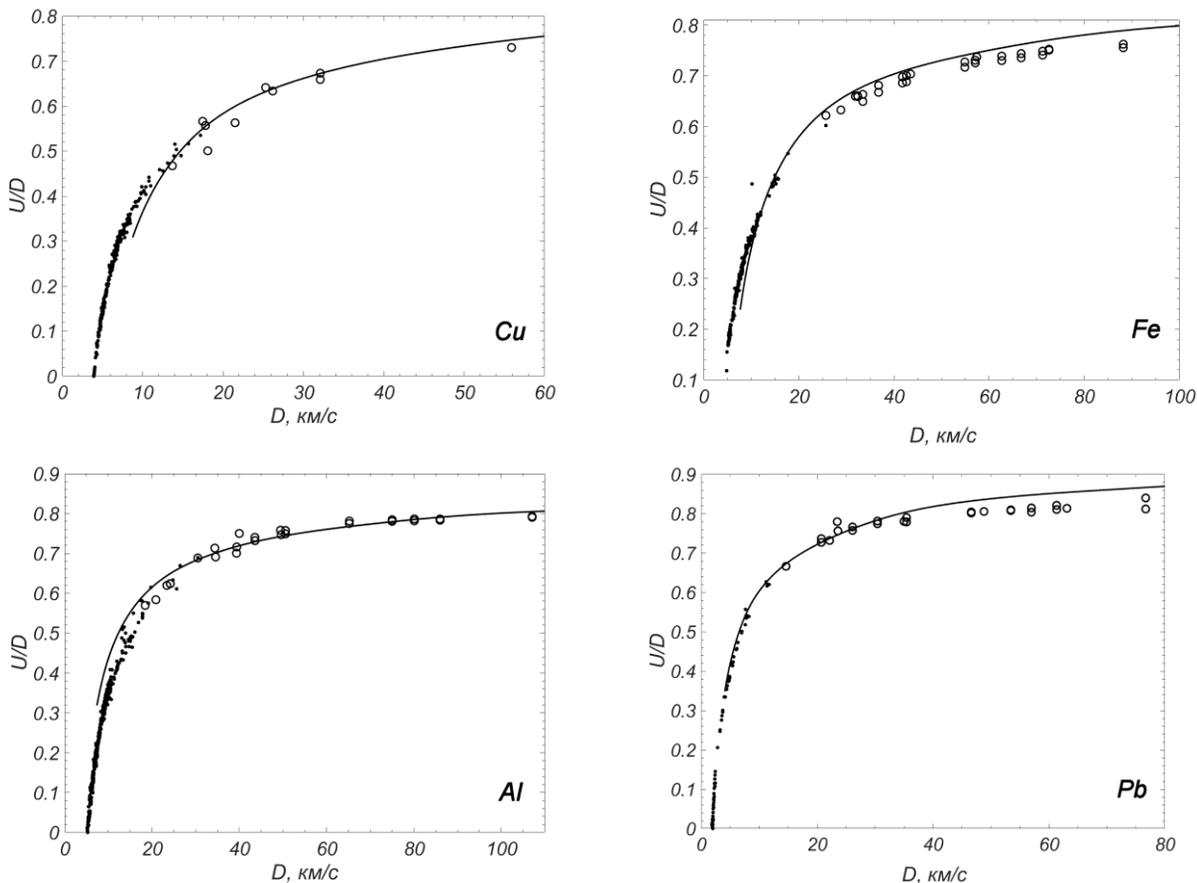


Рисунок 3. Ударные адиабаты сплошных Cu, Al, Fe, Pb в скоростных переменных. Точки – эксперименты на взрывчатках, кружки – в подземных ядерных взрывах, кривая – модель

Традиционно физики строили ударные адиабаты как зависимость $P(\rho)$. Однако непосредственно в экспериментах измеряют скорость ударной волны D и массовую скорость за фронтом ударной волны U . Значения P и ρ рассчитывают по скоростям D и U . Экспериментальные ошибки скоростей приводят к появлению зигзагов на кривой $P(\rho)$. При появлении непавноностей на кривой возникают дискуссии: является ли эта непавноность проявлением электронных структур или результатом экспериментальных ошибок.

Поэтому сравнение с экспериментами следует проводить по зависимости $D(U)$, которая выглядит существенно проще и допускает более простую интерпретацию. На рис. 3 для Cu показано сравнение расчетной и экспериментальной ударных адиабат сплошных веществ в скоростных переменных. Видно, что при $D \approx 14$ км/с (что соответствует $P \approx 7$ Мбар) теория хорошо согласуется с экспериментом вплоть до последней экспериментальной точки, соответствующей $P = 270$ Мбар. На рис. 3 показаны также аналогичные сравнения для сплошных Al, Fe, Pb.

Из рисунков видно, что наилучшее согласие с экспериментами имеется для Cu и Al. Оно объясняется тем, что для этих веществ выше $T = 1$ эВ нет никаких фазовых переходов: электронные переходы отсутствуют благодаря специфической структуре электронных оболочек, а плавление и испарение лежат ниже этой температуры. Поэтому Cu и Al целесообразно использовать в качестве эталона в ударно-волновых экспериментах.

Как известно, добиться согласия с экспериментом для ударных адиабат пористых веществ значительно труднее. Это объясняется тем, что для пористых веществ трудно получить большие давления, а при малых давлениях согласие всех моделей с экспериментами сильно ухудшается. На

рис. 4 приведены ударные адиабаты Cu для двух пористостей $m = 1.4$ и 3 . Видно, что для $m = 1.4$ средний разброс экспериментальных точек (отклонение от линейной регрессии) составляет 0.7% , а отклонение экспериментальных точек от кривой ТЕФИС достигает $\sim 3\%$. Это сравнение относится к области скоростей $D = 8-10$ км/с, что соответствует давлениям $P = 2-3$ Мбар. При настолько малых давлениях полученную точность следует считать хорошей.

При увеличении пористости погрешность экспериментальных значений U обычно возрастает. Видно, что при $m = 3$ она составляет $2-3\%$. Отличие кривой ТЕФИС от экспериментальных точек составляет $3-5\%$, что несколько превышает погрешность самих экспериментов. Однако диапазон давлений настолько невелик $P = 0.7-2.5$ Мбар, что такое различие также можно считать хорошим. Таким образом, эксперименты по ударным адиабатам пористого Cu удовлетворительно описываются базой ТЕФИС.

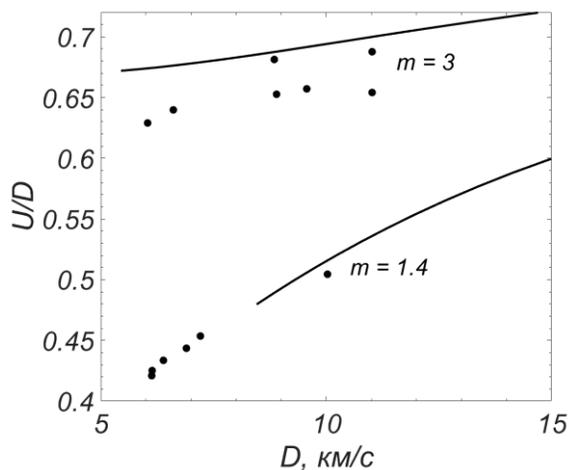


Рисунок 4. Ударные адиабаты пористого Cu . Точки — эксперимент, линии — расчет, цифры около линий — значения m

3. Оптические свойства. Этот раздел только начал создаваться. Из первых принципов (на основании закона больших чисел) нами была построена модель неоднородного микрополя [8]. Было показано, что функции распределения скалярных величин являются гауссовыми, а векторных — максвелло-подобными. Характерные масштабы этих распределений зависят от среднего заряда среды. Было показано, что усреднение заряда следует проводить не по Хоцмарку (как считалось последние 100 лет), а по Дебаю.

Оптический раздел базы ТЕФИС включает таблицы дебаевского заряда для всех элементов периодической системы с зарядом $Z \leq 103$ в зависимости от температуры и плотности. Диапазоны и шаги сеток по T и ρ таковы же, как и в термодинамическом разделе.

4. Реакции. Этот раздел тоже находится на этапе создания. Он включает два подраздела.

Термоядерные реакции. Первый подраздел содержит скорости термоядерных реакций, наиболее существенных для задач управляемого синтеза. Сейчас он включает 4 реакции: $D+D \rightarrow p + T$, $D + D \rightarrow n + {}^3\text{He}$, $D + T \rightarrow n + {}^4\text{He}$, $D + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^4\text{He}$. По этим реакциям имеется в сумме ~ 2000 экспериментальных точек по зависимости сечений σ от энергии E , начиная с энергий $1-3$ кэВ до ~ 10 МэВ. Был построен оригинальный метод статистической обработки этих данных [9,10]. С его помощью вычислены S-факторы (равные сечениям, деленным на множитель Гамова, описывающий проникаемость кулоновского барьера) и скорости реакций в зависимости от температуры для термодинамически равновесной среды.

Одним важным преимуществом нашего метода является то, что он позволяет надежно экстраполировать за пределы экспериментального диапазона на малые энергии до ~ 1 эВ. Поэтому можно рассчитать скорости реакций при низких температурах до ~ 10 эВ. Другое преимущество

состоит в том, что метод позволил статистически достоверно определить доверительные интервалы найденных аппроксимаций. Была получена точность 2-4% для S-факторов и 1-4% для скоростей реакций, что существенно лучше мирового уровня. В частности, удалось превзойти известные формулы Козлова. Пример обработки показан на рис. 5, где представлены экспериментальные данные и аппроксимирующая кривая для S-фактора реакции D + T.

Химические реакции. Второй подраздел включает данные по скоростям химических реакций, протекающих в смеси водорода с воздухом при атмосферном давлении и умеренных температурах до 1-2 кК. В нем представлены результаты первичных измерений с ревизией авторских оценок погрешностей. Заметим, что в мировой литературе данные рассеяны по отдельным статьям, а компендиумы открытого доступа отсутствуют. Кроме того, для каждой реакции представлены параметры аппроксимации экспериментальных данных законом Аррениуса с доверительными интервалами. Пример экспериментальных данных и их аппроксимации законом Аррениуса представлен на рис. 6 (переменные по осям выбраны так, чтобы закон Аррениуса превращался в прямую линию).

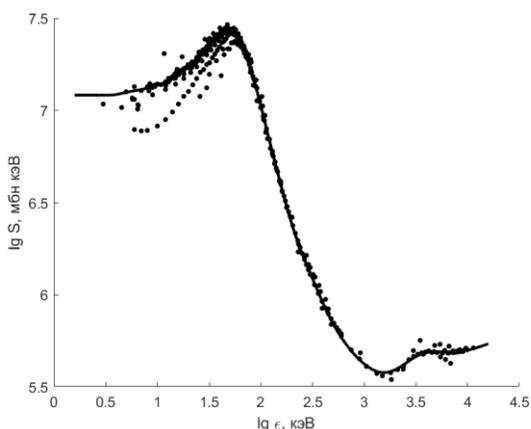


Рисунок 5. S-фактор для реакции $D+T \rightarrow n+{}^4\text{He}$, точки – эксперименты, линия – аппроксимация ТЕФИС

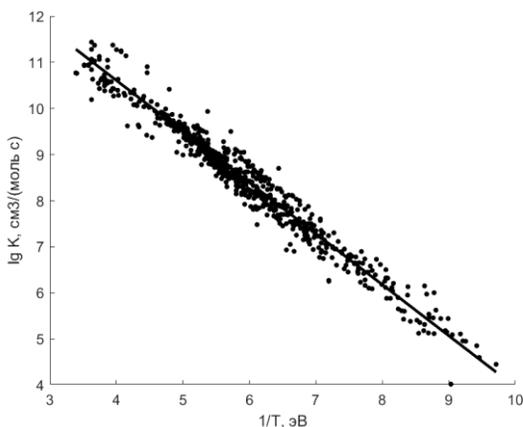


Рисунок 6. Скорость реакции $\text{N}_2\text{O}+\text{M} \rightarrow \text{N}_2+\text{O}+\text{M}$. Точки – эксперименты, линия аппроксимация ТЕФИС

Работа поддержана грантом РНФ № 16-11-10001.

Список литературы

1. Белов А.А., Калиткин Н.Н., Козлитин И.А., Корякин П.В. // Известия РАН. Сер. Физ., 2018, Т. 82. № 11. С. 1606.

2. Los Alamos National Laboratory <http://www.lanl.gov/org/padste/adts/theoretical/physicschemistry-materials/sesame-database.php>
3. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. // ДАН, 2016. Т. 471. № 5. С. 533.
4. Калиткин Н.Н. // ЖЭТФ, 1960. Т. 38. № 5. С. 1534.
5. Калиткин Н.Н., Луцкий К.И. // Матем. моделирование, 2015. Т. 27. № 4. С. 31.
6. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.5.6), <https://physics.nist.gov/asd> [2018, May 8]
7. Белов А.А., Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша, 2018, № 220.
8. Белов А.А., Калиткин Н.Н. // ДАН, 2016, Т. 470. № 3. С. 266.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПРОТИЯ И ДЕЙТЕРИЯ В ОБЛАСТИ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ И НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

*Г.В. Борисков, А.И. Быков, Н.И. Егоров, М.В. Жерноклетов, В.Н. Павлов,
И.С. Стрелков, О.М. Сурдин, В.И. Тимарева, С.И. Белов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Изложены постановка, данные и анализ результатов экспериментов по изоэнтропическому сжатию «лёгких» изотопов водорода (протия и дейтерия) в начальном (при $P_0 \approx 1$ бар) твёрдом состоянии до высоких и сверхвысоких (> 1 Мбар) давлений. Эксперименты проводились с использованием устройства на основе магнитокумулятивного генератора и рентгенографического комплекса, состоящего из бетатрона и системы регистрации рентгеновских изображений. Приведены результаты на «холодной» изоэнтропе для твёрдого протия ($T_0 = 5 \div 13$ К) и твёрдого дейтерия ($T_0 = 5 \div 17$ К). Они сравниваются с результатами, полученными с использованием статических и других динамических, а также с результатами различных расчётов.

Введение

В последние годы проявляется значительный интерес к исследованиям фазовой диаграммы водорода в широких диапазонах давлений, плотностей и температур. Он вызван, с одной стороны, широким распространением водорода во Вселенной, а с другой – его практической значимостью как одного из основных элементов энергетики будущего. Поэтому получение уравнения состояния (УРС) водорода, основанного на совокупности экспериментальных данных, относящихся к различным областям его фазовой диаграммы, является одной из важнейших задач физики высоких плотностей энергии. Основой такого УРС служит нулевая изотерма или кривая «холодного сжатия», опирающаяся на эксперименты как можно в более широком диапазоне давлений. Целями проведенных нами исследований являются определения нулевых изотерм для двух изотопов водорода - протия и дейтерия - в области мультимегабарных (1 Мбар = 100 Гпа) давлений.

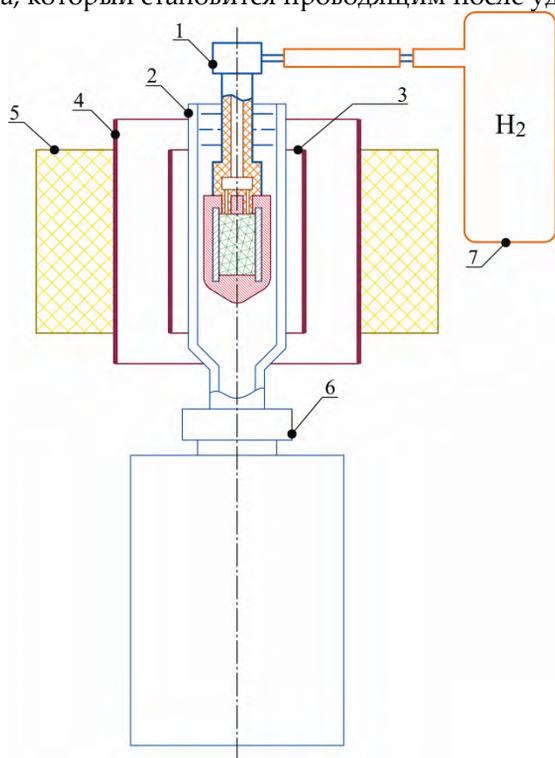
Во ВНИИЭФ экспериментальные работы по изучению УРС водорода и его изотопов в широких диапазонах давлений и температур ведутся на протяжении более 50 лет по трём направлениям динамических воздействий: ударным, квазиизоэнтропическим и изоэнтропическим сжатиям.

В этой работе мы представляем результаты исследования изоэнтропического сжатия твердых изотопов водорода с помощью давления сверхсильного магнитного поля [1]. В подобных опытах одновременно измеряются два параметра: по рентгенограмме находится плотность исследуемого вещества, а по плотности расположенного в камере сжатия эталонного образца с хорошо известными статическими и динамическими характеристиками определяется давление в образце.

Ниже дано описание устройства изоэнтропического сжатия на основе взрывного магнитокумулятивного генератора МК-1, приведены результаты численного моделирования его работы, описаны система регистрации рентгенографических изображений и методика определения параметров вещества в сжатых состояниях, приведены экспериментальные результаты по сжатию твердых протия и дейтерия, и их сравнение с теоретическими экспериментальными данными других авторов.

1. Устройство сжатия

Эскиз устройства показан на рисунке 1. Основными элементами устройства сжатия являются: двухкаскадный магнитокумулятивный генератор МК-1 [1], цилиндрическая камера сжатия, и криогенное устройство. Магнитокумулятивный генератор магнитного поля в данном случае используется как генератор давления и включает в себя в качестве источника запитки мощную конденсаторную батарею, коммутирующие элементы, кольцевой заряд взрывчатого вещества (ВВ) и два токнесущих цилиндрических лайнера, осуществляющих компрессию магнитного потока, – соленоид начального магнитного потока (он же – первый каскад генератора) и второй каскад генератора, который становится проводящим после удара по нему первого каскада.



- 1 – криоконтейнер с камерой сжатия,
- 2 – криопровод,
- 3 – второй каскад генератора,
- 4 – соленоид начального поля генератора,
- 5 – кольцевой заряд ВВ,
- 6 – криососуд для хранения хладагента,
- 7 - газгольдер

Рисунок 1. Эскиз устройства сжатия

Камера сжатия образована толстостенной медной трубкой и массивными торцевыми заглушками, выполненными из сплавов на основе вольфрама – ВМ или ВМЖ. В камере коаксиально располагаются слои исследуемого и эталонного веществ, отделённые друг от друга и от трубки контрастирующими оболочками. Через припаянную к камере стальную трубку осуществляется напуск в камеру исследуемого газа. В верхней части трубки имеется специальная вакуумноплотная крышка (капка), через которую вводятся элементы электрической цепи для измерения начальной температуры исследуемого образца. Кольцеобразные рёбра на наружной поверхности трубки с проделанными в них отверстиями обеспечивают эффективное охлаждение камеры сжатия парами хладагента. В камеру сжатия исследуемый газ попадает из полиэтиленового газгольдера, подсоединённого к капке с помощью резинового шланга. Непосредственно перед опытом газгольдер вакуумируют и заполняют исследуемым газом. Объём газгольдера достаточен

для того, чтобы в процессе охлаждения и заморозки образца поддерживать в камере давление близкое к атмосферному.

Криоустройство служит для охлаждения исследуемого газа до конденсированного состояния и удержания его в этом состоянии в течение времени, необходимого для проведения эксперимента. Устройство содержит сосуд для хранения хладагента, в качестве которого использовался жидкий гелий, и изготовленный из коаксиальных стальных тонкостенных трубок вакуумируемый криопровод. Он служит для подачи хладагента из криососуда к месту расположения камеры сжатия.

Под действием созданного в криососуде небольшого избыточного давления гелий поднимается вверх по криопроводу, его низкотемпературные пары, а далее и он сам постепенно охлаждают камеру сжатия. Заполняющий её газообразный изотоп водорода переходит сначала в жидкое, а затем в кристаллическое состояние. Для достижения максимальной однородности замораживаемого образца ось камеры сжатия должна быть направлена вдоль вектора силы тяжести, поэтому всё устройство располагается вертикально. Чтобы предотвратить замораживание газа в нежелательных местах, внутренняя поверхность трубки и проделанных в верхнем торце камеры подводных каналов покрыта толстым слоем фторопласта. Скорость охлаждения отслеживается по показаниям предварительно откалиброванного миниатюрного полупроводникового термометра марки ТСКУ-21, расположенного вблизи верхнего торца камеры сжатия. Перед проведением экспериментов паспортная калибровочная зависимость сопротивления термометра от температуры для каждого из использованных термометров проверялась путём измерения его сопротивления при комнатной, азотной и гелиевой температурах и при необходимости корректировалась. В процессе охлаждения температура исследуемого газа опускается ниже точки его кристаллизации при атмосферном давлении, которая равна 14 К для протия и 18 К для дейтерия и, достигнув некоторого минимального значения, лежащего в диапазоне от 5 К (5 К – это минимальное значение для температуры, которая может быть достигнута в камере сжатия при использовании данного криоустройства) до точки кристаллизации, перестаёт изменяться. Указанное значение принимается в качестве начальной температуры твёрдого газа в данном опыте. Строго говоря, каждому из реализованных в опытах значений T_0 соответствует своя изоэнтропа исследуемого газа, как и эталона, проходящая в плоскости «плотность-давление» через точку $(\rho(T_0, P_{\text{атм.}}); P_{\text{атм.}})$. Однако различие между двумя изоэнтропами, соответствующими минимальному и максимальному из полученных значений T_0 , намного меньше минимальной погрешности измерений давления или плотности исследуемого вещества, составляющей не менее 3%. Поэтому можно считать, что все полученные для конкретного изотопа водорода экспериментальные точки относятся к одной и той же изоэнтропе (далее по тексту называемой «холодной»), проходящей в P - ρ плоскости через точку, соответствующую усреднённой начальной температуре и атмосферному давлению. (Усреднённое значение начальной температуры соответствует значению плотности $\rho(T_{0\text{ср.}}, P_{\text{атм.}})$, равное $(0,088 \pm 0,001)$ г/см³ для протия и $(0,202 \pm 0,001)$ г/см³ для дейтерия; отметим, что указанные значения в пределах погрешности согласуются с результатами известных работ [2, 3], в которых исследовалась микро- и макроплотность кристаллической фазы протия и дейтерия при различных давлениях, в частности близком к атмосферному, в условиях статического сжатия при гелиевых температурах.) На указанной изоэнтропе во всём исследуемом диапазоне тепловое давление составляет незначительную часть полного вследствие низкой начальной температуры исследуемого образца. Для получения нулевой изотермы протия достаточно вычесть эту малую долю (не более чем несколько десятых процента) из построенной «холодной» изоэнтропы.

Процесс компрессии осуществляется следующим образом. При разряде конденсаторной батареи на соленоид генератора в зазоре между соленоидом и обжимающей трубкой камеры сжатия создаётся синусоидальный по времени магнитный поток, как это показано на рисунке 3. Магнитное поле в зазоре направлено при этом вдоль оси генератора. Изменение магнитного поля в зазоре во время запитки регистрируется индукционными датчиками, размещёнными в полости

генератора на внешней трубе криопровода. Момент инициирования кольцевого заряда подобран с таким расчётом, чтобы сформировавшийся после детонации ударно-волновой фронт вышел на внутреннюю поверхность соленоида в тот момент, когда поле генератора достигает значения B_0 , близкого к амплитудному. Оно называется начальным полем генератора. В результате взрыва заряда первый каскад генератора приобретает значительную кинетическую энергию, что приводит к имплозии токонесущей оболочки. Второй каскад генератора необходим для поддержания симметрии схлопывания токонесущей оболочки. Так как имплозия протекает достаточно быстро (< 20 мкс), то большая часть захваченного токонесущим каскадом магнитного потока сохраняется, а поле в полости усиливается до мегагауссных значений, создавая на внешней поверхности обжимающей трубки однородное магнитное давление $B^2/8\pi$. Под его действием трубка схлопывается и плавно, без образования ударных волн, обжимает расположенные внутри неё вещества до мегабарных давлений.

При проведении опыта в выбранный момент процесса сжатия производится рентгенографирование центральной части экспериментального устройства. В результате обработки полученного на рентгеновском снимке изображения определяются поперечные размеры, а, следовательно, и сжатие, как исследуемого, так и эталонного образца. Зная сжатие и начальную плотность образца, легко определить его плотность в момент рентгенографирования. За начальную принимается плотность, которая соответствует атмосферному давлению и температуре охлаждённого образца. По плотности эталона и его известной изохроме можно определить давление в камере сжатия. В качестве эталона лучше всего подходит алюминий, для которого по результатам статических и ударно-волновых экспериментов накоплен и обработан обширный статистический материал, охватывающий требуемый интервал давлений. Используемая нами «холодная» изохрома Al взята из работы [4]. В её основе лежат полученные авторами [4] данные по статическому сжатию Al на алмазных наковальнях до давления 220 ГПа, а также полученные ранее данные [5-7] по ударно-волновому сжатию вплоть до 1 ТПа. Для того чтобы определять по рентгеновскому снимку размеры сжатых образцов с приемлемой точностью, на границах, отделяющих образцы друг от друга и от обжимающей трубки, располагается тонкий слой из высокоплотного материала, в состав которого входят элементы с большим порядковым номером в таблице Менделеева. В качестве такого материала использовался сплав ВМ-3-2, содержащий 95%W, 3% Ni и 2%Cu.

2. Выбор геометрии камеры сжатия и начального поля МК генератора

Описываемый метод построения «холодной» изохромы хорошо работает, когда градиенты давления в рабочей зоне камеры сжатия невелики, а получаемые рентгеновские снимки позволяют определять необходимые размеры с достаточно высокой точностью. Выполнения двух указанных условий можно добиться, оптимизируя геометрию и начальное поле МК генератора. С этой целью проведена серия предварительных расчётов процесса сжатия [8]. При этом варьировались продольные и поперечные размеры камеры и сжимаемых образцов, способы их размещения внутри камеры сжатия, а также значения начального магнитного поля генератора B_0 в пределах от 110 кГс до 190 кГс. Расчёты проводились с помощью одномерного магнитогидродинамического (МГД) [9], а так же квазидвумерного [10] и двумерного [11] гидродинамических кодов, которые применялись и ранее для моделирования работы магнитокумулятивного генератора и устройств на его основе.

Оптимальной оказалась геометрия камеры сжатия, показанная на рисунке 2, когда в центре расположен образец изотопа водорода, а между ним и обжимающей трубкой находится алюминиевый эталон, отделённый от исследуемого вещества и от медной трубки контрастирующими прослойками. При этом оптимальное значение начального поля генератора лежит в интервале (150÷160) кГс. По результатам расчётов были выбраны следующие значения начальных поперечных размеров камеры сжатия и её элементов: диаметр камеры сжатия – 21,8 мм,

толщина обоих контрастирующих слоёв – 0.15 мм, толщина слоя эталонного вещества – $1,5 \div 2$ мм, диаметр исследуемого образца изотопа водорода – $14,7 \div 13,7$ мм.

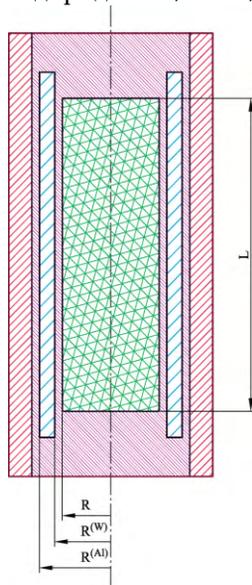
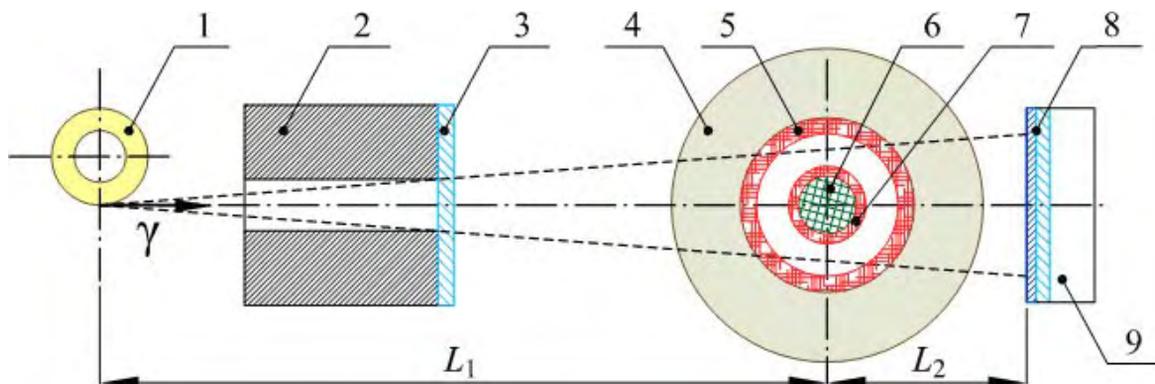


Рисунок 2. Эскиз камеры сжатия

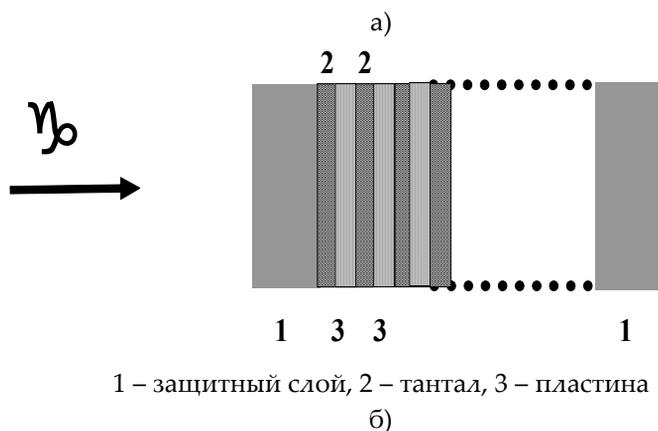
Что касается продольных размеров, то для проводимых экспериментов наиболее подходящей оказалась камера сжатия, у которой расстояние L между торцами по длине примерно совпадает с областью однородности магнитного поля и равно 100 мм. Из расчётов следует, что отклонение длины камеры в меньшую сторону от оптимальной ведёт к укорачиванию области однородного сжатия; отклонение же в сторону больших длин приводит к возникновению высокоскоростных осевых течений исследуемого вещества из зоны измерений. В центральной части такой камеры погонные массы сжимаемых веществ сохраняются, поэтому для нахождения сжатия эталона и исследуемого изотопа достаточно знать поперечные размеры алюминиевого и контрастирующего цилиндра при комнатных условиях и в состоянии сжатия, а также коэффициенты термического расширения их материалов, которые имеются в справочных данных вплоть до гелиевых температур.

3. Рентгенографическая методика

Типичная схема эксперимента с радиографической регистрацией процесса приведена на рисунке 3. На рисунке показаны основные элементы, имеющие непосредственное отношение к радиографической методике. Данные получают путём просвечивания объекта коротким импульсом тормозного излучения бетатрона БИМ-234 [12, 13] с регистрацией теневого изображения на рентгеновской плёнке или на фотохромной пластине. Регистратор представляет собой взрывозащищённый контейнер с расположенной внутри него кассетой с фоточувствительными элементами (*В ранних опытах в качестве контейнера использовалась массивная железная обойма, снабжённая прозрачными для рентгеновского излучения алюминиевыми экранами, защищающими её содержимое от воздействия ударной волны и продуктов взрыва*).



1 – бетатрон, 2 – канал вывода излучения с коллиматором, 3 – защита от продуктов взрыва, 4 – заряд ВВ, 5 – соленоид МК генератора (второй каскад не показан, чтобы не загромождать рисунок), 6 – сжимаемые образцы, 7 – обжимающая трубка, 8 – кассета, 9 – контейнер; $L_1 = 5$ м, $L_2 = 1,25$ м



1 – защитный слой, 2 – тантал, 3 – пластина

Рисунок 3. а) – схема рентгенографирования,
б) – схема регистратора на основе фотохромной пластины

В последнее время в качестве контейнера используется специальное защитное устройство, в котором располагается кассета с фотохромными пластинами в комбинации с конвертирующими танталовыми экранами. Большим преимуществом фотохромных пластин по сравнению с плёнками является широкий динамический диапазон, превышающий четыре порядка и позволяющий получать целостные снимки контрастных объектов. Кроме того каждую пластину для записи изображения можно использовать многократно.

Приведенные на рисунке 4, рентгенограммы, полученные в одном из проведённых опытов, дают представление о высоком качестве получаемых снимков.

Полученное на плёнке или пластине рентгеновское изображение оцифровывается и подвергается математической обработке. По результатам обработки находится значение внешнего радиуса алюминиевого цилиндра $r^{(Al)}$ и внутреннего радиуса контрастирующего цилиндра r (см. рис. 2), совпадающего с радиусом исследуемого образца ($r^{(H_2)}$ или $r^{(D_2)}$). Для каждого из снимков строится денситограмма в виде зависимости плотности почернения плёнки от радиального расстояния. По расположению её минимумов определяются необходимые размеры. Изображения, полученные в ранних работах [14, 15], обрабатывались без фильтрации данных. В недавно проведённых исследованиях [16] изоэнтропически сжатого протия при обработке изображений применялась медианная фильтрация. Параметры фильтров зависели от пространственных координат на рентгеновском снимке. Снимки, полученные в двух последних экспериментах с дейтерием (данная работа), обрабатывались без фильтрации и с медианной фильтрацией. В настоящее время мы не располагаем достаточно убедительными аргументами в пользу выбора того или иного способа обработки. Поэтому в качестве итогового результата было взято среднее

арифметическое средних значений измеряемых радиусов ($r^{(Al)}$ и $r^{(D2)}$) и их дисперсий. Таким образом, в первом опыте получены следующие значения: $r^{(D2)} = (2,565 \pm 0,065)$ мм, $r^{(Al)} = (4,645 \pm 0,085)$ мм; во втором: $r^{(D2)} = (1,870 \pm 0,075)$ мм, $r^{(Al)} = (4,265 \pm 0,050)$ мм.

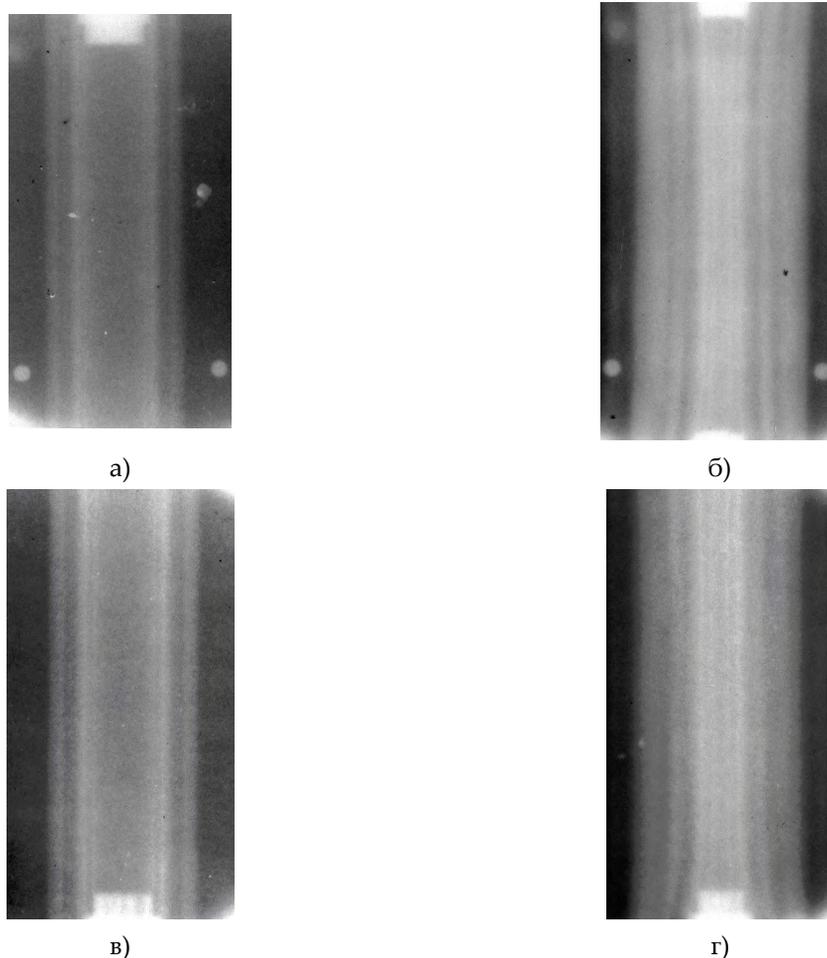


Рисунок 4. Экспериментальные рентгенограммы одного из опытов с протием (а, б) и дейтерием (в, г); рисунки (а) и (в) – предварительный снимок (образцы в начальном состоянии), (б) и (г) – в момент сжатия (соответствует давлению ~ 4 Мбар)

4. Моделирование работы устройства сжатия

При определении плотности и давления сжатых образцов по их размерам, полученным в результате обработки рентгенограмм, учитываются так называемые градиентные поправки, вызванные отличием среднего давления в сжатом эталоне от аналогичного давления в исследуемом образце в момент рентгенографирования. Поправки находятся при обработке выходных данных расчёта процесса сжатия, протекающего в центральной части экспериментального устройства. Такой расчёт полезен и на этапе предварительной обработки экспериментальных данных для оценки давления, которое реализовалось в исследуемом образце в момент его рентгенографирования. Он необходим и для моделирования рентгеновских снимков сжатых образцов, которые используются при разработке новых конструкций камеры сжатия и их оптимизации. Расчёт работы устройства изоэнтропического сжатия проводится на основе программного комплекса, традиционно используемого во ВНИИЭФ для моделирования работы устройств на основе МК генераторов и включающего в себя одномерный лагранжев МГД код и библиотеку широкодиапазонных определяющих соотношений, в которые входят уравнения состояния, законы проводимости, механические характеристики (см. [9]). Входящие в комплекс

УРСы протия и дейтерия построены на основе экспериментальных результатов наших предыдущих исследований [14, 15].

Представленные на рисунке 5 графики расчётной зависимости от времени величины $P(\rho_{\text{cp}})$ для различных веществ внутри камеры сжатия иллюстрируют возможности генерации и измерения давления в исследуемом веществе при использовании описываемого устройства сжатия.

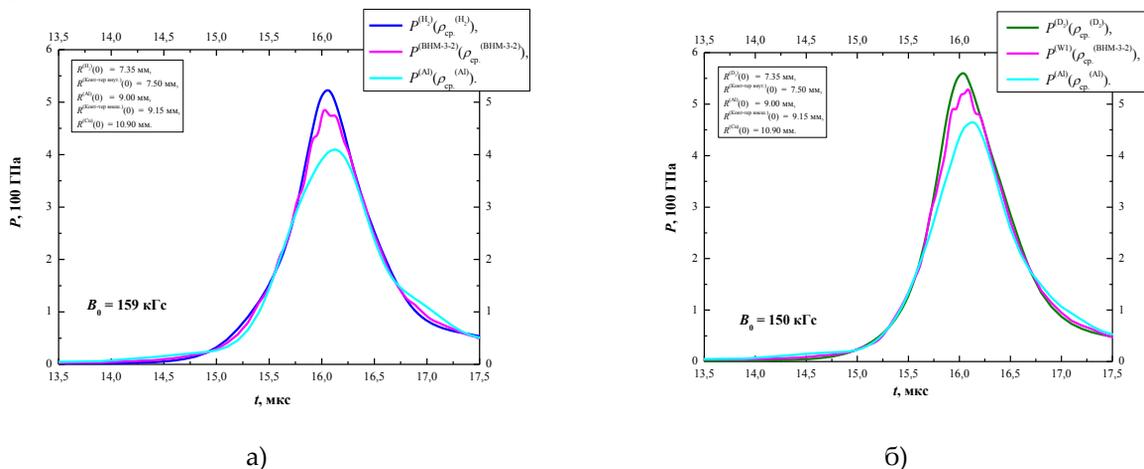


Рисунок 5. Зависимость от времени давления $P(\rho_{\text{cp}})$ в исследуемом протии (а), дейтерии (б), контрастирующем слое и алюминии

Здесь ρ_{cp} – плотность образца, усреднённая по объёму центральной части камеры сжатия, где образец сжат однородно вдоль оси камеры, а $P(\rho_{\text{cp}})$ – давление на изоэнтропе, соответствующей тому или иному веществу. Видно, что на восходящей и нисходящей части импульса сжатия существует достаточно большой промежуток времени, когда давления в исследуемом изотопе и эталоне различаются сравнительно мало (т.н. рабочий участок импульса сжатия). Вблизи максимума сжатия разница возрастает. При обработке экспериментальных данных эти различия учитываются введением расчётной градиентной поправки.

На рисунке 6 приведены аналогичные расчётные графики для температуры $T(\rho_{\text{cp}})$ на изоэнтропе, которые показывают, что температура дейтерия в максимуме сжатия составляет лишь несколько сот градусов, т.е. исследуемое вещество при сжатии остаётся в конденсированном состоянии. Время на рисунках отсчитывается от начала компрессии магнитного потока генератором МК-1.

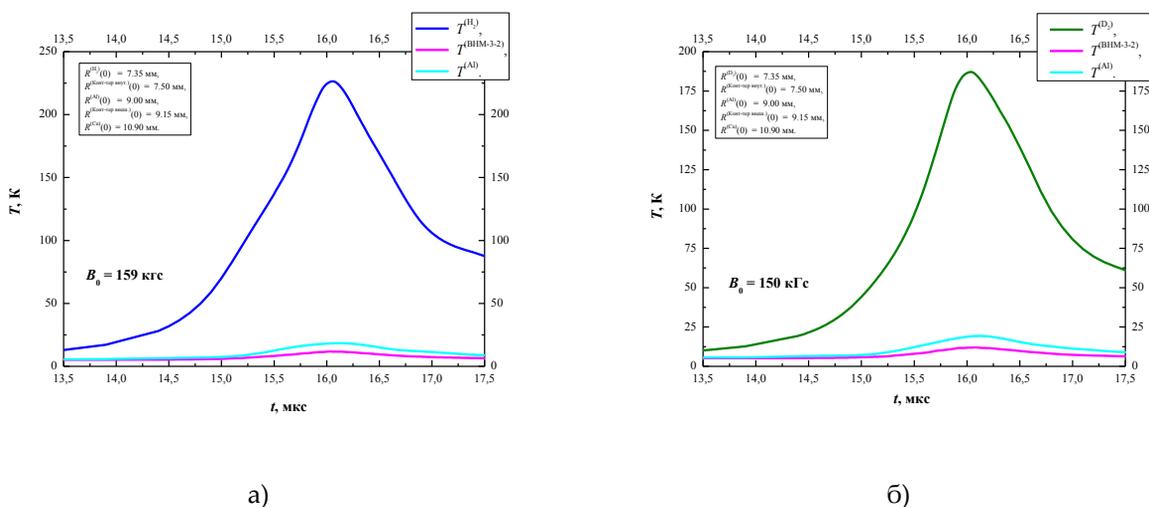


Рисунок 6. Зависимость от времени температуры $T(\rho_{\text{cp}})$ в исследуемом протии (а), дейтерии (б), контрастирующем слое и алюминии

5. Определение параметров сжатых образцов

По найденному из рентгеновского снимка значению r находится площадь поперечного сечения исследуемого образца, а, следовательно, и величина его сжатия δ . Плотность сжатого изотопа равна $\rho = \rho_0 \delta$, где ρ_0 – кристаллическая плотность изотопа при нормальном давлении и гелиевой температуре. Давление в исследуемом образце определяется по формуле: $P = P^{(Al)}(\delta^{(Al)})(1 + \varepsilon)$. Здесь ε – относительная градиентная поправка, а $P^{(Al)}(\delta^{(Al)})$ – выражение для «холодной» изоэнтропы алюминия, соответствующее работе [4], причём $\delta^{(Al)}$ – сжатие алюминия по отношению к его нормальной плотности. Значение внешнего радиуса контрастирующего цилиндра $r^{(W)}$, необходимое для вычисления сжатия Al, находится из условия равенства давлений в эталоне и в контрастирующей оболочке: $P^{(Al)}(\delta^{(Al)}) = P^{(W)}(\delta^{(W)})$, где $\delta^{(W)}$ – сжатие вольфрамового сплава. Как видно из рис. 5, упомянутое условие с хорошей точностью выполняется на всём рабочем участке импульса сжатия. При этом выражение для изоэнтропы вольфрамового сплава выбрано в виде, рекомендованном в [17]. Значения входящих в него параметров – коэффициентов соответствующего $D(U)$ -соотношения – взяты нами из сборника [18], где они приведены для интересующего нас интервала давлений. Следует заметить, что варьирование этих параметров в пределах погрешностей, с которыми они обычно измеряются, на результатах измерений заметным образом не сказывается. По значениям $r^{(Al)}$ и r находим сжатие $\delta^{(Al)}$, а по нему – давление $P^{(Al)}(\delta^{(Al)})$ и, с учётом ε , давление P в исследуемом веществе.

Градиентная поправка находится с привлечением расчётов следующим образом. С помощью программного комплекса рассчитывается процесс, происходящий в центральной части устройства сжатия. При этом учитываются измерения начального поля генератора, произведённые в рассматриваемом эксперименте. По расчётным зависимостям $r(t)_{\text{расч.}}$ и $r^{(Al)}(t)_{\text{расч.}}$ радиусов исследуемого и эталонного образца от времени в плоскости $r^{(Al)} - r$ строится соответствующая «траектория» ($r^{(Al)} - r$ диаграмма). Здесь же наносится экспериментальная точка ($r^{(Al)}_{\text{эксп.}}$; $r_{\text{эксп.}}$) с указанием погрешностей её измерения, как это проиллюстрировано на рис. 7. Находим точку на «траектории», ближайшую к экспериментальной. Выбранной точке соответствуют расчётные величины $r_{\text{расч.}}$ и $r^{(Al)}_{\text{расч.}}$. Для их значений по изложенной выше процедуре вычисляем $\delta_{\text{расч.}}$ и $P^{(Al)}(\delta^{(Al)})_{\text{расч.}}$. Находим расчётное давление в изотопе водорода $P(\delta_{\text{расч.}})$, воспользовавшись выражением для его «холодной» изоэнтропы, построенной в соответствии с [15]. Относительная градиентная поправка равна: $\varepsilon = (P(\delta_{\text{расч.}}) - P^{(Al)}(\delta^{(Al)})_{\text{расч.}}) / P^{(Al)}(\delta^{(Al)})_{\text{расч.}}$.

В данной работе, как и в недавно проведённой серии опытов по изоэнтропическому сжатию против [16], градиентная поправка находилась из расчётов, в которых использовалось УРС с константами, полученными в [15]. В самих же исследованиях [14, 15] она вычислялась с применением УРСа, основанного на экстраполяции в мультимегабарную область нулевой изотермы, построенной в опытах по статическому сжатию против и дейтерия на алмазных наковальнях до 1,5 Мбар [19]. Поэтому мы пересчитали градиентную поправку к давлениям, полученным в [14, 15], воспользовавшись УРСом, основанным на кривой «холодного» сжатия работы [15].

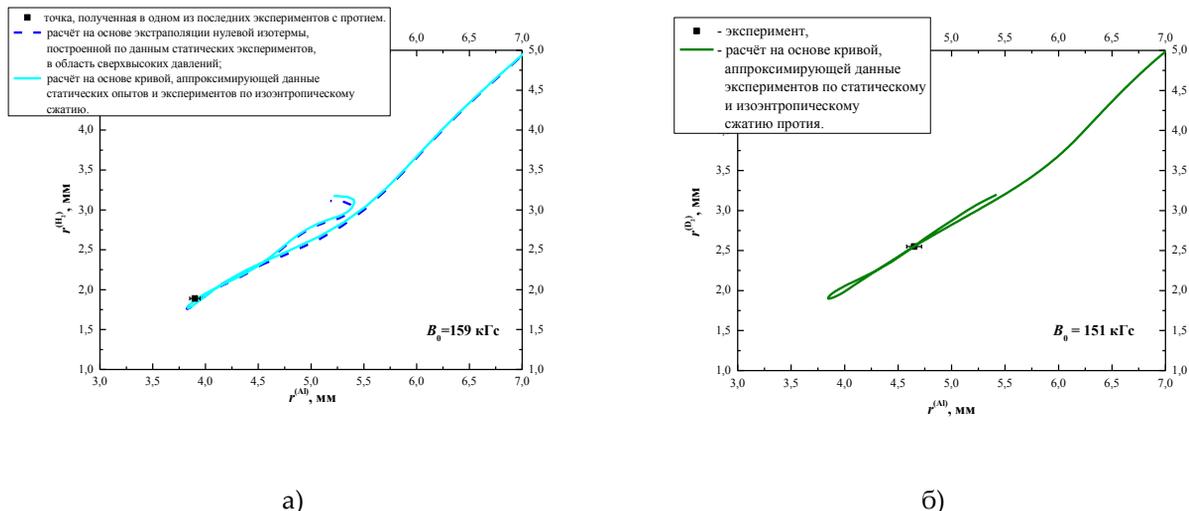


Рисунок 7. Расчётная $r^{(Al)}$ - r диаграмма для одного из опытов с протием (а) и с дейтерием (б) в сопоставлении с экспериментальной точкой

Погрешность измерения плотности, рассматриваемой как функция переменных ρ и δ , равна: $\Delta\rho = \rho [(\Delta\rho/\rho)^2 + (\Delta\delta/\delta)^2]^{1/2}$. В используемом нами методе точность вычисления сжатия, как и давления, определяется, прежде всего, точностью измерения поперечных размеров алюминиевой и контрастирующей оболочек в начальном и в сжатом состоянии. Погрешности Δr и $\Delta r^{(Al)}$ измерения радиусов сжатых оболочек почти на порядок превышают погрешность измерения начальных размеров, составляющую несколько микрон. Поэтому последней можно пренебречь, а погрешность измерения сжатия в таком случае равна: $\Delta\delta = 2\delta\Delta r/r$.

Для нахождения погрешности измерения давления ΔP координаты точки ($r^{(Al)}$; r) изменяются на величину $\pm \Delta r^{(Al)}$ и $\pm \Delta r$ соответственно. В результате в плоскости $r^{(Al)}$ - r получаются четыре точки, слегка смещённые относительно исходной. Для каждой из них вышеизложенным способом находится давление P в исследуемом образце. Погрешность измерения давления вычисляется далее в соответствии с правилом вычисления погрешности для функции от нескольких переменных (в данном случае такими переменными являются радиусы r и $r^{(Al)}$): $\Delta P = [(\Delta P_1)^2 + (\Delta P_2)^2]^{1/2}$, где $\Delta P_1 = (P(r + \Delta r, r^{(Al)}) - P(r - \Delta r, r^{(Al)}))/2$, $\Delta P_2 = (P(r, r^{(Al)} + \Delta r^{(Al)}) - P(r, r^{(Al)} - \Delta r^{(Al)}))/2$.

Таким образом, в результате проведения эксперимента по изоэнтропическому сжатию в описанной выше постановке, можно получить точку в плоскости P - δ , соответствующую исследуемой изоэнтропе. Изменяя от эксперимента к эксперименту моменты времени рентгенографирования, получаем набор точек, соответствующий «холодной» изоэнтропе исследуемого вещества.

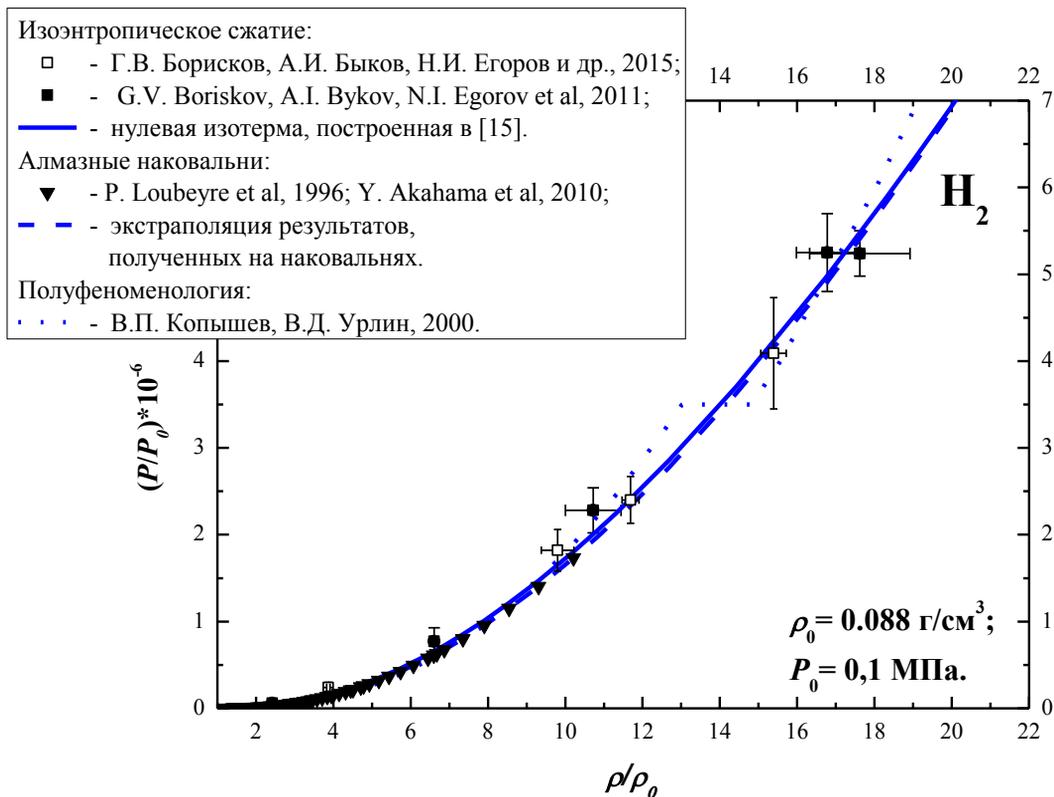
6. Результаты экспериментов

С применением описанного выше устройства и рентгенографической измерительной методики была выполнена серия экспериментов с целью исследования нулевой изотермы протия и дейтерия в интервале давлений от 10 ГПа до 500 ГПа [14, 15]. Затем с этой же целью была проведена дополнительная серия экспериментов с протием [16] и с дейтерием (данная работа). Результаты всех опытов представлены в таблице 1 (При её составлении учтены небольшие (на уровне нескольких процентов) изменения в давлениях относительно работы [15], вызванные вышеупомянутым пересчётом градиентной поправки), а также на рисунке 8 в виде экспериментальных точек диаграммы «давление - сжатие». Здесь представлены также результаты, полученные на алмазных наковальнях [19, 20].

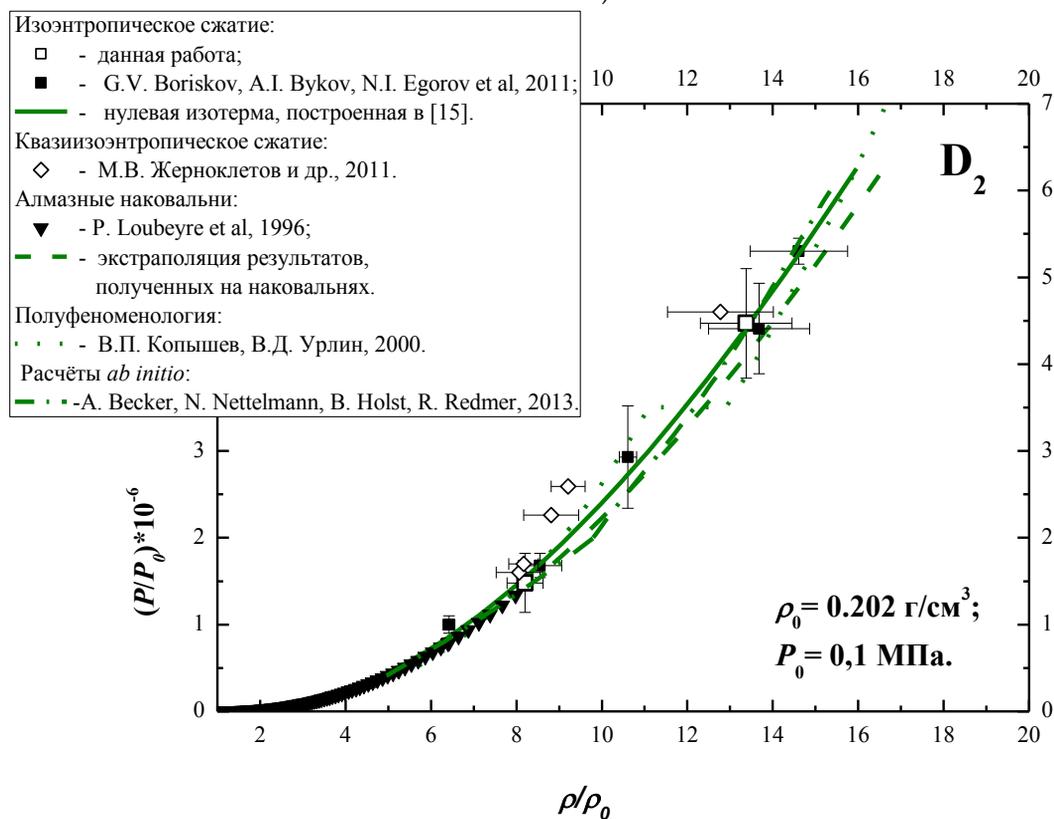
Таблица 1.

Иссл. вещ-во	ρ/ρ_0 , отн. ед.	P , ГПа	Ссылка
H ₂	$2,42 \pm 0,11$	6 ± 2	[15]
	$3,87 \pm 0,04$	24 ± 6	[16]
	$6,61 \pm 0,10$	77 ± 16	[15]
	$9,80 \pm 0,42$	182 ± 24	[16]
	$10,72 \pm 0,72$	228 ± 26	[15]
	$11,69 \pm 0,22$	240 ± 27	[16]
	$15,39 \pm 0,33$	409 ± 64	[16]
	$16,78 \pm 0,80$	525 ± 45	[15]
	$17,62 \pm 1,30$	524 ± 26	[15]
D ₂	$6,42 \pm 0,14$	100 ± 10	[15]
	$8,20 \pm 0,42$	148 ± 34	данная работа
	$8,55 \pm 0,51$	168 ± 14	[15]
	$10,61 \pm 0,20$	293 ± 59	[15]
	$13,38 \pm 1,07$	447 ± 63	данная работа
	$13,68 \pm 1,18$	441 ± 52	[15]
	$14,61 \pm 1,14$	530 ± 15	[15]

Сплошной линией на рис. 8 показана нулевая изотерма, построенная в [15] с учётом результатов как статических опытов [19, 20], так и опытов по изоэнтропическому сжатию [14, 15]. Штриховой линией показана экстраполяция в мегабарную область нулевой изотермы, полученной на алмазных наковальнях [19]. Пунктиром обозначена кривая «холодного» сжатия, предложенная в [21] для молекулярной и атомарной фазы протия и дейтерия. Штрихпунктирная линия на рис. 8б соответствует нормальной изотерме дейтерия, построенной в [22] в рамках теории функционала плотности (ТФП) с применением методов молекулярной динамики (МД). На рис. 8б также показаны представленные в таблице 2 данные, полученные в экспериментах по квазиизоэнтропическому сжатию газообразного дейтерия с начальной плотностью $\rho_0 = (0,039 \pm 0,001)$ г/см³ и при начальном давлении $P_0 = 25$ МПа в цилиндрическом взрывном устройстве [23]. Плотность исследуемого дейтерия в этих опытах находилась с помощью рентгенографической методики, а давление определялось из газодинамических расчётов. Информация из рентгеновских снимков, так же как и в описываемых опытах с твёрдым протием и дейтерием, извлекалась путем их оцифровывания на сканере и дальнейшей компьютерной обработки, выполненной в единой манере для всех снимков. Как видно из рис.8б, все точки, относящиеся к плотному газообразному дейтерию, расположены левее «холодной» изоэнтропы [15], как и следовало ожидать в виду большей тепловой составляющей давления в опытах [23] по сравнению с изоэнтропическим сжатием.



а)



б)

Рисунок 8. P - ρ диаграммы протия (а) и дейтерия (б)

Таблица 2.

Иссл. вещ-во	ρ , г/см ³	P , ГПа (расчёт)	Ссылка
D ₂	1,63 ± 0,10	160 ± 20	[23]
	1,65 ± 0,07	170 ± 20	[23]
	1,78 ± 0,13	226 ± 25	новые данные
	1,89 ± 0,08	260 ± 25	[23]
	2,58 ± 0,25	460 ± 25	новые данные

Полученные нами данные не указывают на какие-либо аномалии в поведении нулевой изотермы протия и дейтерия при давлениях до 500 ГПа. Видно, что полученные на «холодной» изоэнтропе точки в пределах погрешностей согласуются с нулевой изотермой [19]. Несколько хуже их расположение согласуется с полуфеноменологической нулевой изотермой [21], в соответствии с которой на участке от 300 ГПа до 400 ГПа должен происходить переход кристалла из молекулярной в атомарную фазу со значительным (~ 14 %) скачком плотности. Однако, согласно [19] скачок плотности будет в несколько раз меньше и должен наблюдаться при давлениях, превосходящих 600 ГПа. Наблюдается также согласие наших данных по изоэнтропическому сжатию твёрдого дейтерия с изотермой [22], полученной с помощью расчётов из первых принципов.

Полученные нами к настоящему времени точки исследуемой «холодной» изоэнтропы достаточно равномерно распределены по шкале давлений. Некоторая немонотонность в расположении двух крайних точек на диаграмме протия (рис. 8а) может рассматриваться как указание на возможный фазовый переход. Например, согласно опубликованным результатам расчётов [24], выполненных методом квантового Монте-Карло, диссоциация молекул в конденсированном водороде может происходить при давлении, превосходящем 500 ГПа. Для того чтобы сделать более определённые выводы для обоих изотопов о ходе кривой «холодного» сжатия при давлениях выше 500 ГПа, необходимо провести отдельную серию экспериментов. При этом можно получить важную информацию о сжимаемости конденсированного протия и дейтерия как раз в той области давлений, при которых ожидается переход молекулярной фазы в атомарную.

Заключение

В результате проведённых экспериментов по изоэнтропическому сжатию твёрдых протия и дейтерия исследованы их свойства в диапазоне от 10 ГПа до 550 ГПа. Полученные данные относятся к «холодной» изоэнтропе, проходящей в плоскости P - ρ через начальную точку (0,088 г/см³; 0,1 МПа) в случае протия и (0,202 г/см³; 0,1 МПа) в случае дейтерия.

Анализ полученных данных не выявил каких-либо аномалий в поведении нулевой изотермы обоих изотопов. Представляется интересным расширить исследуемый диапазон давлений в область выше 550 ГПа, где по теоретическим предсказаниям не исключены переходы из молекулярного кристалла в молекулярную жидкость (плавление давлением), а из молекулярной жидкости в атомарную (фазовый переход «жидкость-жидкость»), которая, в свою очередь, может при дальнейшем повышении давления перейти в атомарный кристалл. Расчётные скачки плотности при этом составляют несколько процентов, и для их надёжной фиксации нужно существенно повысить точность регистрации рентгенографическими методами либо перейти к использованию других методик и устройств.

Список литературы

1. Г.В. Борисков, А.И. Быков, М.И. Долотенко и др., УФН 181, (№ 4) 37 (2011).
2. С.Н. Ишмаев, И.П. Садиков, А.А. Чернышов и др., ЖЭТФ 84, 394 (1983).
3. С.Н. Ишмаев, И.П. Садиков, А.А. Чернышов и др., ЖЭТФ 89, 1249 (1985).

4. R.G. Greene, H. Lue, and A.L. Ruoff, *Phys. Rev. Let.* 73, 2075 (1994).
5. Л.В. Альтшуллер, С.Б. Кормер, А.А. Баканова, Р.Ф. Трунин, *ЖЭТФ* 38, 790 (1960).
6. В.А. Симоненко, Н.П. Волошин, А.С. Владимиров и др., *ЖЭТФ* 88, 1452 (1985).
7. W.J. Nellis, J.A. Moriarty, A.C. Mitchell et al., *Phys. Rev. Let.* 60, 1414 (1988).
8. G.V. Boriskov, V.I. Timareva, S.S. Sokolov, A.I. Panov, in *Megagauss XI (Proc. Eleventh Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, London, 10-14 September 2006)*, ed. by Ivor Smith and Bucur Novac, UK, London (2007), p. 269.
9. Г.В. Борисков, В.И. Тимарева, в кн. VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии (Сборник докладов, г. Саров, 21-24 марта 2006 г.), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2006), с. 516.
10. Г.В. Борисков, В.И. Тимарева, в кн. VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии (Сборник докладов, г. Саров, 21-24 марта 2006 г.), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2006), с. 509.
11. Г.В. Борисков, В.И. Тимарева, С.С. Соколов, в кн. Мощные лазеры и исследования физики высоких плотностей энергии (Тр. международной конференции «Х Харитоновские тематические научные чтения», Саров, 11-14 марта 2008 г.), под ред. С.Р. Гаранина, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2008), с. 285.
12. А.И. Павловский, Г.Д. Кулешов, Г.В. Склизков и др., *ДАН СССР* 160, 68 (1965).
13. Y.P. Kuropatkin, V.D. Mironenko, V.N. Suvorov, and A.A. Volkov, in *11th IEEE Pulsed Power Conference (Digest of technical papers)*, eds. G. Cooperstein and I. Vitkovitsky, USA, Piscataway NJ, IEEE (1998), p. 1663.
14. G.V. Boriskov, A.I. Vykov, N.I. Egorov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* 121, 072001(9) (2008).
15. G.V. Boriskov, A.I. Vykov, N.I. Egorov et al., *Contrib. Plasma Phys.* 51, 339 (2011).
16. Г.В. Борисков, А.И. Быков, Н.И. Егоров и др., в кн. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны (Труды международной конференции «XVII Харитоновские тематические научные чтения», Саров, 23-27 марта 2015 г.), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2015), с. 187.
17. Л.В. Альтшуллер, С.Е. Брусникин, Е.А. Кузьменков, *ЖПМТФ* № 1, 134 (1987).
18. Р.Ф. Трунин, Л.Ф. Гударенко, М.В. Жерноклетов, Г.В. Симаков, в кн. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ, под ред. Р.Ф. Трунина, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2006), с. 260.
19. P. Loubeyre, R. LeToullec, D. Hausermann et al., *Nature* 383, 702 (1996).
20. Yuichi Akahama, Manabu Nishimura, Haruki Kawamura et al., *Phys. Rev. B* 82, 060101(R) (2010).
21. В.П. Копышев, В.Д. Урлин, в кн. Ударные волны и экстремальные состояния веществ, под ред. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшудера, Р.Ф. Трунина, А.И. Фунтикова, Наука, Москва (2000), с. 297.
22. A.Becker, N. Nettelmann, B. Holst, R. Redmer, *Phys. Rev. B* 88, 0451229 (2013).
23. М.В. Жерноклетов, В.А. Аринин, В.Н. Бузин и др., в кн. 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии. Научное издание. Выпуск 2, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2011), с.178.
24. G. Mazzola, S. Yunoki, S. Sorella, *Nature Commun.* 5, 3487 (2014).

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СНОН ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

М.А. Бирюкова¹, Д.В. Петров¹, А.Ю. Гармашев¹, А.К. Музыря¹, Ю.М. Ковалёв²,
Е.Б. Смирнов^{1,2}, А.В. Станкевич¹, Е.С. Шестаковская², Л.Х. Бадретдинова³

¹«РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина», Снежинск, Россия

²«Южно – Уральский Государственный Университет (НИУ), Челябинск, Россия

³Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия

Построение уравнений состояния (УРС) является необходимым элементом математического моделирования нестационарных газодинамических процессов импульсного воздействия на вещество. Существующие в настоящее время УРС ВВ ориентированы на решение отдельных задач: изотермическое сжатие, ударные адиабаты, расчеты температурной зависимости изобарической теплоемкости. Предлагаемый в настоящей работе подход позволит комплексно решать все перечисленные выше задачи.

УРС твердых взрывчатых веществ строится чаще всего на основе двух потенциалов: Гиббса $G(T,P)$ и Гельмгольца $F(T,V)$ [1]. В данной работе при построении физически корректного уравнения состояния взрывчатого вещества наиболее удобно исходить из свободной энергии Гельмгольца. При построении аналитического выражения функции $F(V,T)$ общепринято представлять ее в виде суммы потенциальной (упругой) и кинетической (тепловой) составляющих:

$$F(V, T) = F_{II}(V) + F_T(V, T), \quad (1)$$

где $F_{II}(V)$, $F_T(V, T)$ - потенциальная (упругая или холодная) и тепловая части свободной энергии, соответственно.

Квазигармоническая часть свободной энергии определяется колебательным движением молекул, входящих в состав кристалла, и может быть представлена различными моделями [1-5], имеющими физический смысл. В данной работе тепловые свойства взрывчатых веществ описываются в приближении Дебая и Эйнштейна, и тогда получим тепловую составляющую в виде:

$$F_T = MRT \left(\ln(1 - \exp(-\frac{\theta_D(\delta)}{T})) - \frac{D(\theta_D/T)}{3} \right) + (3N - M)RT \ln(1 - \exp(-\frac{\theta_E}{T})), \quad (2)$$

где: $\delta = \rho/\rho_{ok} = V_{ok}/V$ - относительный объем; ρ - текущая плотность; R - универсальная газовая постоянная; N - число атомов в молекуле; $(3N - M)$ - число высокочастотных колебаний; M - число низкочастотных колебаний; θ_E - характеристическая температур а Эйнштейна; $D(\theta_D/T)$ - функция Дебая; θ_D - температура Дебая. Тепловая составляющая давления, согласно уравнению (2), можем записать следующим образом:

$$P_T(\delta) = MRTD\left(\frac{\theta_D}{T}\right)\gamma(\delta)\rho_0 + \frac{(3N - M)R\theta_E\gamma(\delta)\rho_0}{\exp(\theta_E/T) - 1}, \quad (3)$$

Вид потенциальной составляющей в уравнении (1) зависит от типа твердого тела. Для твердых тел, относящихся к классу молекулярных кристаллов, силами притяжения являются силы Ван-дер-Ваальса, а силы отталкивания, как и в ионных кристаллах, обусловлены перекрыванием электронных оболочек [6]. На основе анализа сил отталкивания и притяжения, выбрано выражение для холодной составляющей уравнения состояния, с учётом нулевых колебаний в виде:

$$F_{II} = \frac{3}{8}MR\rho_0\gamma(\delta)\theta(\delta) + \frac{3C_{ok}^2}{bn(b-3n-1)}[3n \exp[b(1-\delta^{-1/3})] - b\delta^n], \quad (4)$$

где b , n - эмпирические константы; ρ_0 - плотность при $T=293K$; ρ_{ok} и C_{ok} - плотность вещества и скорость звука при $T=0K$ и $P=0 ГПа$; $\gamma(\delta)$ - коэффициент Грюнайзена. Также, предложено представлять упругий потенциал и упругую составляющую давления в виде:

$$P_{II}(\delta) = \frac{3C_{ok}^2\rho_{ok}}{(b-3n-1)}[\delta^{2/3} \exp(b(1-\delta^{-1/3})) - \delta^{(n+1)}], \quad (5)$$

$$E_{II}(\delta) = \frac{3}{\rho_0} \left[\frac{3\rho_{0k} C_{0k}^2}{b-3n-1} \exp(b(1-\delta^{-1/3})) - \frac{3\rho_{0k} C_{0k}^2}{b-3n-1} \delta^{1/3} \right] \quad (6)$$

Проанализировав аналитические представления коэффициента Грюнайзена, для построения уравнения состояния ВВ выбрана объёмная зависимость коэффициента Грюнайзена в форме Зубарева – Ващенко. С учетом (5) выражение для коэффициента Грюнайзена получаем в виде

$$\gamma(\delta) = \gamma_0 \left(-\frac{1}{2} \delta \frac{\partial^2 (P_{II} / \delta^{4/3}) / \partial \delta^2}{\partial (P_{II} / \delta^{4/3}) / \partial \delta} \right), \quad (7)$$

Согласно уравнениям $\theta(\rho) = \theta_0 \exp \int_{\rho_{0k}}^{\rho} \frac{\gamma(\rho)}{\rho} d\rho$, и (7) для температуры Дебая, можем записать:

$$\theta_D(\delta) = \theta_0 \exp \left(\frac{1}{2} \gamma_0 \frac{\partial (P_{II} / \delta^{4/3}) / \partial \delta}{(P_{II} / \delta^{4/3})} \right), \quad (8)$$

где θ_0, γ_0 - температура Дебая и коэффициент Грюнайзена при $\rho = \rho_{0k}$, соответственно.

Полученное полуэмпирическое уравнение состояния без фазовых переходов на основе свободной энергии Гельмгольца использовалось для определения уравнения состояния ШОН взрывчатых веществ. В качестве представителей данного химического соединения использовались: ТЭН ($C_5H_8N_4O_{12}$), гексоген ($C_3H_6N_6O_6$), ТАТБ ($C_6H_6N_6O_6$).

Кривая изотермического сжатия ТАТБ до давлений ~6,5 ГПа при температуре $T_0=293$ К была получена на ускорительном комплексе ИЯФ СО РАН с использованием метода порошковой дифракции при сжатии ТАТБ в ячейке с алмазными наковальнями. Изотермическое сжатие ТЭНа, до давлений 10ГПа получено прессованием [7]. Данные по гексогену взяты из работы [8].

Взаимосвязь давления $P(\delta)$ и относительного объема ВВ (ТАТБ, ТЭНа, гексогена) приведены на рисунках 1-3.

$$P(\delta) = P_{II}(\delta) + P_T(\delta), \quad (9)$$

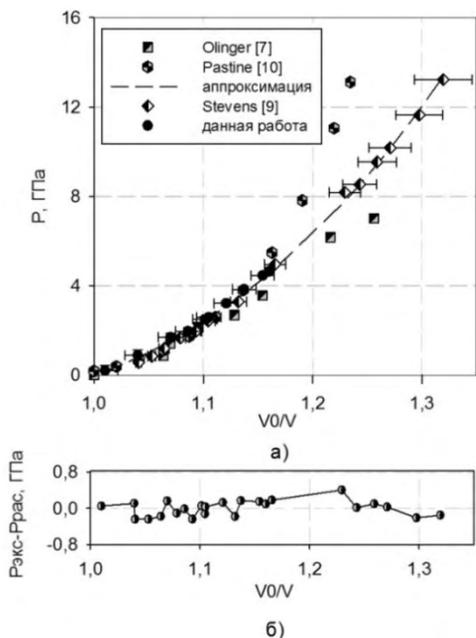


Рисунок 1. Изотерма ТАТБ при температуре T=const

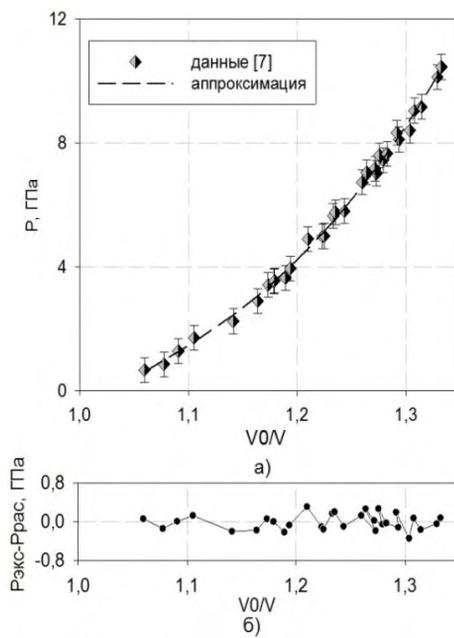


Рисунок 2. Изотерма гексогена при температуре T=const

Данные по изотермическому сжатию ТАТБ [12], аппроксимировались уравнением (9), полученным в предположении, что давление складывается из потенциальной и тепловой

составляющих, совместно с данными работы [9]. Данные [9] использовались с целью расширить диапазон применимости расчетной зависимости до 14 ГПа. Данные работ [10] и [11] не учитывались при аппроксимации, приведены для сравнения. Отклонение расчетной кривой $P(\delta)$ от экспериментальных данных (рисунок 1б, 2б, 3б) не превышает погрешность определения этих данных и находится на уровне 2-3%.

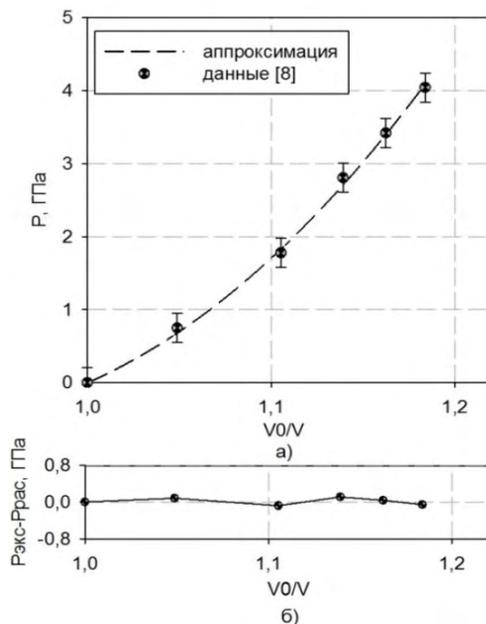


Рисунок 3. Изотерма ТЭНа при температуре $T=\text{const}$

Для уточнения тепловой компоненты уравнения состояния были проведены эксперименты по изобарическому нагреву и охлаждению ВВ при давлении 0.1 МПа дифрактометрическим методом в диапазоне температур от 150 К до 370...500 К (в зависимости от типа ВВ). Проведенный рентгеноструктурный анализ позволил построить изобары.

Изобары ВВ приведенные на рисунке 4 были рассчитаны на основе выражения:

$$V = \frac{V_{0k}}{1 + V_{0k} K_{\alpha} D(\theta_D/T)}$$
 , где V_{0k} – объём при $T=0K$; K_{α} – подбираемый параметр; $D(\theta_D/T)$ - функция Дебая.

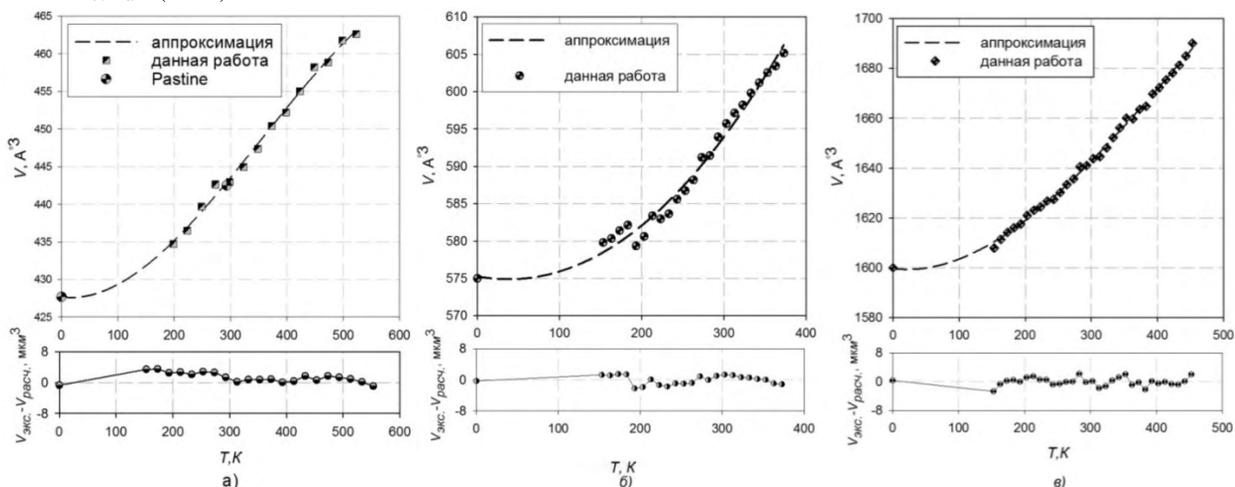


Рисунок 4. Изобара ТАТБ (а), тэна (б), гексогена (в) при давлении $P=10^5$ Па в диапазоне температур от 150 К до 370...550 К (в зависимости от типа ВВ)

Корректность уравнения состояния ВВ проверялась описанием экспериментов с порошкообразными образцами исследуемого ВВ ТАТБ. Для этих целей использовались данные для изобарической теплоемкости $C_p(T)$, полученные калориметрическим методом.

Для теплоемкости $C_p(T)$ справедливо выражение:

$$C_p = MR(4D\left(\frac{\theta_D}{T}\right) - \frac{3\theta_D/T}{\exp(\theta_D/T)} + (3N-M)R\left(\frac{\theta_E}{T}\right)^2 \frac{\exp(\theta_E/T)}{(\exp(\theta_E/T)-1)^2} (1 + \alpha\gamma(\delta)T) \cdot \quad (10)$$

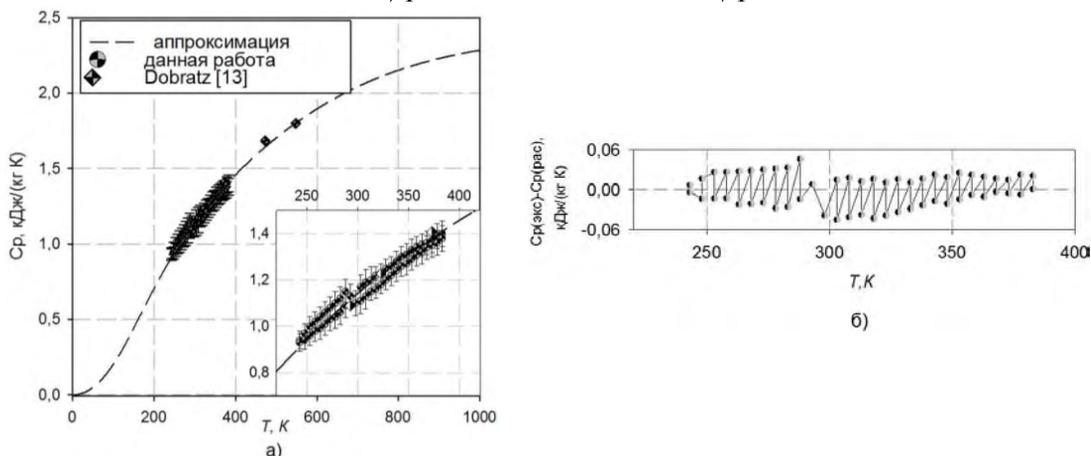


Рисунок 5. Теплоемкость ТАТБ при постоянном давлении C_p

Изобарная $C_p(T)$ теплоемкость, рассчитанная по выражению (10), приведена на рисунке 5а. Сравнивая значения, рассчитанные по формуле (10), с данными экспериментальных исследований, получаем хорошие совпадения, в пределах погрешности эмпирических данных. На рисунке 5а приведены экспериментальные данные работы американских исследователей [13], которые хорошо согласуются между собой с данными данной работы.

Рисунок 5б показывает качество аппроксимации в виде разницы между экспериментальными и расчетными значениями, которая не превышает 6%.

Корректность уравнения состояния ВВ ТАТБ проверялась описанием экспериментов по ударному сжатию. Ударная адиабата P_r , представляющая зависимость ударного давления, от удельного объема сжатого вещества, имеет вид:

$$P_r = \frac{P_{II}(\delta) + \frac{\rho_0 \gamma(\delta)}{\delta} [E_0 - E_{II}(\delta)]}{1 - \frac{\gamma(\delta)(1-\delta)}{2\delta}}, \quad (11)$$

где P_{II} - потенциальное давление (6), а E_{II} - упругий потенциал (6) и E_0 имеют вид:

$$E_0 = E_{II}(1) + \frac{R}{\mu} \left[\frac{9}{8} \theta_0 + 3TD \left(\frac{\theta_D}{T} \right) \right].$$

На рисунке 6а совместно с экспериментальными данными работ [14,15] приведена расчётная изотерма ВВ ТАТБ и ударная адиабата ТАТБ, рассчитанная на основе уравнения (11).

Взаимное расположение изотермы и адиабаты находится в согласии с физическими представлениями об изотермическом и адиабатическом сжатии материалов.

Получено полуэмпирическое уравнение состояния кристаллического взрывчатого вещества (ТАТБ, тэна, гексогена), хорошо описывающее статические эксперименты по изотермическому сжатию и изобарическому охлаждению и нагреву. Корректность уравнения состояния подтверждена хорошим описанием экспериментов по ударному сжатию и определению теплоемкости для порошкообразных ВВ.

Можно ожидать, что использование предложенного уравнения состояния позволит повысить точность описания термодинамических параметров непрореагировавшего ВВ при численном моделировании ударно-волновых и детонационных процессов.

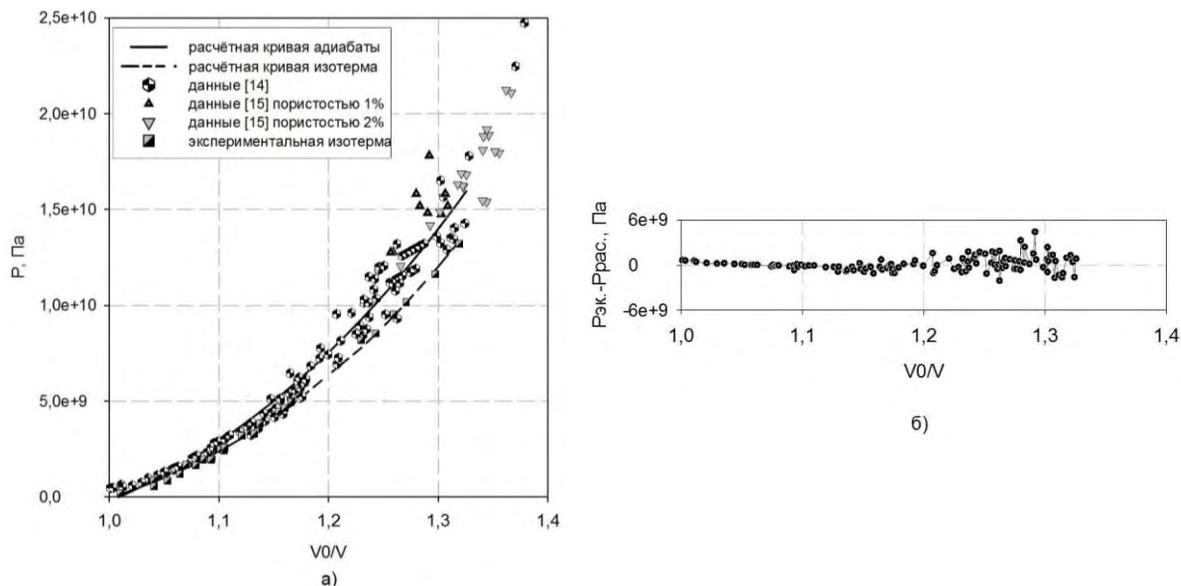


Рисунок 6. Ударная адиабата и изотерма ТАТБ

Список литературы

1. В.Н. Жарков, В.А. Калинин. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах // М.: Наука, 1968, 311 с.
2. А.Т. Сапожников, А.В. Першина. Полуэмпирическое уравнение состояния металлов в широком диапазоне плотностей и температур. ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математич. физики. 1979. Вып. 4(6). 47-55.
3. П.И. Дорогокупец. Уравнение состояния минералов на основе метода потенциалов в приближении Бозе-Эйнштейна. Вестник ОГГТН РАН, 2000, № 5 т., 1(15).
4. Ю. М. Ковалев, А. В. Белик. Определение тепловой составляющей уравнения состояния молекулярных кристаллов. Вестник Челябинского государственного университета. 2013, № 9 (300). Физика. Вып. 16. С. 5–10.
5. Ю. М. Ковалев. Определение вида коэффициента Грюнайзена для молекулярных кристаллов. Доклады Академии наук. 2005, Т. 403, N 4, с. 475-477
6. А. И. Китайгородский. Молекулярные кристаллы // М.: «Наука», 1971. - 424 с.
7. B. Olinger, P.M. Halleck, and H.H. Cady, The Isothermal Linear and Volume Compression of Pentaerythritol Tetranitrate to 10GPa and the Calculated Shock Compression, Jour. Chem. Phys., Vol. 62, pp. 4480-4483, 1975.
8. E. F. C. Byrd, B. M. Rice, Ab Initio Study of Compressed 1,3,5,7-Tetranitro-1,3,5,7-tetraazacyclooctane, Cyclo-trimethylenetrinitramine, 2,4,6,8,10,12-Hexanitrohex-aazaisowurzitane, 2,4,6-Trinitro-1,3,5-benzenetria-mine, and Pentaerythritol Tetranitrate, J. Phys. Chem. C 2007, 111, 2787.
9. L. L. Stevens, N. Velisavljevic, D. E. Hooks, D.M. Dattelbaum. Hydrostatic Compression Curve for Triamino-Trinitrobenzene Determined to 13.0 GPa with Powder X-Ray Diffraction. Propellants, Explosives, Pyrotechnics 33, No. 4, 2008.
10. D. J. Pastine, R. R. Bernecker. P,V,E,T Equation of State for 1,3,5-Triamino-2,4,6-Trinitrobenzene, J. Appl. Phys. 1974, 45.
11. B. Olinger, H. Cady. The Hydrostatic Compression of Explosives and Detonation Products to 10 GPa and Their Calculated Shock Compression: Results for PETN, TATB, CO₂ and H₂O, 6th Symposium (International) on Detonation, Coronado, California, USA, 1976.

12. Е. Б. Смирнов, О. В. Костицын, и др.. Уравнение состояния 1,3,5 –триамино – 2,4,6 – тринитробензола на основе результатов статических экспериментов. XII Забабахинские научные чтения. 2014, Снежинск
13. В. М. Dobratz, Р. С. Crawford. Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants // Lawrence Livermore National Laboratory, 1985.- Report №UCRL-52997, Change.
14. E.V. Shorohov, B.V. Litvinov. Hugoniot adiabat of plasticized TATB-based explosive compositions // ShockWaves end Marseille III. Springer Verlag Berlin Heidelberg 1995.
15. E.B. Smirnov, A.N. Averin, B.G. Loboiko, O.V. Kostitsyn, Yu.A. Belenovskiy, A.V. Lebedev, V.N. Scherbakov, K.M. Prosvirnin, A.N. Kiselev, K.V. Eganov, V.M. Volkov, V.V. Kozel. Shock compressibility of low-sensitive he of different initial porosity // 15th International Detonation Symposium, July 13 – 18, 2014, San Francisco, CA.

EQUATION OF STATE OF CHON EXPLOSIVES

*M.F. Biriukova¹, D.V. Petrov¹, A.Yu. Garmashev¹, A.K. Muzyria¹, Yu.M. Kovalev²,
E.B. Smirnov^{1,2}, A.V. Stankevich¹, E.S. Shestakovskaya², L.H. Badretdinova³*

¹ RFNC-VNIITF, Snezhinsk, Russia

² South Ural State University (SRI), Chelyabinsk, Russia

³ Kazan National Research University of Technology, Kazan, Russia

Construction of equations of state (EOS) appears to be an essential element in mathematical modeling of nonstationary gasdynamic processes of impulse action on matter. Current EOS for explosives are oriented towards solution of such individual tasks as: isothermic compression, Hugoniot adiabats, and calculations of temperature dependencies of isobaric heat capacity. The approach described in the given paper would make it possible to solve all the above problems comprehensively.

Solid explosives EOS is most often based upon the two potentials: Gibbs potential $G(T,P)$ and Helmholtz potential $F(T,V)$ [1]. In the present paper when constructing physically correct equation of state of explosive it is the most convenient to reason from Helmholtz free energy. When constructing the function $F(V,T)$ analytic expression it is generally accepted to present it in the form of the sum of potential (elastic) and kinetic (heat) constituents:

$$F(V, T) = F_{\Pi}(V) + F_T(V, T), \quad (1)$$

where $F_{\Pi}(V)$, $F_T(V, T)$ is the potential (elastic, or cold) and heat parts of the free energy, respectively.

Quasiharmonic part of the free energy is determined by vibrational motion of molecules incorporated into crystal and could be presented by well-behaved various models [1-5]. In the given paper we describe explosives thermal characteristics in Debye and Einstein approximation and then obtain the thermal constituent if the form:

$$F_T = MRT(\ln(1 - \exp(-\frac{\theta_D(\delta)}{T}))) - \frac{D(\theta_D/T)}{3} + (3N - M)RT \ln(1 - \exp(-\frac{\theta_E}{T})), \quad (2)$$

where: $\delta = \rho/\rho_{ok} = V_{ok}/V$ - specific volume; ρ - current density; R - molar gas constant; N - number of atoms in a molecule; $(3N - M)$ - number of high-frequency oscillations; M - number of low-frequency oscillations; θ_E - Einstein characteristic temperature; $D(\theta_D/T)$ - Debye function; θ_D - Debye temperature. The pressure thermal constituent, according to equation (2), can be put as follows:

$$P_T(\delta) = MRTD(\frac{\theta_D}{T})\gamma(\delta)\rho_0 + \frac{(3N - M)R\theta_E\gamma(\delta)\rho_0}{\exp(\theta_E/T) - 1}, \quad (3)$$

The potential component form in equation (1) depends upon a solid body type. For solid bodies referring to molecular crystals the attractive forces are Van der Waals forces, while repulsive forces, as in

ionic crystals, are caused by electron shell overlapping [6]. Using examination of repulsive and attractive forces as the basis we choose the expression for EOS cold constituent with consideration of zero-point vibrations of the form:

$$F_{II} = \frac{3}{8} MR \rho_0 \gamma(\delta) \theta(\delta) + \frac{3C_{0k}^2}{bn(b-3n-1)} [3n \exp[b(1-\delta^{-1/3})] - b\delta^n], \quad (4)$$

where b, n - empirical constants; ρ_0 - density at $T=293K$; ρ_{0k} and C_{0k} - density of matter and velocity at $T=0$ K and $P=0$ ГПа; $\gamma(\delta)$ - Grüneisen coefficient. Besides, it is recommended to present elastic potential and elastic pressure component of the form:

$$P_{II}(\delta) = \frac{3C_{0k}^2 \rho_{0k}}{(b-3n-1)} [\delta^{2/3} \exp(b(1-\delta^{-1/3})) - \delta^{(n+1)}], \quad (5)$$

$$E_{II}(\delta) = \frac{3}{\rho_0} \left[\frac{3\rho_{0k} C_{0k}^2}{b-3n-1} \exp(b(1-\delta^{-1/3})) - \frac{3\rho_{0k} C_{0k}^2}{b-3n-1} \delta^{1/3} \right] \quad (6)$$

Based on the examination of Grüneisen coefficient analytic representation, the Grüneisen coefficient volume dependence in Zubarev-Vaschenko form is chosen for constructing explosive EOS. With consideration of (5) we obtain the expression for Grüneisen coefficient in the form:

$$\gamma(\delta) = \gamma_0 \left(-\frac{1}{2} \delta \frac{\partial^2 (P_{II} / \delta^{4/3}) / \partial \delta^2}{\partial (P_{II} / \delta^{4/3}) / \partial \delta} \right), \quad (7)$$

According to equations $\theta(\rho) = \theta_0 \exp \int \frac{\gamma(\rho)}{\rho} d\rho$, and (7) for Debye temperature, we can put:

$$\theta_D(\delta) = \theta_0 \exp \left(\frac{1}{2} \gamma_0 \frac{\partial (P_{II} / \delta^{4/3}) / \partial \delta}{(P_{II} / \delta^{4/3})} \right), \quad (8)$$

where θ_0, γ_0 - Debye temperature and Grüneisen coefficient at $\rho = \rho_{0k}$, respectively.

The obtained phase-unchanged semi-empirical EOS based on Helmholtz free energy is used for determining CHON explosives EOS. We use pentaerythrite tetranitrate ($C_5H_8N_4O_{12}$), cyclo-trimethylenetrinitramine ($C_3H_6N_6O_6$), and triamino-trinitrobenzene ($C_6H_6N_6O_6$) as representatives of the given chemical composition.

Isothermic compression curve of triamino-trinitrobenzene down to pressures $\sim 6,5$ GPa at temperature $T_0=293$ K is obtained at accelerator facilities at INP SB RAS using powder diffraction technique at triamino-trinitrobenzene compression in diamond anvil cell. Isothermic compression of pentaerythrite tetranitrate down to pressures 10 GPa is obtained by pressing [7]. Data on pentaerythrite tetranitrate is borrowed from paper [8].

The interrelation between explosive pressure $P(\delta)$ and volume fraction (triamino-trinitrobenzene, pentaerythrite tetranitrate, cyclo-trimethylenetrinitramine) is presented in Figures 1-3.

$$P(\delta) = P_{II}(\delta) + P_T(\delta), \quad (9)$$

Data on triamino-trinitrobenzene isothermic compression [12] is approximated by equation (9) obtained on the hypothesis that pressure is composed of potential and thermal constituents in combination with data from paper [9]. Data [9] is used with a view to extend the calculated relationship validity range up to 14 GPa. Data from papers [10] and [11] is neglected at approximation, they are presented for comparison purposes. The calculated curve deviation $P(\delta)$ from the experimental data (Figures 1b, 2b, 3b) does not exceed this data error and levels 2-3%.

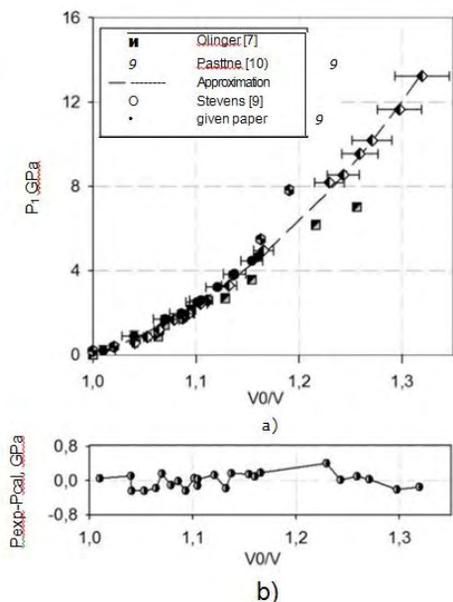


Figure 1. Triamino-trinitrobenzene isotherm at $T=\text{const}$

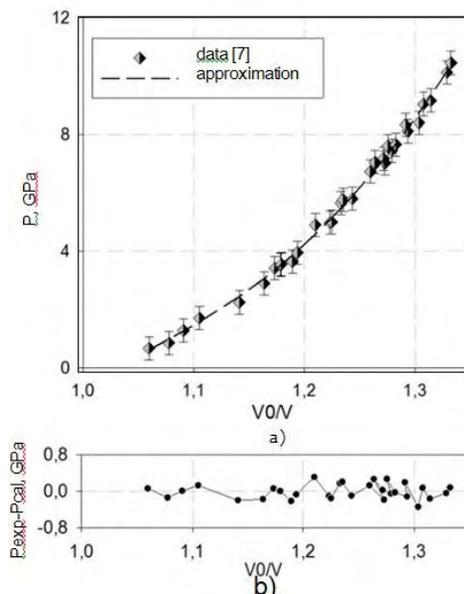


Figure 2. Cyclo-trimethylenetrinitramine isotherm at $T=\text{const}$

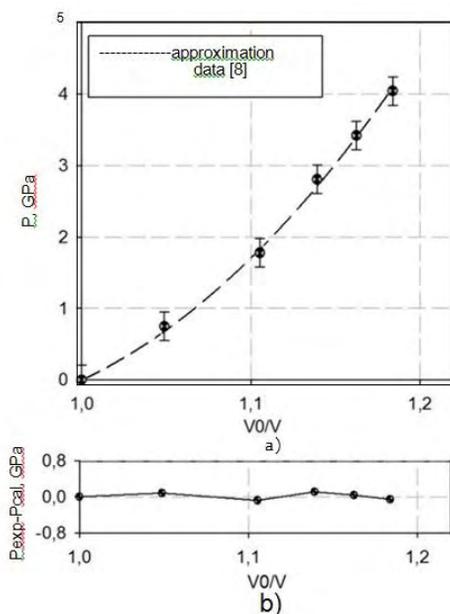


Figure 3. Pentaerythrite tetranitrate isotherm at $T=\text{const}$

For an update on EOS thermal constituent we conducted experiments on explosive constant-pressure heating and cooling processes at pressure 0.1 MPa with diffractometric approach within the temperature range from 150 K to 370...500 K (depending on explosive type). The conducted X-ray structure analysis allows us to construct isobars.

Explosive isobars from Figure 4 are calculated on the basis of the expression: $V = \frac{V_{0k}}{1 + V_{0k} K_{\alpha} D(\theta_D/T)}$,

where V_{0k} – volume at $T=0K$; K_{α} – parameter to be fit; $D(\theta_D/T)$ – Debye function.

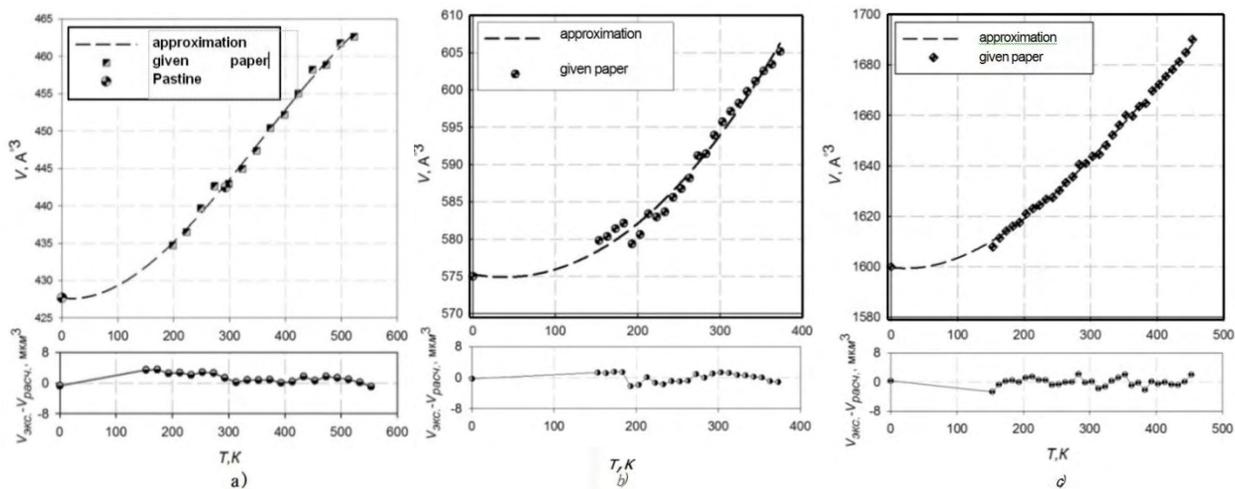


Figure 4. Triamino-trinitrobenzene (a), pentaerythrite tetranitrate (b), cyclotrimethylenetrinitramine (c) isobars at pressure $P=10^5$ Pa within temperature range from 150 K to 370...550 K (depending on explosive type)

Explosive EOS correctness is verified by description of experiments with powdered samples of triamino-trinitrobenzene explosive under investigation. For that purpose we use data for isobaric heat capacity $C_P(T)$ obtained with calorimetric technique.

For heat capacity $C_P(T)$ the following expression is valid:

$$C_p = MR(4D(\frac{\theta_D}{T}) - \frac{3\theta_D}{T}) + (3N - M)R(\frac{\theta_E}{T})^2 \frac{\exp(\frac{\theta_E}{T})}{(\exp(\frac{\theta_E}{T}) - 1)^2} (1 + \alpha\gamma(\delta)T) \quad (10)$$

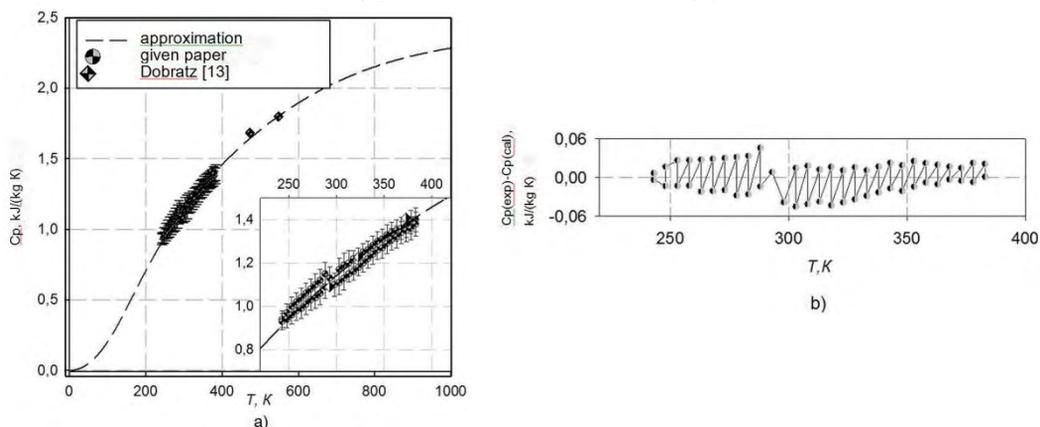


Figure 5. Triamino-trinitrobenzene heat capacity at constant pressure C_p

Heat capacity at constant pressure $C_P(T)$ calculated according to expression (10) is presented in Figure 5a. By comparing values calculated according to formula (10) with experimental data we obtain good agreement within empirical data error. Figure 5a presents experimental data from the American researchers' paper [13], which are in good agreement between each other and the data in the given paper.

Figure 5b presents the approximation quality in the form of difference between experimental and calculated values, which does not exceed 6%.

Correctness of triamino-trinitrobenzene explosive EOS was verified by description of shock compression experiments. Hugoniot adiabat P_r presenting dependence of shock pressure on compressed matter specific volume has the form:

$$P_r = \frac{P_{II}(\delta) + \frac{\rho_0 \gamma(\delta)}{\delta} [E_0 - E_{II}(\delta)]}{1 - \frac{\gamma(\delta)(1-\delta)}{2\delta}}, \quad (11)$$

where P_{II} – potential pressure (6), $a E_{II}$ – elastic potential (6) and E_0 have the form:

$$E_0 = E_{II}(1) + \frac{R}{\mu} \left[\frac{9}{8} \theta_0 + 3TD \left(\frac{\theta_0}{T} \right) \right].$$

Figure 6a together with experimental data of papers [14, 15] presents a calculated isotherm of triamino-trinitrobenzene explosive and triamino-trinitrobenzene Hugoniot adiabat calculated on the basis of equation (11).

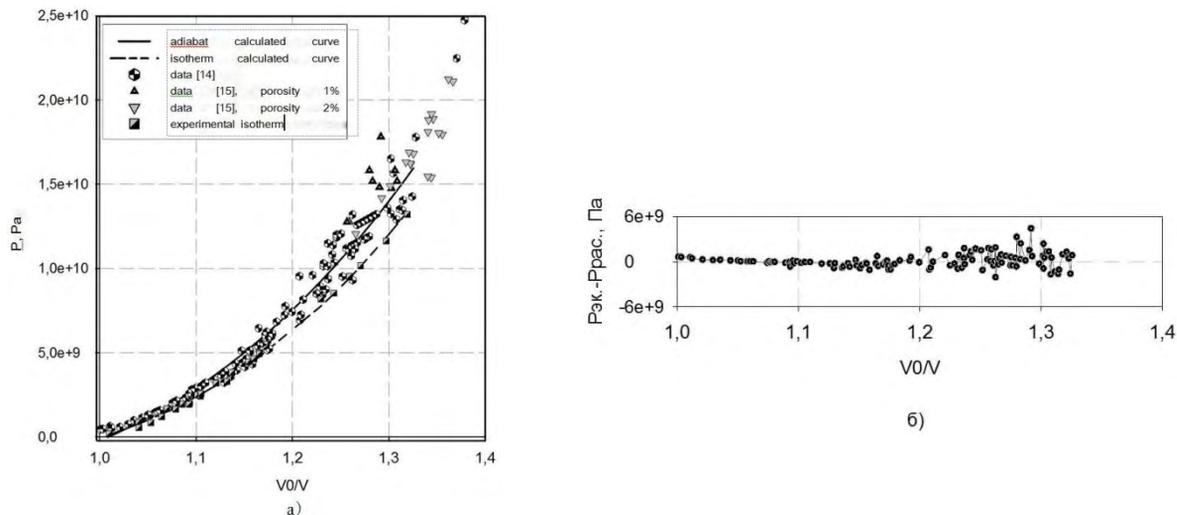


Figure 6. Hugoniot adiabat and triamino-trinitrobenzene isotherm

Relative positions of the isotherm and the adiabat are in agreement with physical interpretation of isothermic and adiabatic compression of materials.

We obtain semi-empirical equation of state of crystal explosive (triamino-trinitrobenzene, pentaerythrite tetranitrate, cyclo-trimethylenetrinitramine), which thoroughly describes static experiments on isothermal compression and constant-pressure cooling and heating. EOS validity is verified by good description of experiments on shock compression and heat capacity determination for powdered explosives.

It may be expected that application of the proposed EOS would make it possible to enhance precision of description of unfissioned explosive thermodynamic parameters at numerical simulation of shock-wave and detonation processes.

References

1. V. N. Zharkov, V. A. Kalinin. Equation of State of Solid Bodies under High Pressures and Temperatures // M.: Nauka, 1968, 311 pp.
2. A. T. Sapozhnikov, A. V. Pershina. Semi-empirical Equation of Metal State within Pressures and Temperatures Wide Range. VANT. Techniques and Codes for Numerical Solution of Mathematical Physics Problems. 1979. Vol. 4(6). 47-55.
3. P. I. Dorogokupets. Equation of State of Minerals Based on Potential Method in Bose-Einstein Approximation. Vestnik OGGGN RAS, 2000, № 5 V, 1(15).
4. Yu. M. Kovalev, A. V. Belik. Determination of thermal Constituent of Molecular Crystals Equation of State. Bulletin of South Ural State University. 2013, № 9 (300). Physics. Volume 16. Pp. 5–10.
5. Yu. M. Kovalev. Grüneisen Coefficient Form Determination for Molecular Crystals. Academy of Sciences Reports. 2005, V. 403, N 4, pp. 475-477

6. A. I. Kitaigorodsky. *Molecular Crystals*//M.: Nauka, 1971. - 424 p.
7. B. Olinger, P.M. Halleck, and H.H. Cady, The Isothermal Linear and Volume Compression of Pentaerythritol Tetranitrate to 10GPa and the Calculated Shock Compression, *Jour. Chem. Phys.*, Vol. 62, pp. 4480-4483, 1975.
8. E. F. C. Byrd, B. M. Rice, Ab Initio Study of Compressed 1,3,5,7-Tetranitro-1,3,5,7-tetraazacyclooctane, Cyclo-trimethylenetrinitramine, 2,4,6,8,10,12-Hexanitrohex-aazaisowurzitane, 2,4,6-Trinitro-1,3,5-benzenetria-mine, and Pentaerythritol Tetranitrate, *J. Phys. Chem. C* 2007, 111, 2787.
9. L. L. Stevens, N. Velisavljevic, D. E. Hooks, D.M. Dattelbaum. Hydrostatic Compression Curve for Triamino-Trinitrobenzene Determined to 13.0 GPa with Powder X-Ray Diffraction. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 33, No. 4, 2008.
10. D. J. Pastine, R. R. Bernecker. P,V,E,T Equation of State for 1,3,5-Triamino-2,4,6-Trinitrobenzene, *J. Appl. Phys.* 1974, 45.
11. B. Olinger, H. Cady. The Hydrostatic Compression of Explosives and Detonation Products to 10 GPa and Their Calculated Shock Compression: Results for PETN, TATB, CO₂ and H₂O, 6th Symposium (International) on Detonation, Coronado, California, USA, 1976.
12. E. B. Smirnov, O. V. Kostitsyn et al., Equation of State of 1,3,5-triamino-2,4,6-trinitrobenzol Based on Static Experiments Results. XII Zababakhin Scientific Talks. 2014, Snezhinsk
13. B. M. Dobratz, P. C. Crawford. Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants // Lawrence Livermore National Laboratory, 1985.- Report №UCRL-52997, Change.
14. E.V. Shorohov, B.V. Litvinov. Hugoniot adiabat of plasticized TATB-based explosive compositions // *ShockWaves* end Marseille III. Springer Verlag Berlin Heidelberg 1995.
15. E.B. Smirnov, A.N. Averin, B.G. Loboiko, O.V. Kostitsyn, Yu.A. Belenovsky, A.V. Lebedev, V.N. Scherbakov, K.M. Prosvirnin, A.N. Kiselev, K.V. Eganov, V.M. Volkov, V.V. Kozel. Shock compressibility of low-sensitive he of different initial porosity // 15th International Detonation Symposium, July 13 – 18, 2014, San Francisco, CA.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE RESIDUAL STRONG NUCLEAR INTERACTION VIA RENORMALIZATION OF THE ELEMENTARY EXCITATIONS ENERGY OF SOLIDS

V.G. Plekhanov

Fonoriton Sci. Lab., Garon Ltd., Lasnamae 22 - 3, Tallinn 11413, Estonia

Keywords: strong interaction, quarks, gluons, excitons, phonons, quantum chromodynamics and electrostatics.

Abstract. Artificial activation of the strong interaction by adding of one neutron to the nucleus causes the global reconstruction of the macroscopic characteristics of solids. The experimental evidence of macroscopic manifestation of the strong interaction in optical spectra of solids which are differ by term of one neutron from each other (using LiD crystals instead LiH) has been presented. This evidence is directly seen from luminescence and scattering spectra. As far as the gravitation, electromagnetic and weak interactions are the same in both of kind crystals, it only changes the strong interaction. Therefore a sole conclusion is made that the renormalization of the energy of electromagnetic excitations (electrons, excitons, phonons) is carried out by the strong nuclear interaction. The necessity to take into account the more close relation between quantum chromodynamics and quantum electrostatics is underlined. In the first step the quantum electrostatics should be taken into account the strong interaction at the description of elementary excitations (electrons, excitons, phonons) dynamics in solids.

Most of physical properties of solid depend on its isotopic composition in some way or another. Soddy realized that there are mixtures of isotopic effect are source of elements which cannot be separated by chemical means [1, 2]. He then postulated that such elements, usually obtained at the beginning XX century by radioactive transmutations (see, e.g [3]) have the same intraatomic charge but different atomic masses. Soddy calls them isotopes because they occupy the same place in the periodic table of D.I. Mendeleev. Isotopes are classified into stable and the unstable species. The unstable isotopes are radioactive and widely used as tracers in medical diagnostics (see, e.g. [4]). Modern physics distinguishes three fundamental properties of atomic nuclei: mass, spin (and related magnetic moment) and volume (surrounding field strength) which are source of isotopic effect (see also [5]).

In the last four decades the study of isotopic effect in solid state physics was devoted the investigation of the energy spectrum of elementary excitations via detailed measurements of the optical characteristics of the isotope - mixed substances. There were detailes studies as well as dynamical properties (scattering phonons processes, heat characteristics, the change of the lattice constants) as the processes of the excitation and energy relaxation of the electron excitations. It was very brightly demonstrated via precisely experiments the dependence of the indicated properties on the isotope composition of studied objects. Obtained in the last thirty years experimental results and theoretical models and calculations are completely repel in the reviews [6, 7] and monographs [3, 5, 8].

Perhaps the Plekhanov's paper [9] was the first one where was noted, that in the isotope effect of solids the main role is played by the force of the strong nuclear interaction (see, also [10]). After the discovery of the neutron in 1932 by Chadwick, there was no longer doubt that the building blocks of nuclei are protons and neutrons [11, 12] (collectively called nucleons). The electron, neutron and proton were latter joined by fourth particle, the neutrino, which was postulated in 1930 by Pauli in order to reconcile the description of β^- decay with the fundamental laws of conservation of energy, momentum and angular momentum (see, also [13, 14]). Thus, by the mid - thirties of the 20th century, these four particles could describe all the then known phenomena of atomic and nuclear physics. Today, these particles are still considered to be the main constituents of matter. In the fifties and sixties was showed that protons and neutrons are merely representative of a large family of particles called hadrons [15, 16]. More than 100 hadrons have thus far been detected. These hadrons, like atoms, can be classified in groups with similar properties. It was therefore assumed that they cannot be understood as fundamental constituents of matter. In the late sixties, the quark model (see Fig. 4 of chap.5 in [10]) established order in the hadronic zoo [17, 18].

Together with our changing conception of elementary particles, our understanding of the basic forces of nature and so of the fundamental interaction between elementary particles has evolved. As is well - known subatomic physics combines nuclear and particle physics. The two fields have many concepts and features in common. Subatomic physics, the physics of nuclei and particles has been one of the frontiers of science since its birth in 1896. [13, 15, 16].

Our present knowledge of physical phenomena suggests that there four types of forces between physical bodies (see, e.g. [16, 3]):

- 1) gravitational;
- 2) electromagnetic;
- 3) strong;
- 4) weak.

Both the gravitational and the electromagnetic forces vary in strength as the inverse square of the distance and so able to influence the state of an object even at very large distances. Gravitational is important for the existence of stars, galaxes, and planetary systems as well as for our daily life, it is of no significance in subatomic physics, being far too weak to noticeably influence the interaction between elementary particles [19]. Electromagnetism is the force that acts between electrically charged particles (atoms, molecules, condensed matter). When nuclear physics developed, two new short - ranged forces joined the ranks. These are the nuclear force, which acts between nucleons (proton, neutron, etc.) and the weak force, which manifests itself in nuclear β^- - decay (see, e.g. [15]). The nuclear force is a result of the strong force binding quarks to form protons and neutrons. Due to experimental results of this report connected to the manifestation of the strong interaction, we should briefly analyze the structure of subatomic particles and the strong interaction. The discovery of the neutron by Chadwick in 1932 [13] may

be viewed as the birth of the strong interaction: it indicated that the nuclei consists of protons and neutrons and hence the presence of a force that holds them together, strong enough to counteract the electromagnetic repulsion. In 1935, Yukawa [20] pointed out that the nuclear force could be generated by the exchange of a hypothetical spinless particle, provided its mass intermediate between the masses of proton and electron - a meson. Yukawa predicted the pion [15, 16]. The strong forces does not act on leptons (electrons, positrons, muons and neutrinos), but only on protons and neutrons (more generally, on baryons and mesons - this is the reason for the collective name hadrons). It holds protons and neutrons together to form nuclei, and is insignificant at distances greater than 10^{-15} m [16]. Its macroscopic manifestations are restricted up to now to radioactivity and the release of nuclear energy.

The modern quantummechanical view of the three fundamental forces (all except gravity) is that particles of matter (fermions neutrons, protons, electrons) do not directly interact with each other, but rather carry a charge, and exchange virtual particles (gauge bosons photons, gluons, gravitons) which are the interaction carriers or force mediators. As can be see from Table 1, photons are the mediators of the interaction of electric charges (protons, electrons, positrons); and gluons are the mediators of the interaction of color charges (quarks). In our days, the accepted view is that all matter is made of quarks and leptons (see Fig. 6 in [10]). As can be see, of the three pairs of quarks and leptons, one pair of each - the quark u and d and the leptons e^- and $\nu_{\{e\}}$ (electrons neutrino) - are necessary to make up the every day world, and a world which contained only these would seem to be quite possible.

The facts, summarized in the modern nuclear and subatomic physics (see, e.g. [15, 16]) allow to draw several conclusions in regard to nuclear forces, most notably that the binding energy of a nucleus is proportional to the number of nucleons and that the density of nuclear matter is approximately constant. This lead to conclude that nuclear forces have a "saturation property". It seems from the last conclusion it is enough to change the number of neutrons in nucleus to change strength of nuclear force. But the last one constitutes the main ideas of the isotope effect [3].

We should remind very briefly about the electronic excitations in solids. According to modern concept, the excitons can be considered [19] as the excited of the N - particles system: An electron from the valence band (see Fig. 1) is excited into the conduction band.

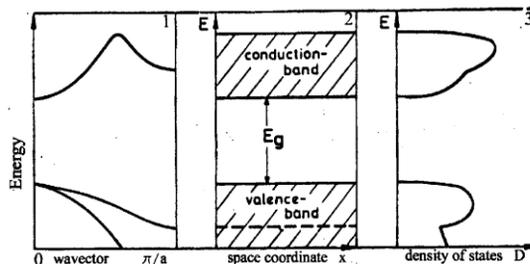


Figure 1. Various possibilities to present the band - structure of homogeneous, undoped insulator (semiconductor). 1 - the dispersion relation, i.e. the energy E as a function of the wave vector k , 2 - the energy regions of allowed and forbidden states as function of a space coordinate x and, 3 - the density of states (all curves are schematic ones)

The attractive Coulomb potential between the missing electron in the valence band, which can be regarded as a positively charged hole, and the electron in the conduction band gives a hydrogen - like spectrum with an infinite number of bound state and ionization continuum (see Fig. 3 of chapt. 4 in [10]).

In this report we call the bound states of electron - hole ($e - h$) pairs exciton states (exc), while we refer to ionized $e - h$ pairs as free carriers. However, the expression free carriers does not imply that the effect of the strong Coulomb forces between electronic excitation could be neglected. Thus, an exc - state can be built by appropriate superposition of $e - h$ pairs, which in a simple two - band model for cubic crystal symmetry is given (the more details see [21]).

As demonstrated early (see, e.g. review [22]) most low - energy electron excitation in LiH crystals are the large - radius excitons [21]. Exciton luminescence is observed when LiH (LiD) crystals are excited in the midst of the fundamental absorption. The spectrum of exciton photoluminescence of LiH crystals cleaved in liquid (superfluid) helium consists of a narrow (in the best crystals, its half - width is $\Delta E \leq 10$ meV) phononless emission line and its broader phonon repetitions, which arise due to radiative annihilation of excitons with the production of one to five longitudinal optical (LO) phonons (see Fig. 2).

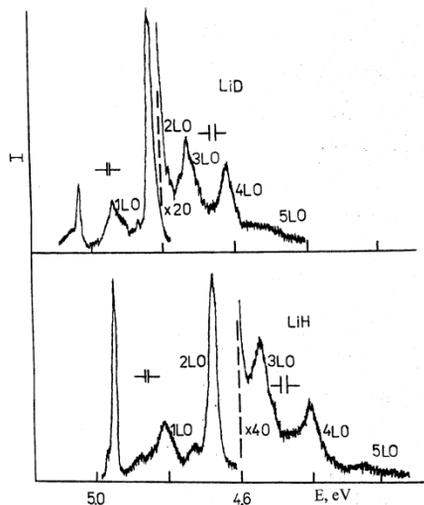


Figure 2. Photoluminescence spectra of free excitons at 2 K in LiH and LiD crystals cleaved in superfluid helium

The phononless emission line coincides in an almost resonant way with the reflection line of the exciton ground state which is indication of the direct electron transition $X_1 - X_4$ of the first Brillouin zone [21]. The lines of phonon replicas form an equidistant series biased toward lower energies from the resonance emission line of excitons. The energy difference between these lines in LiH crystals is about 140 meV, which is very close to the calculated energy of the LO phonon in the middle of the Brillouin zone [22] and which was measured in (see, e.g. [23] and references quoted therein). The isotopic shift of the zero - phonon emission line of LiH crystals equals 103 meV. As we can see from Fig. 2 the photoluminescence spectrum of LiD crystals is largely similar to the spectrum of intrinsic luminescence of LiH crystals. There are, however, some distinctions one is related.

Firstly the zero - phonon emission line of free excitons in LiD crystals shifts to the short - wavelength side on 103 meV. The second difference concludes in less value of the LO phonon energy, which is equal to 104 meV. When light is excited by photons in a region of fundamental absorption in mixed $\text{LiH}_{1-x}\text{D}_x$ crystals at low temperature, line luminescence is observed (see Fig. 21 in [22]), like in the pure LiH and LiD crystals. As before [22], the luminescence spectrum of crystals cleaved in superfluid liquid helium consists of the relatively zero - phonon line and its wide LO replicas. For the sake of convenience, and without scarfing generality, Fig. 21 shows the lines of two replicas. Usually up to five LO repetitions are observed in the luminescence spectrum as described in detail in [7]. In Fig. 21 we can see immediately that the structure of all three spectra is the same. The difference is in the distance between the observed lines, as well as in the energy at which the luminescence spectrum begins, and in the half - width of the lines. Very interesting and nonlinear results are depicted on Fig. 3.

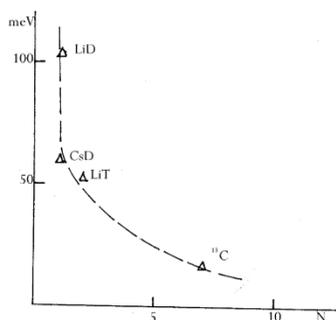


Figure 3. The dependence of the strong force on the number of neutrons in different substances

Typical energy differences of hyperfine multiplets are only about 10^{-7} eV (in case of the deuteron it is $3.16 \cdot 10^{-7}$ eV (see also [10])). This value is by more than seven order less than we observe in experiments: the isotopic shift of the $n = 1s$ excitons is equal to 0.103 eV.

The short range character of the strong interaction doesn't possess direct mechanism of the elementary excitation energy renormalization, which was observed in the experiments.

However, we can distinguish three mechanisms of this renormalization:

1. Electric field of the neutron's quarks - this mechanism is limited by the boundary of the neutron.
2. The possible new structure of the quarks and leptons - so - called preons [23 - 28].
3. The most possible mechanism is connected to the magnetic - like field of the neutron quarks.

For the solution of this new task we need more experimental as well as theoretical investigations.

References

1. F. Soddy, Intra atomic charge, *Nature (London)* 92, 399 - 400 (1913).
2. F. Soddy, The structure of the atom, *ibid* 92, 452 (1913).
3. V.G. Plekhanov, *Isotopes in Condensed Matter*, (Springer, Heidelberg, 2013).
4. V.Ju. Baranov, (ed) *Isotopes*, vol. I - II, (Fizmatlit, Moscow, 2005) (in Russian).
5. see, e.g. V.G. Plekhanov, *Isotope Effect - Macroscopic Manifestation of the Strong Interaction*, (LAMBERT Academic Publishing, Germany, 2017) (in Russian).
6. M. Cardona, M.L.W. Thewalt, Isotopes effects on the optical spectra of semiconductors, *Rev. Mod. Phys.* 77, 1173 - 1224 (2005).
7. V.G. Plekhanov, Elementary excitations in isotope - mixed crystals, *Phys. Rep.* 410, 1 - 235 (2005).
8. V.G. Plekhanov, *Isotopes Effects in Solid State Physics* (Academic Press, San Diego, 2001).
9. V.G. Plekhanov, Isotope effect - renormalization of the electron energy by strong nuclear interaction, *Depon. VINITI*, N 202 - B2012 (in Russian).
10. V.G. Plekhanov, *Modern View of the Origin of Isotope Effect* (LAMBERT Academic Publishing, Germany, 2018).
11. 10^a. V.G. Plekhanov, Direct observation of the strong nuclear interaction in the optical spectra of solids, in 2nd Intern. Conf. "Astrophys. & Particle Phys"., San Diego, USA, *J. Astrophys. Aerospace Technol.* 5, 114 (2017).
12. 10^b. V.G. Plekhanov, Direct observation of the strong nuclear interaction in the optical spectra of solids, in 3rd Intern. Conf. "High Energy Phys.", Roma, Italy, *J. Astrophys. Aerospace Technol.* 5, 46 (2017).

13. 10^c. V.G. Plekhanov, Spectroscopic manifestation of the strong nuclear interaction in solids, 5th Intern. Conf. Theor. & Appl. Phys. Vienna, Austria, J. Phys. Chem. & Biophys. 8, 43 (2018).
14. 11. D.I. Iwanenko, The neutron hypothesis, Nature 129, 798 - 798 (1932) .
15. 12. W. Heisenberg, Structure of atomic nuclei, Zs. Physik 77, 1 - 9 (1932) .
16. 13. S. Weinberg, The Discovery of Subatomic Particles (Penguin Books, New York, 1993).
17. 14. E.G. Bakhom, Fundamental disagreement of wave mechanics with relativity, Phys. Essays 15, 87 - 109 (2002).
16. E. Segre, Nuclei and Particles (W.A. Benjamin, Inc. , Reading, MA, 1977).
17. E.M. Henley, A. Garcia, Subatomic Physics (World Scientific Publishing Co., Singapore, 2007).
18. F.E. Close, An Introduction to Quarks and Partons (Academic Press, London, New York, 1979).
19. F.I. Yndurain, The Theory of Quark and Gluon Interactions (Springer, Berlin, 2013).
20. W.N. Cottingham, D.A. Greenwood, An Introduction to the Standard Model of Particle Physics (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
21. Y. Yukawa, On the interaction of elementary particles, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17 (1935) 48.
22. R.S. Knox, Theory of Excitons (Academic Press, New York - London, 1963).
23. V.G. Plekhanov, Isotopic and disorder effects in large exciton spectroscopy, Phys. - Uspekhi 40 (1997) 553 - 579.
24. O.W. Greenberg, A new level of structure, Phys. Today, 38, 22 - 30 (1985).
25. B. Robson, The Generation model of particle physics, in, Particle Physics, E. Kennedy ed. (In Tech. Open Access Publisher, Rijeka, Croatia, 2012).
26. M. Aghirescu, The Cold Genesis of Matter and Fields (Science Publishing Group, New York, 2015).
27. C.S. Kalman and I. D'Souza, Preons: Models of Leptons, Quarks and Gauge Bosons as Composite Particles (World Scientific, Singapore, 1992).
28. C.S. Kalman, Why quarks cannot be fundamental particles, Nuclear Phys. B: Proceedings Supplements 142, 235 - 237 (2005).
29. O. Consa, The Helicon: A new preon model, Progress in Phys. 14, 215 - 219 (2019).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА ЗА ФРОНТОМ УДАРНЫХ ВОЛН ВО ФТОРОПЛАСТЕ И ЭПОКСИДНОЙ СМОЛЕ

*Ф.И. Тарасов, Е.Б. Смирнов, А.Ю. Николаев, Р.Н. Канунников,
Д.Т. Юсупов, В.В. Малёв, А.С. Лобачёв, К.С. Сидоров, Д.В. Мухин*

РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

Использование полимерных материалов в качестве конструкционных в некоторых отраслях промышленности требует достоверного знания свойств материалов. Особый интерес представляет область динамических свойств.

Определение скорости звука, в частности, позволяет получать информацию об упруго-пластических свойствах материалов при ударном сжатии. Данные по скорости звука используются

при построении уравнений состояния материалов. Также знание скорости звука важно для корректной постановки взрывных экспериментов и обработки получаемых результатов.

Анализ ударной сжимаемости полимеров показывает, что при ударно-волновом нагружении они претерпевают превращения различного характера, в результате чего их свойства могут отличаться от первоначальных.

В настоящей работе в качестве материалов для исследования выбраны фторопласт и эпоксидная смола. В диапазоне давлений от 20 до 35 ГПа в данных материалах имеются особенности, которые можно связать с фазовыми превращениями [1-8]. Для уточнения границ фазовых превращений проведены взрывные эксперименты по определению скорости звука в ударно-сжатых материалах с использованием фотоэлектрического (ФЭМ) и манганинового методов. Ранее ФЭМ не применялся для определения скорости звука в ударно-сжатых фторопласте и эпоксидной смоле.

Постановка эксперимента с использованием ФЭМ узла и x,t -диаграмма волновых процессов представлены на рисунке 1.

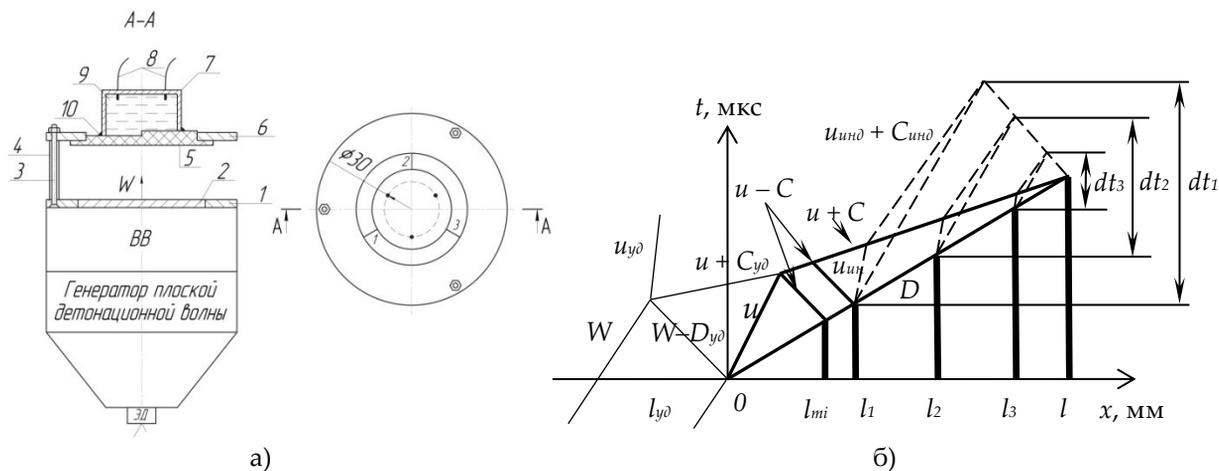


Рисунок 1. а) Экспериментальный узел: 1 – кольцо; 2 – ударник; 3 – винт (3 шт.); 4 – втулка (3 шт.); 5 – ступенчатый образец из полимерного материала, \varnothing 90 мм, ступени \varnothing 70 мм; 6 – кольцо; 7 – корпус; 8 – волоконно-оптические датчики (3 шт.); 9 – индикатор; 10 – клей; б) x,t -диаграмма волновых процессов

Для создания УВ в образцах применялись нагружающие устройства метательного типа на основе мощных конденсированных взрывчатых веществ. Такие устройства состоят из генератора плоской детонационной волны, заряда взрывчатого вещества и пластины-ударника. В экспериментах использовались ударники из нержавеющей стали 12Х18Н10Т или стали 10. Диапазон скоростей полета ударников составлял от 2,7 до 4,8 км/с.

Учитывая оптическую прозрачность исследуемых материалов в ИК-спектре, на каждую ступень образца приклеивалась алюминиевая фольга толщиной 0,01 мм для экранирования датчиков от преждевременной засветки излучением, вызванным сжатием образца ударной волной.

Толщины ступеней определялись из x,t -диаграммы таким образом, чтобы догон ФУВ волнами разрежения осуществлялся в индикаторе. В качестве индикатора использовался хлороформ. Индикатор заливался в корпус (поз. 7 на рис. 1) непосредственно перед проведением взрывного эксперимента.

Сигналы с волоконно-оптических датчиков (поз. 8 на рис. 3) подавались через оптоэлектронные преобразователи на осциллографы. Спектральная чувствительность преобразователей составляла от 480 до 960 нм и от 900 до 1700 нм.

Типичные сигналы, полученные в экспериментах, представлены на рисунке 2.

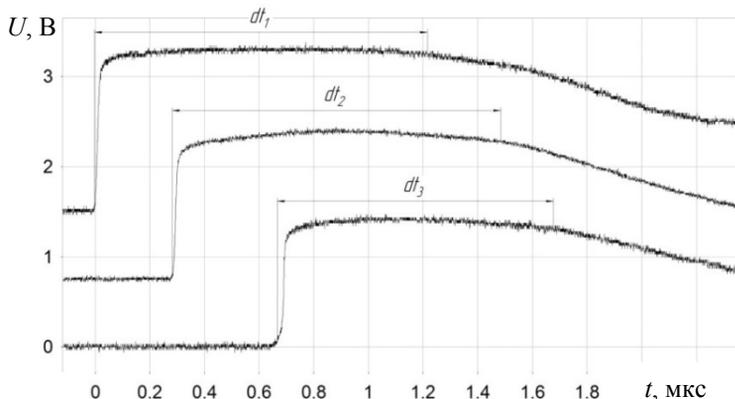


Рисунок 2. Типичные сигналы датчиков

Для определения скорости звука использовалось выражение:

$$C = \frac{C_{y\partial} \cdot D_{y\partial} \cdot R - u \cdot (C_{y\partial} + u + D_{y\partial} - W)}{C_{y\partial} \cdot \frac{D_{y\partial}}{D} \cdot R - (C_{y\partial} + u + D_{y\partial} - W)} - u \quad (1)$$

где $W_{y\partial}$ – скорость подлета ударника к образцу, [км/с]; $D_{y\partial}$ – скорость ударной волны в ударнике, [км/с]; $C_{y\partial}$ – скорость звука в ударнике, [км/с]; u – массовая скорость вещества образца за ФУВ, [км/с];

$D_{обр}$ – скорость ударной волны в образце, [км/с]; R – отношение толщины образца l , при которой происходит догон ФУВ первой характеристикой волны разрежения, к толщине ударника $l_{y\partial}$.

Из полученных профилей $U(t)$ определялись временные интервалы dt_i от момента выхода УВ на границу образец-индикатор до момента догона ФУВ волной разрежения в индикаторе. Далее, путем экстраполяции зависимости $dt_i = f(l_i)$ к $dt = 0$, определялась толщина образца l , на которой ВР догоняет ФУВ на поверхности образца. Кинематические параметры определялись методом P, u -диаграмм по известной априорно подлетной скорости ударника. При проведении предварительных оценок параметров ударного сжатия использовались следующие D, u -соотношения:

для нержавеющей стали 12X18H10T [9]:

$$D = 4,56 + 1,501 \cdot u, \quad (2)$$

для стали 10 при $1,40 \leq u \leq 8,00$ км/с [10]:

$$D = 3,664 + 1,790 \cdot u - 0,0342 \cdot u^2, \quad (3)$$

для фторопласта при $0,75 < u < 4,4$ км/с [11]:

$$D = 1,95 + 1,67 \cdot u, \quad (4)$$

для эпоксидной смолы:

$$\begin{aligned} D &= 2,65 + 1,562 \cdot u, \text{ при } 0 < u < 2,49 \text{ км/с,} \\ D &= 3,84 + 1,086 \cdot u, \text{ при } 2,49 < u < 3,61 \text{ км/с,} \\ D &= 2,86 + 1,355 \cdot u, \text{ при } 3,61 < u < 5,18 \text{ км/с.} \end{aligned} \quad (5)$$

для хлороформа [12]:

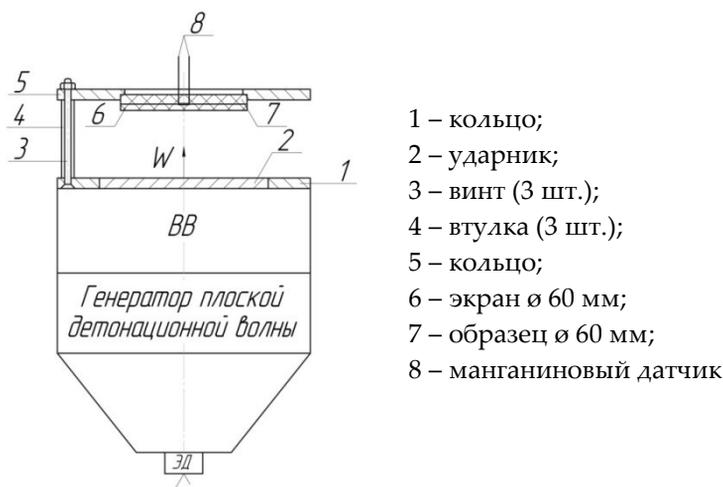
$$\begin{aligned} D &= 1,317 + 1,572 \cdot u, \text{ для } 0,8 \leq u \leq 2,9 \text{ км/с,} \\ D &= 3,456 + 0,833 \cdot u, \text{ для } 2,9 \leq u \leq 3,3 \text{ км/с,} \\ D &= 1,031 + 1,539 \cdot u, \text{ для } 3,3 \leq u \leq 4,8 \text{ км/с} \end{aligned} \quad (6)$$

Данные постановки и результаты экспериментов по определению скорости звука с использованием ФЭМ представлены в таблице 1.

Таблица 1. Данные постановки и результаты экспериментов (ФЭМ)

Материал образца	ЭК-34 по ОСТ В95 2372-83						Ф-4 по ТУ 6-05-810-88			
	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4
№ опыта										
Материал ударника	12X18H10T					Сталь 10	12X18H10T			
$\rho_{уд}$, г/см ³	7,89	7,91	7,87	7,93	7,92	7,84	7,88	7,92	7,86	7,90
$h_{уд}$, мм	4,00	4,00	3,98	4,02	4,02	3,03	3,99	3,97	3,98	3,98
$W_{уд}$, км/с	2,65	3,64	3,84	4,01	4,01	4,80	2,65	3,64	3,84	2,65
$\rho_{обр}$, г/см ³	1,18						2,16			
h_1 , мм	8,84	7,87	7,90	8,90	8,84	5,89	8,18	8,02	7,94	8,02
h_2 , мм	11,86	9,89	9,90	11,94	11,88	7,87	10,15	9,99	9,92	9,98
h_3 , мм	14,86	11,86	11,85	14,94	14,81	9,94	12,16	11,86	11,99	11,91
u , км/с	2,248	3,045	3,203	3,342	3,341	3,893	2,079	2,783	3,203	2,08
D , км/с	6,161	7,143	7,314	7,466	7,465	8,140	5,422	6,598	7,314	5,424
ρ , г/см ³	1,86	2,06	2,10	2,13	2,13	2,26	3,50	3,73	3,77	3,50
P , ГПа	16,35	25,66	27,65	29,44	29,43	37,40	24,35	39,66	43,44	24,35
dt_1 , мкс	1,600	1,590	1,419	1,022	0,993	-	1,343	1,269	1,477	1,321
dt_2 , мкс	0,893	1,255	1,073	0,818	0,742	0,626	0,870	0,935	1,094	0,897
dt_3 , мкс	0,582	1,014	0,794	0,435	0,464	0,392	0,583	0,590	0,698	0,460
C , км/с	7,28	7,85	8,90	7,72	7,59	9,48	6,15	7,58	7,72	6,54

Также были проведены взрывные эксперименты по определению скорости звука в ударно-сжатых материалах с использованием метода манганинового датчика. Определение скорости звука осуществлялось методами догоняющей и встречной разгрузок. Для ударно-волнового нагружения использовались устройства с ударниками их стали 12X18H10T, аналогичные первой серии экспериментов. Схема постановки экспериментов представлена на рисунке 3.


Рисунок 3. Схема экспериментального узла

Манганиновый датчик (поз. 8 на рис. 3) располагался между экраном и образцом (поз. 6 и 7 на рис. 3, соответственно), при этом чувствительный элемент датчика устанавливался по центру образца. Зазор между экраном и образцом и отверстия в образце с выводами датчика заполнялись составом на основе эпоксидного клея. Толщины экрана и образца определялись из x, t -диаграммы (здесь не приводится) таким образом, чтобы исключить взаимовлияние догоняющей и встречной разгрузок.

Данные постановки и результаты экспериментов приведены в таблице 2.

Таблица 2. Данные постановки и результаты экспериментов (МД)

Материал образца	ЭК-34								Ф-4	
	1	2	3	4	5	6	7	8	1	2
$W_{уд}$, км/с	2,35	2,91	2,90	3,58	3,60	3,62	3,85	3,87	4,03	4,05
$\rho_{обор}$, г/см ³	1,19	1,19	1,19	1,19	1,18	1,19	1,19	1,18	2,15	2,20
u , км/с	2,003	2,457	2,448	2,995	3,01	3,028	3,21	3,228	3,055	3,056
D , км/с	5,779	6,488	6,474	7,089	7,105	7,125	7,326	7,341	7,052	7,054
ρ , г/см ³	1,81	1,91	1,90	2,05	2,05	2,06	2,11	2,12	3,79	3,88
P , ГПа	13,66	18,81	18,70	25,07	25,32	25,55	27,74	28,13	46,77	47,14
C , км/с	6,50*	7,89*	7,13**	7,06*	7,62*	8,26**	7,27*	8,48**	7,89*	7,35**

* – скорость звука определялась по методу догоняющей разгрузки;

** – скорость звука определялась по методу встречной разгрузки.

На рисунках 4 и 5 результаты данной работы представлены в графическом виде. Погрешность определения скорости звука фотоэлектрическим методом составляет 6%, манганиновым – 8%. Для сравнения на рисунках 4 и 5 показаны данные авторов [1-5, 8], полученные ранее с использованием других методов регистрации динамических параметров. Также на рисунках отмечены скорости звука при нормальных условиях, полученные ультразвуковым методом [13].

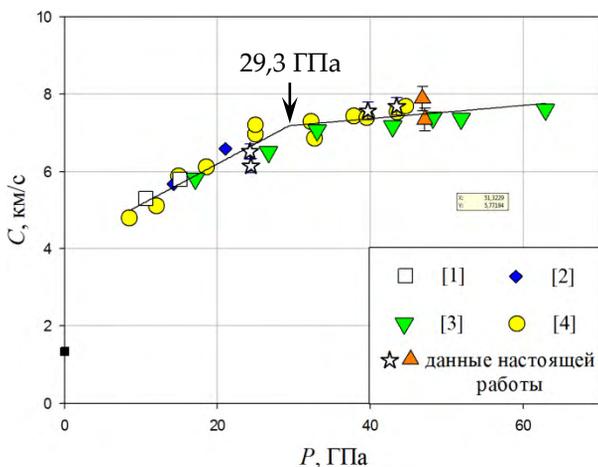


Рисунок 4. Скорость звука в ударно-сжатом Ф-4

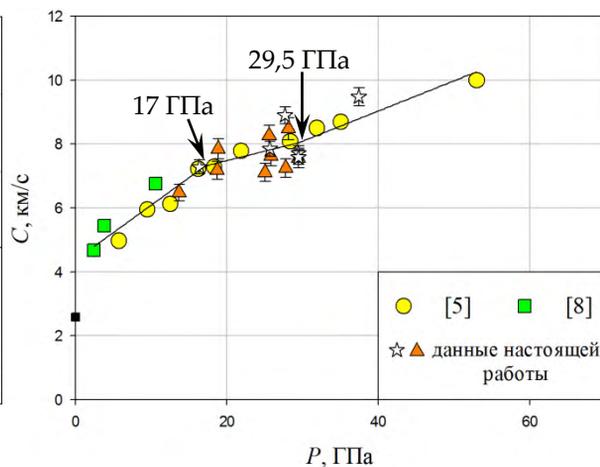


Рисунок 5. Скорость звука в ударно-сжатом ЭК-34

Результаты настоящей работы согласуются с данными [1-4] по определению скорости звука в ударно-сжатом фторопласте. Общая совокупность данных была аппроксимирована линейной функцией. Как видно из рисунка 4, линия аппроксимации претерпевает излом при давлении 29,3 ГПа, что может быть обусловлено фазовым переходом в веществе при ударном сжатии. В работе [3] излом C - P -характеристики обнаружен при давлении 34 ГПа, который авторы объясняют диссоциацией фторопласта на чистый углерод и газообразные фторуглероды.

Из рисунка 5 видно, что при давлениях 17 и 29,5 ГПа линия аппроксимации зависимости $C(P)$ эпоксидной смолы меняет наклон, что может свидетельствовать о фазовом превращении эпоксидной смолы при указанных давлениях. Верхняя граница предполагаемого фазового превращения определена весьма условно. Для ее уточнения требуются данные по скорости звука при давлении > 30 ГПа.

В диапазоне давлений 25 ÷ 30 ГПа наблюдается значительный разброс данных по скорости звука. Такое поведение вещества типично при наличии фазового перехода и может быть обусловлено разрывами химических связей и образованием новых, о чем говорилось в [5]. Однако, не стоит исключать такие факторы, как: различные исходные компоненты и технология изготовления образцов, методы ударно-волнового нагружения и регистрации динамических параметров.

В настоящей работе представлены результаты определения скорости звука во фторопласте и эпоксидной смоле в диапазоне давлений от 24 до 44 ГПа и от 14 до 38 ГПа, соответственно. Определение скорости звука в ударно-сжатых материалах осуществлялось фотоэлектрическим и манганиновым методами. Результаты настоящей работы удовлетворительно согласуются с данными [1-8].

По результатам аппроксимации совокупности данных для каждого материала установлены границы предполагаемых фазовых переходов: во фторопласте – при давлении 29,3 ГПа, в эпоксидной смоле – при давлениях 17 и 29,5 ГПа.

Список литературы

1. Н.Г. Калашников, Л.В. Кулешова, М.Н. Павловский. Ударное сжатие политетрафторэтилена до давлений ~ 1,7 Мбар // ПМТФ, 1972, № 4, с. 187-191.
2. М.Н. Павловский. Измерение скорости звука в ударно-сжатом кварците, доломите, ангидриде, хлористом натрия, парафине, плексигласе, полиэтилене и фторопласте-4 // ПМТФ, 1976, № 5, с. 136-139.
3. С. Е. Morris, J. N. Fritz, R. G. McQueen. The Equation of State of Polytetrafluoroethylene to 80 GPa. // J. Chem. Phys. 1984, V. 80 (10), p. 5203-5218.
4. А.Ю. Николаев, В.Г. Вильданов, А.О. Борщевский, О.В. Ткачёв, В.Т. Заикин, В.М. Слободенюков. Измерение скорости звука в ударно-сжатом фторопласте-4 в диапазоне давлений 1,5-45 ГПа // Молодёжь в науке: сборник материалов X Научно-технической конференции, г. Саров, Нижегородская область, 1-3 ноября, 2011.
5. К.К. Krupnikov, V.P. Krupnikova. Equation of state and matter transformation parameters under shock compression for epoxy resin // *Shock Waves*. Eds.: R. Brun, L.Z. Dimitrescu. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1995.
6. С.А. Бордзиловский, С.М. Караханов, К.В. Хищенко. Измерение яркостной температуры эпоксидной смолы при ударном сжатии // ФГВ, т. 49, №1, 2013, с. 138 – 142.
7. М.В. Жерноклетов, С.И. Киршанов, А.Е. Ковалёв, А.Б. Межевов, М.Г. Новиков. Экспериментальное определение температур ударного сжатия эпоксидного состава ЭД-5 // Харитоновские Научные Чтения: сборник тезисов VIII Международной конференции, с. 141, 2009.
8. В.М. Мочалова, А.В. Уткин, А.В. Павленко, С.Н. Малюгина, С.С. Мокрушин. Импульсное сжатие и растяжение эпоксидной смолы при ударно-волновом воздействии // Журнал технической физики, т. 89, № 1, 2019, с. 126 – 131.
9. Е.А. Kozlov. Shock Adiabatic Features, Phase Transition Macrokinetics, and Spall Fracture of Iron in Different Phase States. // *High Pressure Research*. 1992, Vol. 10, p. 541-582.
10. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Под редакцией д-ра физ.-мат. наук Р.Ф. Трунина / Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001, 446 с.
11. Ю.Н. Жугин, К.К. Крупников, Н.А. Овечкин, Е.В. Абакшин, М.М. Горшков, В.Т. Заикин, В.М. Слободенюков. О некоторых особенностях динамической сжимаемости кварца // Физика Земли, № 10, 1994, с. 16-22.
12. М.Ф. Гоголя, И.М. Воскобойников. Излучение ударно-сжатых галогенпроизводных метана // ФГВ. Т. 24, № 6, 1988, с. 127-134.
13. Н.И. Бражников. Физические и физико-химические методы контроля состава и свойств вещества. Ультразвуковые методы / М. – Л.: Энергия, 1965, 248 с.

SOUND VELOCITY DETERMINATION BEHIND SHOCK
FRONT IN FLUOROPLASTIC MATERIAL (PTFE) AND EPOXY RESIN

F.I. Tarasov, E.B. Smirnov, A.Yu. Nikolaev, R.N. Kanunnikov, D.T. Yusupov,
V.V. Malyov, A.S. Lobachyov, K.S. Sidorov, D.V. Mukhin

Russian Federal Nuclear Center – acad. Zababakhin All-Russia Scientific Research Institute of Technical Physics, Snezhinsk, Russia

Application of polymeric materials as structural materials in some branches of industry requires direct knowledge of material properties. The area of dynamic properties is of special interest.

Particularly, sound velocity determination gives us information on elastic-plastic properties of the materials at shock compression. Data on sound velocity are used to build-up equations of material state. In addition, knowledge of sound velocity is important for correct set up of the explosive experiments and processing of gained results.

The analysis of polymeric material shock compressibility shows that at shock-wave loading they undergo transformations of various character therefore their properties can differ from the initial ones.

For this work, we have chosen fluoroplastic and epoxy resin as test materials. These materials have features in the pressure range from 20 to 35 GPa, which can be related to phase transformations [1-8]. For clarification of phase transformation boundaries we performed explosive experiments on determination of sound velocity in shock-compressed materials using photoelectric and manganin methods. Earlier photoelectric method was not applied for determination of sound velocity in shock-compressed fluoroplastic and epoxy resin.

Figure 1 illustrates experimental set up with Photoelectric method node and x, t - diagram of wave processes.

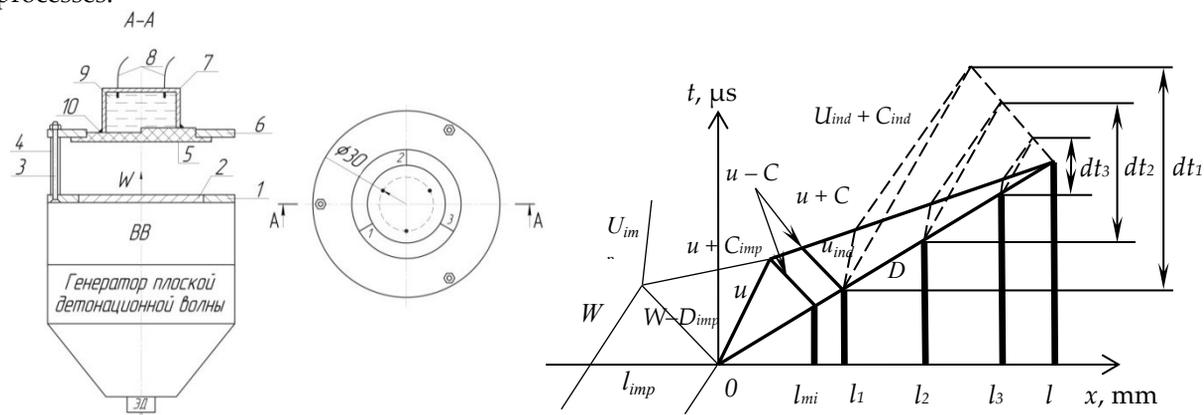


Figure 1. a) experimental assembly: 1 – ring; 2 – impactor; 3 – screw (3 pcs.); 4 – bushing (3 pcs.); 5 – the stepped sample of polymeric material, \varnothing 90 mm, steps \varnothing 70 mm; 6 – ring; 7 – casing; 8 – fiber optic sensors (3 pcs.); 9 – indicator; 10 – glue; b) x, t - diagram of wave processes

Loading devices of throwing type based on powerful condensed explosives were applied in the samples to create the SW. Such devices consist of the plane detonation wave generator, an explosive charge and the plate-impactor. Impactors of stainless steel 12X18H10T or steel 10 were used in the experiments. The range of the impactors flying velocities was from 2.7 to 4.8 km/s.

Taking into account an optical transparency of the investigated materials in IR-spectrum, 0.01 mm aluminum foil was stuck on each step of the sample for shielding the sensors against radiation exposure caused by shock wave compression of the sample.

The thicknesses of steps were determined from x, t -diagram so that rarefaction waves overtake the shock wave front in the indicator. Chloroform was used as the indicator. The indicator was poured in the casing (pos. 7 in Fig. 1) just before explosive experiment.

Signals from fiber optics sensors (pos. 8 in Fig. 3) were fed through electron-optical converters to oscilloscopes. Spectral sensitivity of the converters was from 480 to 960 nm and from 900 to 1700 nm.

The typical signals gained in the experiments are given in Figure 2.

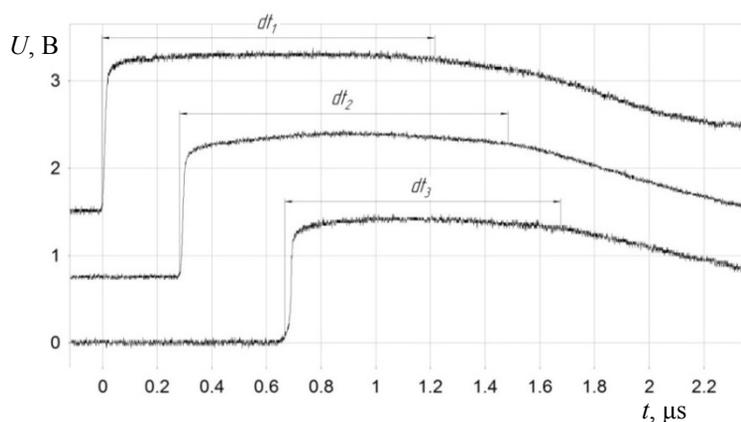


Figure 2. Typical signals of the sensors

For determining the sound velocity, we used the following expression:

$$C = \frac{C_{imp} \cdot D_{imp} \cdot R - u \cdot (C_{imp} + u + D_{imp} - W)}{C_{imp} \cdot \frac{L_{imp}}{D} \cdot R - (C_{imp} + u + D_{imp} - W)} - u \quad (1)$$

where W_{imp} – impactor approaching velocity to the sample, [km/s]; D_{imp} – shock wave velocity in the impactor, [km/s]; C_{imp} – sound velocity in the impactor, [km/s]; u – sample substance mass velocity behind the shock wave front, [km/s]; D_{imp} – shock wave velocity in the sample, [km/s]; R – ratio of the sample thickness l , at which the first characteristics of the rarefaction wave overtakes the shockwave front, to the impactor thickness l_{imp} .

From the obtained profiles $U(t)$, we determined time intervals dt_i from the moment of the shock wave arrival to the boundary the sample-indicator till the moment of the rarefaction wave overtakes the shock wave front in the indicator. Then, we determined the sample thickness l , where RW overtakes SWF on the sample surface by extrapolation of dependency $dt_i = f(l_i)$ to $dt = 0$. The kinematic parameters were determined by P, u -diagram method according to the prior known approach velocity of the impactor. We used the following D, u -ratios while performing preliminary estimates of the shock compression parameters:

For stainless steel 12X18H10T [9]:

$$D = 4.56 + 1.501 \cdot u, \quad (2)$$

For steel 10 at $1.40 \leq u \leq 8.00$ km/s [10]:

$$D = 3.664 + 1.790 \cdot u - 0.0342 \cdot u^2, \quad (3)$$

For fluoroplastic at $0.75 < u < 4.4$ km/s [11]:

$$D = 1.95 + 1.67 \cdot u, \quad (4)$$

For epoxy resin:

$$D = 2.65 + 1.562 \cdot u, \text{ at } 0 < u < 2.49 \text{ km/s},$$

$$D = 3.84 + 1.086 \cdot u, \text{ at } 2.49 < u < 3.61 \text{ km/s}, \quad (5)$$

$$D = 2.86 + 1.355 \cdot u, \text{ at } 3.61 < u < 5.18 \text{ km/s},$$

For chloroform [12]:

$$D = 1.317 + 1.572 \cdot u, \text{ for } 0.8 \leq u \leq 2.9 \text{ km/s},$$

$$D = 3.456 + 0.833 \cdot u, \text{ for } 2.9 \leq u \leq 3.3 \text{ km/s}. \quad (6)$$

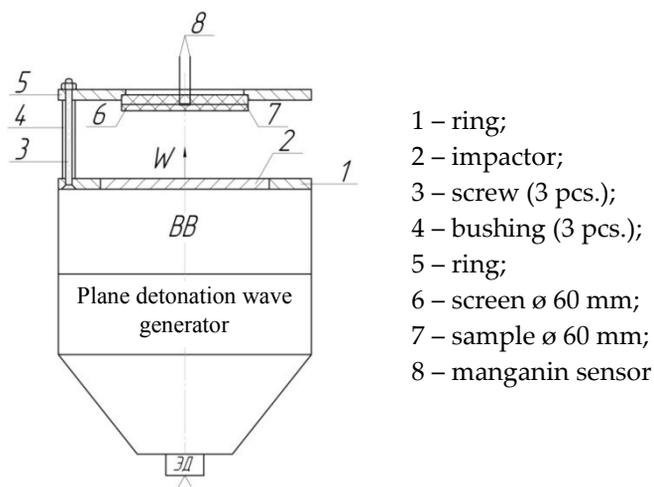
$$D = 1.031 + 1.539 \cdot u, \text{ for } 3.3 \leq u \leq 4.8 \text{ km/s}.$$

The set up data and the results of experiments on the sound velocity determination with photoelectric method are given in Table 1.

Table 1. Set up data and experimental results (photoelectric method)

Sample material	EK-34 by OST B95 2372-83						F-4 by TS 6-05-810-88			
# experiment	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4
Impactor material	12X18H10T					Steel 10	12X18H10T			
$P_{imp}, \text{g/cm}^3$	7.89	7.91	7.87	7.93	7.92	7.84	7.88	7.92	7.86	7.90
H_{imp}, mm	4.00	4.00	3.98	4.02	4.02	3.03	3.99	3.97	3.98	3.98
$W_{imp}, \text{km/s}$	2.65	3.64	3.84	4.01	4.01	4.80	2.65	3.64	3.84	2.65
$\rho_{0imp}, \text{g/cm}^3$	1.18					2.16				
h_1, mm	8.84	7.87	7.90	8.90	8.84	5.89	8.18	8.02	7.94	8.02
h_2, mm	11.86	9.89	9.90	11.94	11.88	7.87	10.15	9.99	9.92	9.98
h_3, mm	14.86	11.86	11.85	14.94	14.81	9.94	12.16	11.86	11.99	11.91
$u, \text{km/s}$	2.248	3.045	3.203	3.342	3.341	3.893	2.079	2.783	3.203	2.08
$D, \text{km/s}$	6.161	7.143	7.314	7.466	7.465	8.140	5.422	6.598	7.314	5.424
$\rho, \text{g/cm}^3$	1.86	2.06	2.10	2.13	2.13	2.26	3.50	3.73	3.77	3.50
P, GPa	16.35	25.66	27.65	29.44	29.43	37.40	24.35	39.66	43.44	24.35
$dt_1, \mu\text{s}$	1.600	1.590	1.419	1.022	0.993	-	1.343	1.269	1.477	1.321
$dt_2, \mu\text{s}$	0.893	1.255	1.073	0.818	0.742	0.626	0.870	0.935	1.094	0.897
$dt_3, \mu\text{s}$	0.582	1.014	0.794	0.435	0.464	0.392	0.583	0.590	0.698	0.460
$C, \text{km/s}$	7.28	7.85	8.90	7.72	7.59	9.48	6.15	7.58	7.72	6.54

Besides, we performed the explosive experiments on determination of sound velocity in shock-compressed materials using manganin sensor method. Sound velocity was determined by the rarefaction overtaking technique and by the rarefaction oncoming technique. Devices with the impactors of steel 12X18H10T, similar to the first series of experiments, were used for the shock wave loading. Figure 3 illustrates experimental set up scheme.

**Figure 3.** Experimental assembly scheme

Manganin sensor (pos. 8 in Fig. 3) was placed between the screen and the sample (pos. 6 and 7 in Fig. 3, accordingly), thus the sensing device was positioned in the centre of the sample. Gap between the shield, the sample, and the holes in the sample with sensor leads were filled with the composition based on the epoxy adhesive. Widths of the shield and the sample were determined from x, t -diagram (were not shown here) so that to eliminate interaction of overtaking and oncoming rarefactions. The set up data and the results of experiments are given in Table 2.

Table 2. Set up data and experimental results (MS)

Sample material	EK-34								F-4	
	# experiment	1	2	3	4	5	6	7	8	1
W_{imp} , km/s	2.35	2.91	2.90	3.58	3.60	3.62	3.85	3.87	4.03	4.05
ρ_{0smp} , g/cm ³	1.19	1.19	1.19	1.19	1.18	1.19	1.19	1.18	2.15	2.20
u , km/s	2.003	2.457	2.448	2.995	3.01	3.028	3.21	3.228	3.055	3.056
D , km/s	5.779	6.488	6.474	7.089	7.105	7.125	7.326	7.341	7.052	7.054
ρ , g/cm ³	1.81	1.91	1.90	2.05	2.05	2.06	2.11	2.12	3.79	3.88
P , GPa	13.66	18.81	18.70	25.07	25.32	25.55	27.74	28.13	46.77	47.14
C , km/s	6.50*	7.89*	7.13**	7.06*	7.62*	8.26**	7.27*	8.48**	7.89*	7.35**

* – Sound velocity was determined by the rarefaction overtaking technique;

** – Sound velocity was determined by the rarefaction oncoming technique.

Figures 4 and 5 present the results of this work in graphic form. The error of the sound velocity determination by photoelectric method is 6 %, by manganin technique is 8 %. For comparison Figures 4 and 5 demonstrate data of the authors [1-5, 8] obtained earlier using other methods of dynamic parameters recording. Besides, sound velocities under normal conditions obtained by ultrasonic method are also marked in the Figures [13].

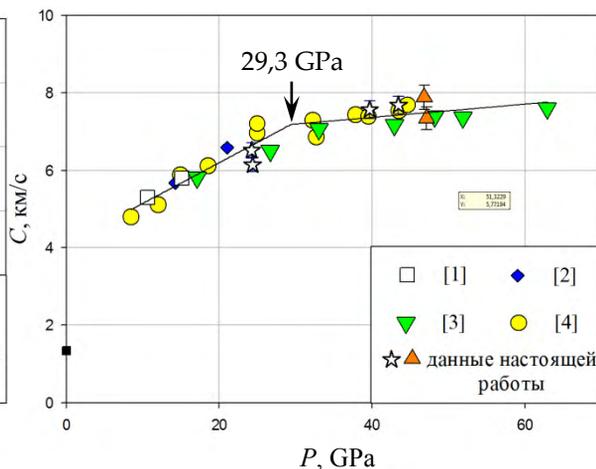
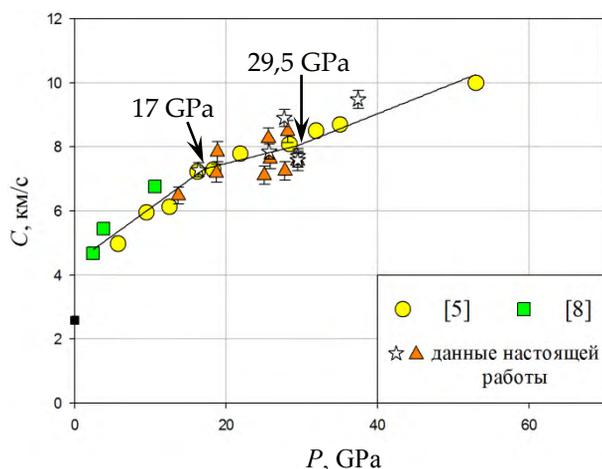

Figure 4. Sound velocity in shock compressed F-4

Figure 5. Sound velocity in shock compressed EK-34

Results of the present work correlate with the findings [1-4] in determination of sound velocity in the shock compressed fluoroplastic material. The total data set has been approximated by the linear function. As can be seen from Figure 4, the approximation line undergoes a kink at pressure of 29.3 GPa that can be caused by phase transition in substance at shock compression. In paper [3] C , P -characteristics kink is determined at pressure of 34 GPa, which the authors explain by fluoroplastic dissociation into pure carbon and gaseous fluorocarbons.

From Figure 5 we can see that the line of approximation of epoxy resin dependence $C(P)$ changes an inclination at pressures of 17 and 29.5 GPa that can testify phase transformation of epoxy resin at the specified pressures. The upper boundary of the supposed phase transformation is determined rather conditionally. For its clarification, we need data on the sound velocity at pressure > 30 GPa.

The considerable data scattering on the sound velocity is observed in a range of pressures 25 ÷ 30 GPa. Such substance behaviour is typical in the presence of phase transition and can be stipulated by bond

openings and chemical bondings formation what was discussed in [5]. However, one must not eliminate such factors, as: various initial components and sample fabrication technique, methods of shock-wave loading and dynamic parameters recording.

This paper presents the results of the sound velocity determination in fluoroplastic and epoxy resin in the pressure ranges from 24 to 44 GPa and from 14 to 38 GPa, correspondingly. The sound velocity in shock compressed materials was determined by photoelectrical and manganin methods. The results of the present work agree satisfactorily with the results of [1-8].

By the results of the total data set approximation boundaries of the supposed phase transitions were established for each material: in fluoroplastic - at pressure of 29.3 GPa, in epoxy resin - at pressures of 17 and 29.5 GPa.

References

1. N.G.Kalashnikov, L.V.Kuleshova, M.N.Pavlovsky. Shock compression of polytetrafluorethylene to pressures ~ 1.7 Mbar//PMTF, 1972, # 4, pp. 187-191.
2. M.N.Pavlovsky. Measurement of the sound velocity in the shock-compressed quartzite, dolomite, anhydride, sodium chloride, paraffin, plexiglass, polyethylene and fluoroplastic-4//PMTF, 1976, # 5, pp. 136-139.
3. C. E. Morris, J. N. Fritz, R. G. McQueen. The Equation of State of Polytetrafluoroethylene to 80 GPa. // J. Chem. Phys. 1984, V. 80 (10), p. 5203-5218.
4. A.Yu. Nikolaev, V.G.Vildanov, A.O.Borshevsky, O.V.Tkachyov, V.T.Zaikin, V.M.Slobodenyukov. Measurement of the sound velocity in shock-compressed fluoroplastic-4 in the pressure range of 1.5-45 GPa//The Youth in Science: proceedings of X Scientific and technical conference, Sarov, the Nizhni Novgorod Region, November, 1-3, 2011.
5. K.K. Krupnikov, V.P. Krupnikova. Equation of state and matter transformation parameters under shock compression for epoxy resin // *Shock Waves*. Eds.: R. Brun, L.Z. Dimitrescu. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1995.
6. S.A.Bordzilovsky, S.M.Karahanov, K.V.Hishchenko. Measurement of radiance temperature of epoxy resin at shock compression//FGV, V. 49, #1, 2013, pp. 138 – 142.
7. M.V.Zhernokletov, S.I.Kirshanov, A.E.Kovalyov, A.B.Mezhevov, M.G.Novikov. Experimental determination temperatures of epoxy composition shock compression ED-5//Kharitonov Scientific Talks:abstracts of VIII International Conference, p. 141, 2009.
8. V.M.Mochalova, A.V.Utkin, A.V.Pavlenko, S.N.Malyugina, S.S.Mokrushin. Impulse compression and tension of epoxy resin at shock-wave action//The Journal of Technical Physics, V. 89, # 1, 2019, pp. 126 – 131.
9. E.A. Kozlov. Shock Adiabatic Features, Phase Transition Macrokinetics, and Spall Fracture of Iron in Different Phase States. // High Pressure Research. 1992, Vol. 10, pp. 541-582.
10. Experimental data on shock-wave compression and adiabatic expansion of condensed substances. Edited by Dr. Sci. in Physics and Mathematics R.F. Trunin / Sarov: RFNC-VNIIEF, 2001, p. 446.
11. Yu.N. Zhugin, K.K. Krupnikov, N.A. Ovechkin, E.V. Abakshin, M.M. Gorshkov, V.T. Zaikin, V.M. Slobodenyukov. About some features of dynamic compressibility of quartz // Physics of the Earth, # 10, 1994, pp. 16-22.
12. M.F.Gogulya, I.M.Voskoboynikov. Radiation of shock-compressed halogenated methane // FGV. V. 24, # 6, 1988, p. 127-134.
13. N.I.Brazhnikov. Physical and physicochemical methods for monitoring of substance composition and properties. Ultrasonic methods / M - L: Energy, 1965, p. 248.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ТИТАНА ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

Д.Н. Замотаев, О.Н. Апрельков, М.В. Жерноклетов, А.М. Ивин, Д.В. Крючков,
Е.В. Кошатов, А.Е. Ковалев, Л.И. Канунова, С.И. Киришинов, А.Н. Малышев,
А.Б. Межевов, М.Г. Новиков, А.М. Подуреи, В.И. Скоков, М.И. Ткаченко, С.Н. Уланов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Титан – один из важнейших конструкционных металлических материалов, который в нормальных условиях существует в двух полиморфных модификациях: α -Ti при температурах <882 °С, β -Ti при температуре >882 °С. На рисунке 1 изображена расчетная фазовая диаграмма титана, представленная в [1].

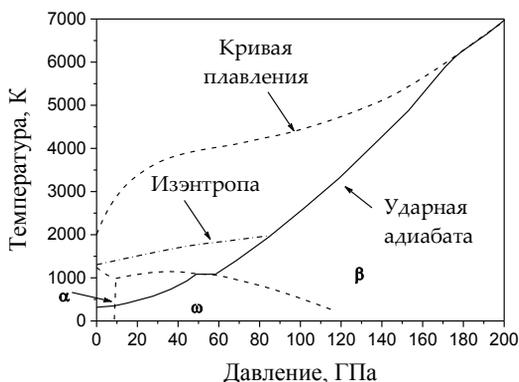


Рисунок 1. Фазовая диаграмма титана [1]

Фазовый (α - ω) переход в титане исследовался, как в условиях статического, так и динамического нагружения. Анализ результатов, полученных при ударно-волновом нагружении, показал, что существуют расхождения имеющихся экспериментальных данных. В работе [2] при давлении ударного сжатия $\approx 17,5$ ГПа был обнаружен излом на ударной адиабате, который интерпретировался как α - ω фазовое превращение. При этом в работах [3] и [4] даны различные значения давления перехода в титане марки ВТ1-0: 11,7 и 6,0 ГПа, соответственно. Кроме того в работе [3] зарегистрирован скачок проводимости титана в диапазоне давлений от 7,5 до 10 ГПа, что также трактуется как свидетельство протекания фазового превращения.

В 2008 г. в ИФВ РФЯЦ-ВНИИЭФ выполнена серия экспериментов по измерению с помощью методики ПВДФ датчика зависимости давления от времени в титане марки ВТ1-0 в диапазоне давления ударного сжатия от 10 до 26 ГПа [5]. На основании полученных результатов определено давление начала фазового $\alpha \rightarrow \omega$ перехода $\sim 11,5$ ГПа, которое согласуется с данными работ [3], [6], [7], [8].

Таким образом, несмотря на большое количество проведенных исследований, фазовые превращения в титане не исследованы в полном объеме и диапазоны их не определены.

В настоящей работе в титанах марок ВТ1-0 и ВТ20 методом догоняющей разгрузки определены продольные скорости звука за фронтом ударной волны и уточнены границы фазовых превращений вдоль ударной адиабаты, в том числе плавления, методом сохранения образцов ВТ1-0 проведен металлографический анализ исходных и постопытных структур образцов после их нагружения.

Объект исследования

Исходная микроструктура образцов титановых сплавов марок ВТ1-0 ($\rho=4,50$ г/см³, содержание титана 99,3 вес.%) и ВТ20 ($\rho=4,478$ г/см³, содержание титана 85,4 вес.%) в исходном состоянии представлена на рисунке 2.

Металлографический анализ показал, что исходная структура титана марки ВТ1-0 неравномерная, есть области с мелким (размер от 20 мкм) и крупным (размер до 600 мкм) зерном. Зёрна в структуре исходного образца различаются по форме – от вытянутых в одном направлении до равноосных. Исходный образец состоит из одной фазы - α -Ti.

ВТ20 относится к псевдо- α сплавам титана. Свойства ВТ20 определяются наличием неравновесной α и равновесной β - фаз. Исходная структура титана ВТ20 крупнозернистая со средним размером зерна ~230 мкм.



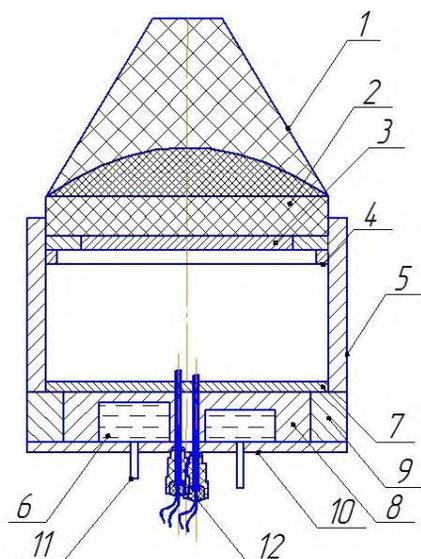
Рисунок 2. Исходная структура титановых сплавов марок ВТ1-0 и ВТ20

Постановки и результаты экспериментов

Исследование фазовых превращений в титане марок ВТ1-0 и ВТ20 методом догоняющей разгрузки в диапазоне давления ударного сжатия от 35 до 160 ГПа проведено в двух постановках, представленных на рисунках 3 и 5, соответственно.

В первой постановке ударник, разогнанный плоской детонационной волной заряда ВВ, тормозился на экране, через который плоская ударная волна транслировалась в образец из титана марок ВТ1-0 или ВТ20, имевший четыре «колодца» различной глубины. «Колодцы» заполнялись индикаторной жидкостью, а именно карбогалом (перфтор-1,3-диметилциклогексан, $\rho=1,856$ г/см³) или тетрахлорметаном ($\rho=1,585$ г/см³).

С помощью методики электроконтактных датчиков измерялась подлетная скорость ударника и скорость движения ударной волны в образце, а с помощью методики индикаторной жидкости [9] регистрировались зависимости интенсивности излучения от времени на ступеньках различной толщины.



- 1 – генератор плоской детонационной волны;
- 2 – шашка ВВ;
- 3 – ударник запрессованный в обойму;
- 4 – кольцо из стали;
- 5 – корпус из стали;
- 6 – колодец с индикаторной жидкостью;
- 7 – экран из стали или алюминия;
- 8 – образец из титанового сплава;
- 9 – обойма из стали;
- 10 – крышка;
- 11 – оптический вывод;
- 12 – электроконтактные датчики

Рисунок 3. Постановка № 1 (метод догоняющей разгрузки)

Характерные зависимости интенсивности излучения от времени на ступеньках различной толщины представлены на рисунке 4. Стрелками отмечены моменты прихода ударной волны на контактную границу титан–индикаторная жидкость (t_1) и «догона» волной разрежения фронта ударной волны (t_2), который определен по точке пересечения двух касательных.

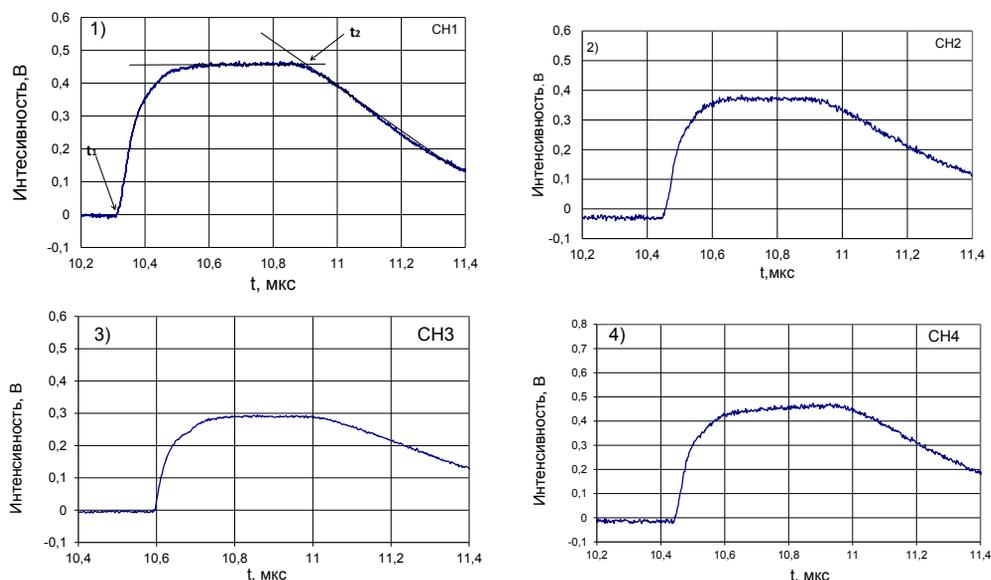
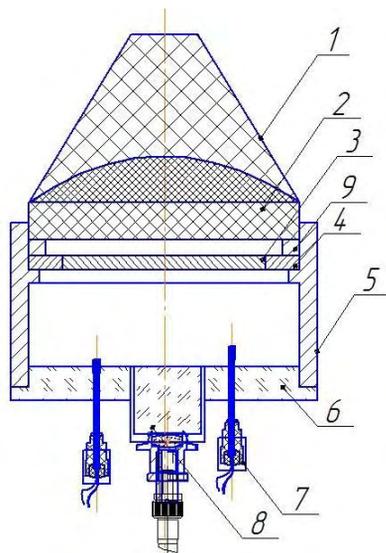


Рисунок 4. Характерные временные зависимости интенсивности излучения от времени на ступеньках разной высоты

Во второй постановке, представленной на рисунке 5, ударник (образец) из ВТ1-0, разогнанный через зазор продуктами взрыва заряда ВВ, тормозился на оптическом окне из LiF, являющемся частью оптического датчика («обратный удар»). Электроконтактные датчики, установленные на двух базах, служили для определения подлетной скорости образца к окну из LiF.



- 1 – генератор плоской детонационной волны;
- 2 – шашка ВВ;
- 3 – ударник (образец из титанового сплава ВТ1-0);
- 4 – обойма из стали;
- 5 – корпус из стали;
- 6 – диск из оргстекла;
- 7 – электроконтактный датчик;
- 8 – оптический датчик с окном из LiF

Рисунок 5. Постановка № 2 (метод догоняющей разгрузки («обратный удар»))

С помощью методики непрерывной доплеровской регистрации на основе оптической схемы VISAR [10] регистрировались временные зависимости скорости движения контактной границы ВТ1-0-LiF. Характерная зависимость представлена на рисунке 6.

Стрелками на рисунке соответственно обозначены: t_1 - момент соударения ВТ1-0 с окном из LiF (определенный на середине фронта ударной волны) и t_2 - момент прихода волны разрежения на контактную границу ВТ1-0-LiF (определенный по точке пересечения двух касательных).

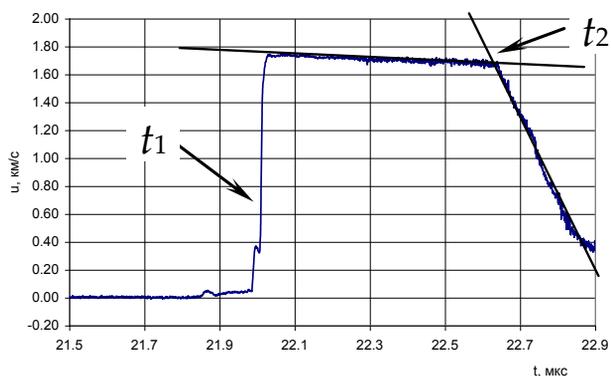


Рисунок 6. Характерная временная зависимости скорости движения контактной границы ВТ1-0-LiF

Для вычисления продольной скорости звука на основании совокупности полученных экспериментальных данных использовались две формулы (1) и (2), выведенные на основании анализа возникающих течений в координатах $X-t$ для постановок 1 и 2, соответственно. Относительная ошибка вычисления скорости звука по формуле (1) не превышает 6 %, по формуле (2) - 3 %.

$$C_L = \frac{X_{\max}}{\sigma \cdot (t_{sw} - t_{rw} + \frac{X_{\max}}{D})}, \quad (1)$$

где σ – сжатие, t_{sw} – время входа ударной волны в образец, t_{rw} – время входа волны разрежения (определяются численно, по одномерной газодинамической программе [11]), D – скорость ударной волны в титане, X_{\max} – толщина ступеньки, при которой догон происходит на границе раздела титан–индикаторная жидкость.

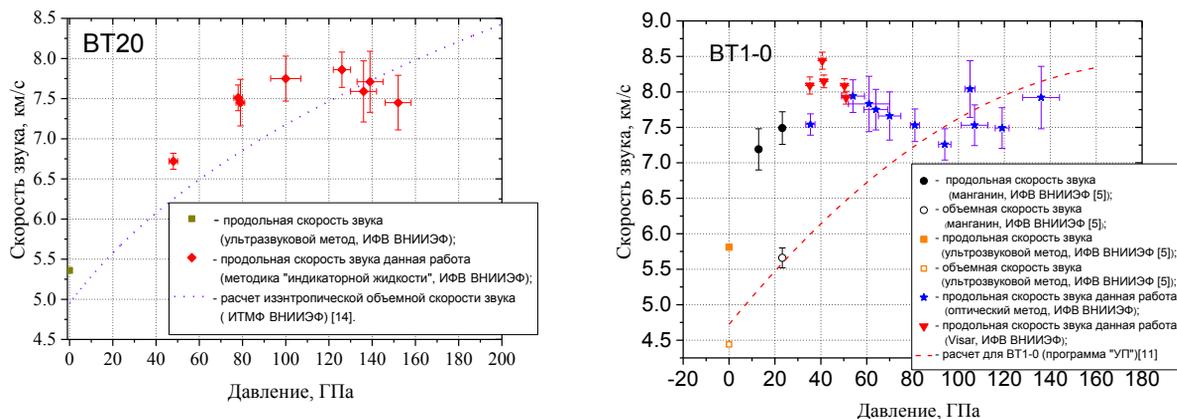
$$C_L = \frac{\Delta_{y0} \cdot (D + U_1 - W)}{(t_2 - t_1) \cdot D - \Delta_{y0}}, \quad (2)$$

где t_1 – момент соударения ВТ1-0 с окном из LiF, t_2 – время прихода волны разрежения на контактную границу ВТ1-0-LiF, D – скорость ударной волны в титане, Δ_{y0} – толщина ударника из титана, W – подлетная скорость ударника, U_1 – массовую скорость ударной волны в образце.

Для расчетов скорости ударной волны в ВТ20 использовалась ударная адиабата в виде соотношения $D(U) = 4.956 + 1.072U$ (получено в ИФВ ВНИИЭФ ранее), а для ВТ1-0 из [12]: $D(U) = 4.842 + 1.135U + 0.001U^2$.

Геометрия экспериментальных устройств обоснована результатами одномерных и двумерных расчетов, выполненных с помощью численных комплексов РФЯЦ-ВНИИЭФ [11].

Совокупность результатов, полученных в двух постановках в данной работе (см. рисунки 3 и 5) и ранее авторами, в координатах скорость звука от давления представлена на рисунке 7 [5], [11], [13], [14].



а) зависимость скорости звука в VT20 от давления;

б) зависимость скорости звука в VT1-0 от давления

Рисунок 7. Зависимости скоростей звука от давления в титановых сплавах

Как видно из графика рисунка 7(а), значения скоростей звука для VT20 при давлениях выше ~ 130 ГПа уменьшаются и пересекают расчетную кривую объемной скорости звука. Если учесть, что полученные значения являются упругими продольными скоростями звука, то можно предположить, что данный излом в значениях свидетельствует о нижней границе плавления сплава в УВ. Подтверждением правильности этого предположения может являться оценка положения точки плавления VT-20 на ударной адиабате ($\rho=7,437$ г/см³; $P=130,5$ ГПа; $T=4300$ К), выполненная в ИТМФ РФЯЦ-ВНИИЭФ по феноменологической модели Глушака Б.Л. (ИФВ), которая учитывает деформацию, скорость деформации, давление и температуру. Для уточнения верхней границы области плавления VT20 на ударной адиабате необходимы данные о скоростях звука при давлениях выше 160 ГПа.

Немонотонность зависимости скоростей звука в титане VT1-0 при давлениях (25-35) ГПа может быть связана с завершением (α - ω) фазового превращения титана (см. рисунок 8б). Изломы зависимости скорости звука от давления, по полученным в настоящей работе данным от 35 до 70 ГПа, соответствуют ω - β фазовому превращению, а от 80 до 100 ГПа – α - β фазовому превращению титана и согласуются с результатами, полученными по модели в [1].

Эти переходы отчетливо видны по экспериментальным данным из работ [15] и [16] для титана в D -и координатах (см. рисунок 8), где наблюдается «полочка» при скоростях $u=(0,55-0,8)$ км/с, соответствующих области давлений $\sim 14-21$ ГПа и α - ω фазовому превращению. Менее выраженный излом при $u \sim 2,0$ км/с (~ 63 ГПа) соответствует ω - β фазовому переходу, а излом при $u \sim 2,6$ км/с (~ 90 ГПа) связан с α - β фазовым превращением, что согласуется с результатами работ [1], [17].

Кроме этого, α - β фазовое превращение в VT1-0 подтверждается теоретическими оценками других авторов, которые дают более высокие значения давления плавления титана на ударной адиабате (например, в [13] диапазон плавления соответствует 168–183 ГПа).

Необходимо отметить заметную разницу в значениях скоростей звука и ее зависимости от давления для чистого титана VT1-0 и его сплава VT20. Эта разница связана с влиянием легирующих добавок на физико-механические свойства VT20.

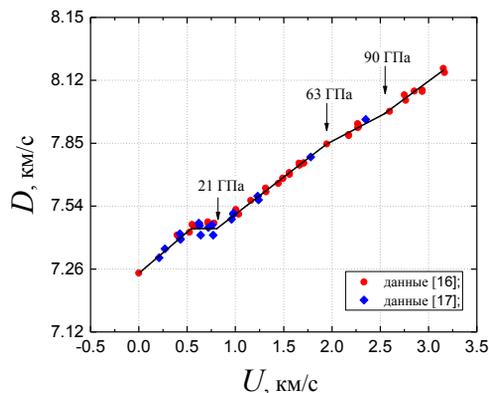


Рисунок 8. Зависимость волновой скорости от массовой для титанового сплава марки ВТ1-0

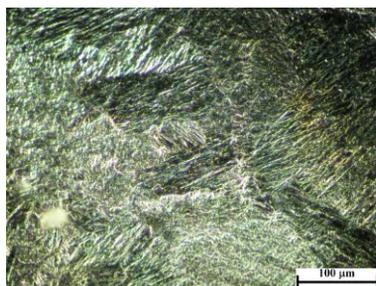
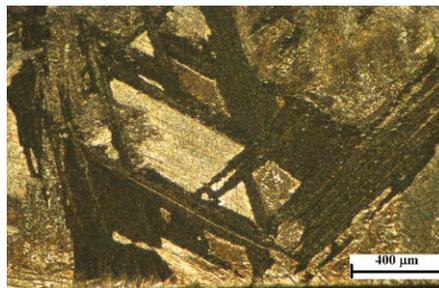
Исследование фазовых превращений в титановом сплаве марки ВТ1-0 методом сохранения постопытных образцов с целью их последующего металлографического исследования в диапазоне давления ударного сжатия от 9 до 23 ГПа выполнено в постановке № 3, представленной на рисунке 9.

Нагружение образца, установленного в стальную обойму, осуществлялось через зазор продуктами взрыва заряда ВВ. Геометрия опытов обоснована результатами одномерных и двумерных расчетов и исключает влияние боковых разгрузок во время ударного нагружения [11]. Из-за различия в положениях ударных адиабат титана и стали процесс нагружения образцов имел двухволновой характер, поэтому при анализе экспериментов использовали значения максимального давления, достигнутого в образце, а именно $P=9$ и $22,5$ ГПа, определенные на основании анализа течений в $P(U)$ плоскости.



Рисунок 9. Постановка № 3 (метод сохранения)

Постопытная микроструктура образцов титанового сплава ВТ1-0 представлена на рисунке 10. В структуре образцов после ударно-волнового нагружения наблюдаются внутризеренные полосы, возникшие в результате высокоскоростной деформации (рисунок 9 а)). Образцы, нагруженные выше давления начала $\alpha \rightarrow \omega$ перехода (22,5 ГПа), имеют в своей структуре пакеты пластин (рисунок 9 б)), которые по-видимому и представляют собой ω -фазу. Такая форма зёрен новой фазы характерна для бездиффузионных (мартенситных) превращений, что в свою очередь характерно для протекающих за короткие времена превращений в ударных волнах.

а) $P = 9$ ГПа, тёмное полеб) $P = 22,5$ ГПа, светлое поле**Рисунок 10.** Микроструктура нагруженных образцов титана марки VT1-0

Рентгеноструктурный анализ показал, что в образцах помимо исходной α -фазы содержится и фаза высокого давления ω . Появление ω -фазы, начиная с давлений 9 ГПа, согласуется с данными [4], [18] по измерению профилей ударных волн и может служить прямым подтверждением того, что зарегистрированное в этих работах расщепление волн действительно связано с α - ω фазовым превращением.

Заключение

Проведена серия экспериментов по исследованию фазовых превращений в титановых сплавах марок VT1-0 и VT20 методами догоняющей разгрузки и сохранения.

На основании совокупности полученных экспериментальных данных для титанового сплава марки VT20 определена нижняя граница области плавления ~ 130 ГПа.

Для титана марки VT1-0 подтверждена нижняя граница α - ω фазового превращения ~ 9 ГПа и сделано предположение о верхней границе α - ω фазового превращения $25 \div 35$ ГПа.

Экспериментально подтверждены ω - β и α - β фазовые превращения и определены границы их областей от 35 до 70 ГПа и от 80 до 100 ГПа, соответственно.

Литература

1. G. I. Kerley. "Equations of State for Titanium and Ti6Al4V Alloy" // Sandia National Laboratories report SAND2003-3785 // 2003.
2. R. G. McQueen, S. P. Marsh et.al. In: High-Velocity Impact Phenomena // T.H.G Academic Press. 1970.
3. А. Н. Киселев, А. А. Фальков // ФГВ, 1982, т. 18, № 1, с.105.
- A. Jayaraman, W. Klement, G. Kennedy // Phys. Rev. 1963, v.131, # 2, p.644.
4. В. А. Борисенок, М. В. Жерноклетов, А. Е. Ковалев, А. М. Подурец, В. Г. Симаков, М. И. Ткаченко. Фазовые переходы в титане в ударных волнах в области давления до 150 ГПа // Физика горения и взрыва, 2014, т. 50, № 3, с.1-9.
5. C. W. Greeff, D. R. Trinkle, R. C. Albers. Shock-induced α - ω transition in titanium // J.Appl.Phys. 2001, vol. 90, # 5, p.2221-2226.
6. G. T. Gray III, C. E. Morris, and A. C. Lawson. "Omega Phase Formation in Titanium and Titanium Alloys" in Titanium '92 Science and Technology, edited by F. H. Froes and I. Caplan (The Minerals, Metals & Materials Society, 1993).
7. E. Cerreta, Gray III G.T., A.C. Lawson., et al. The influence of oxygen content on the α to ω phase transformation and shock hardening of titanium // J.Appl.Phys. 2006, vol. 100. 013530.
8. R. McQueen, J. Hixson, L. Fritz. Optical technique for determining rarefaction wave velocities at very high pressures // Rev. Sci. Instrum. 53, № 2, 1982, p.245-250.
9. L. M. Barker, R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface // J.Appl.Phys. 1972. V.43. P.4669-4675.

10. Н. Ф. Гаврилов, Г. Г. Иванова, В. И. Селин, В. Н. Софронов. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1982. Вып. 3/11. С.11-14.
11. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ: Научное издание / Под редакцией Р. Ф. Трунина — 2-е издание переработанное и дополненное - Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. 531 с.
12. Р. Ф. Трунин, Г. В. Симаков, А. Б. Медведев. Сжатие титана в ударных волнах // ТВТ, т.37, № 6, 1999, с.881-886.
13. Фазовые переходы в титане в ударных волнах в области давления до 150. ФГВ. Борисенок В.А., Жерноклетов М.В., Ковалев А.Е., Подурец А.М., Симаков В.Г., Ткаченко М.И. Т.50. № 3. 2014. С.113-121.
14. S. P. Marsh. LASL Shock Hugoniot Data // University of California Press. Berkeley. CA. 1980. P.143.
15. Ф. Банди. В сб. «Новые материалы и методы исследования металлов и сплавов» // М.: Металлургия. 1966.
16. G. I. Kanel, K. Baumung, D. Rush, J. Singer, S. V. Razorenov, and A. V. Utkin. "Melting of Shock-Compressed Metals in Release" // in Shock Compression of Condensed Matter - 1997, edited by S. C. Schmidt, D. P. Dandekar, and J. W. Forbes (AIP Conference Proceedings 429, 1998), pp.155-158.
17. А. Р. Кутсар, М. Н. Павловский, В. В. Комиссаров. Наблюдение двухволновой конфигурации ударной волны в титане // Письма в ЖЭТФ, т. 35, № 3, 1982.

**ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И РАСЩЕПЛЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В МОДЕЛИ
Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА. СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ОПИСАНИЯ ПОЛИМОРФНЫХ
ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В НОВОМ ПОДХОДЕ**

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

В работе разбирается вопрос о природе зарегистрированного в эксперименте [1] явления "расщепления ударной волны" в железе в связи с процессом полиморфного фазового превращением в нём. В хорошо известной книге Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [2] этот эксперимент объясняется на качественном уровне, опираясь при анализе на предполагаемое расположение ударных адиабат первого и второго фазового состояния материала в плоскости параметров (P, V) – давление – удельный объём.

Аналогичная точка зрения воспроизводилась в других работах, например в [3], посвящённых вопросам полиморфных фазовых превращений. В новом подходе к описанию полиморфного фазового превращения [4] явление расщепления ударной волны при полиморфном фазовом переходе интерпретируется иначе - по завершению фазового превращения реализуется "повторный" ударный скачок – "ударная" волна разрежения или сжатия. Последнее явление и есть аналог "расщепления" ударных волн при полиморфных фазовых превращениях. Ниже этот момент рассмотрен подробно и выяснено, какими особенностями обладает описание двух волновой структуры в новом подходе по сравнению с описанием этого явления в изложении Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера. Текст из книги [2]:

"Своеобразные явления возникают при ударном сжатии вещества, способного испытывать полиморфные превращения при высоких давлениях. Эти явления рассматривались теоретически (*главным образом качественно*) в работах [5-7]. В некотором диапазоне давлений по телу,

способному испытывать полиморфные превращения, распространяется не одна, а две ударные волны следующие одна за другой. Такое расщепление ударной волны связано с аномальным ходом ударной адиабаты вещества в области фазового перехода. При не слишком больших давлениях в ударной волне происходит незначительное увеличение энтропии, поэтому адиабата близка к изэнтропе, и при рассмотрении указанного явления можно исходить из обычной адиабаты. Изэнтропа вещества [2], испытывающего полиморфное превращение, схематически изображена на рисунках 1 а и 1 б.

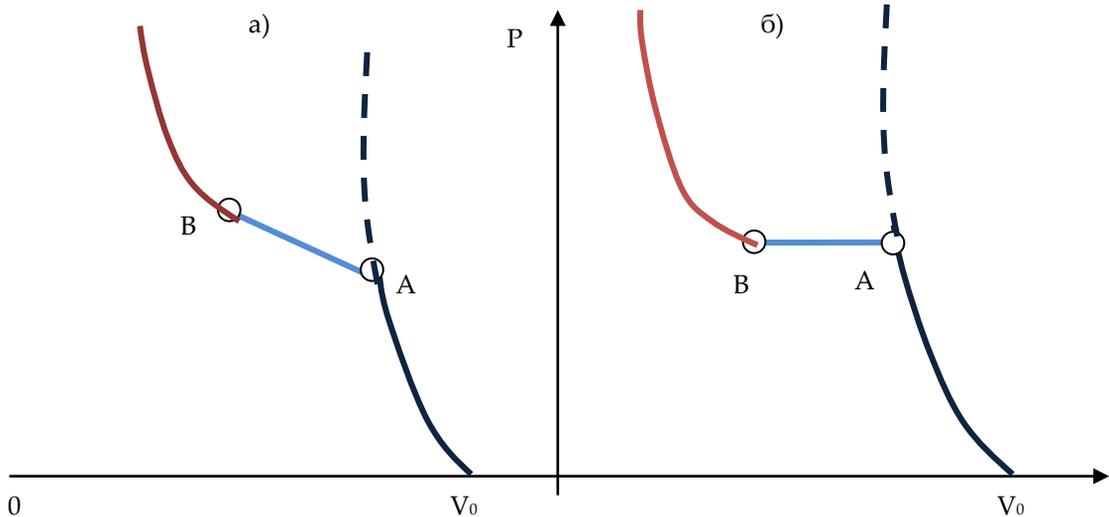


Рисунок 1. Изэнтропа вещества, испытывающая полиморфное превращение – а) – при отличной от нуля температуре и б) – при температуре $T = 0$ [2]

Следует отметить, что весь дальнейший анализ особенностей поведения фазовых полиморфных превращений вещества на ударной волне в книге [2] строится на рисунках *предполагаемого поведения* ударных адиабат I и II фазы в плоскости (P, V) , как это показано на рисунке 1 а). Предполагается, что рассматривается ситуация, когда изэнтропа не сильно отличается от ударной адиабаты.

"При сжатии от нормального объёма по достижению некоторого состояния А начинается переход из фазы I в фазу II. При *абсолютном нуле температуры* фазовый переход I-II происходит при постоянном давлении и участок АВ адиабаты $S = 0$ - это прямая горизонтальная линия, как показано на рисунке 1 б). Если бы полиморфного превращения не было бы, то кривая давления продолжалась бы вверх, как это показано на рисунках 1 пунктирной линией (Обратим внимание на этот момент в изложении Я. Б. Зельдовича. *По - нашему пониманию, пунктирная линия это и есть состояние первой фазы при произвольном, сколь угодно большом ударном скачке, когда ещё не начался процесс ФП. Это аналог ударного скачка в явлении детонации, после которого развивается процесс детонации в виде перехода от состояния ВВ к состоянию ПВ).*

В области АВ вещество находится в двух фазном состоянии. Полное превращение вещества из фазы I в фазу II заканчивается в точке В. После чего адиабата снова круто идёт вверх". Остановимся на этом моменте и рассмотрим рисунок из работ [5,8-10].

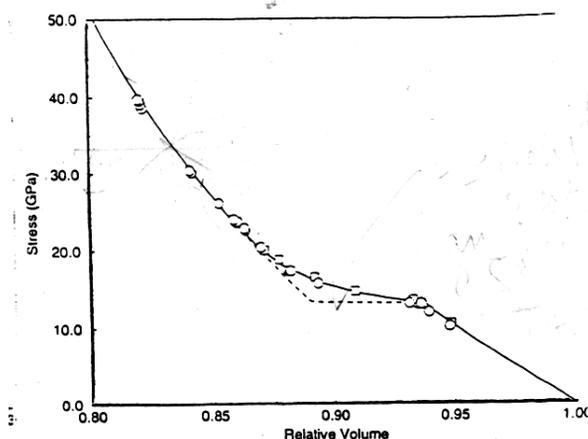


Рисунок 2. Ударная адиабата железа [10]. Экспериментальные точки из работ [5,8]. Пунктирная линия – теоретическая равновесная ударная адиабата [9], сплошная линия – теоретическая метастабильная ударная адиабата

По нашему мнению, пунктир на рисунке 2 не следует трактовать как равновесное состояние вещества при фазовом превращении.

Видим, что такая трактовка равновесной адиабаты в [9] на рисунке 2 противоречит изложению Зельдовича ударной адиабаты на рисунке 1. У Зельдовича пунктирная линия на рисунке 2 не есть "равновесная" ударная адиабата, а просто ударная адиабата, но при температуре $T = 0$. (Рисунок 1).

Возникает вопрос, почему экспериментальные точки на рисунке 2 – это признак *отсутствия равновесия* и почему полиморфное превращение в работе [10] – это переход от *неравновесной экспериментальной кривой к пунктирной равновесной кривой*? По Зельдовичу – постоянство давления при фазовом переходе отвечает процессу полиморфного превращения при абсолютном нуле температуры, что, разумеется, не имеет место в экспериментах [5] и [8].

Но именно, исходя из такой трактовки "равновесия" и "неравновесия" ударных адиабат, в работе [10] строится темп кинетики ФП, который пропорционален *разности термодинамических потенциалов (потенциалов Гиббса)*. По нашему мнению, этот факт не является физической причиной для построения темпа полиморфного фазового превращения (кинетики ФП):

фазовое превращение может происходить как при равенстве термодинамических потенциалов Гиббса (равновесный ФП), так и при их неравенстве (неравновесный ФП) [4,11].

На рисунке 2 – точки – эксперимент, а прерывистая (dashed) линия – теоретическая адиабата, полученная в предположении равновесного процесса фазового превращения, т.е. $\Delta G(P,T) = 0$ (Andrew [9]). Итак – экспериментальные точки лежат несколько выше по давлению, чем теоретическая кривая Andrew.

Обе кривые для ударных адиабат показывают, что процесс ФП начинается с давления в 13 ГПа при $\Delta G(P,T) = 0$. На рисунке 2 экспериментальные точки, которые лежат выше равновесной адиабаты, по мнению авторов [10], сплошная линия – это состояния ударной адиабаты *метастабильные*, и поэтому они соответствуют при $\Delta G > 0$. Другими словами, двухфазовая смесь лежит на метастабильной поверхности, где массовую долю второй ε фазы обозначим λ_m – индекс m указывает на метастабильное состояние: $0 \leq \lambda \leq 1$. Авторы [10] *полагают*, что величина изменения $d\lambda_m$ пропорциональна разнице потенциалов Гиббса $\Delta G \equiv G_\alpha - G_\varepsilon : d\lambda_m \propto d\Delta G$. Но так как величина $d\lambda_m$ пропорциональна количеству первой фазы $(1 - \lambda_m)$, то уравнение более точно запишется так:

$$d\lambda_m \propto (1 - \lambda_m) \cdot d\Delta G. \quad (1)$$

Заметим, что в подходе [4,11] кинетика процесса фазового превращения построена на совсем другом понимании: это кинетическая функция, зависящая чаще всего от трёх физических

параметров в гетерогенной физической точке – ГФТ: давления P , плотности ρ (или удельного объёма V) и массовой доли второй фазы $\alpha - K(P, V, \alpha)$. Точно так, как и кинетика в теории детонации [4,11]. На самом деле [4,11] фазовые процессы имеют место как в условиях равенства термодинамических потенциалов Гиббса (2) - а, так и при их неравенстве (2) – b:

$$G^{(1)}(P, V^{(1)}) = G^{(2)}(P, V^{(2)}) \quad (a) \quad G^{(1)}(P, V^{(1)}) \neq G^{(2)}(P, V^{(2)}) \quad (b). \quad (2)$$

В первом случае – это *равновесные* полиморфные переходы, во втором случае – *неравновесные* полиморфные переходы.

Приведём другой пример, поясняющий качественный характер этих ранних работ по полиморфному превращению в железе. Так, например, относительно *давления завершения* полиморфного превращения в железе в статье Р.Ф. Трунина [12] сказано следующее:

"... для α - фазы Fe (первая ветвь, низкие давления): $D = 4.63 + 1.33 \cdot U$.

При $D = 5.06$ км/с ($U = 0.322$ км/с) начинается $\alpha \rightarrow \varepsilon$ превращение. Оно отвечает давлению 12,8 ГПа. Конец превращения наступает при $U = 0.86$ км/с и при $P_2 = 34$ ГПа. При больших параметрах реализуются состояния, отвечающие плотной ε - фазе. Видно, что точка с такими координатами на рисунке 2 лежит на ударной *адиабате второй фазы* заметно выше, чем давление завершения полиморфного превращения ~ 13 ГПа, на равновесной ударной адиабате, рассчитанной в работе D.J. Andrews [9].

Итак, рисунок 2 для адиабат I и II фазовых состояний железа нельзя считать достаточно точным, если принять, что Я.Б. Зельдович и Р.Ф. Трунин правы.

Здесь так подробно излагается подход к расчётам процессов полиморфного фазового превращения из работы [10], чтобы продемонстрировать, насколько прав автор работы [13], говоря о современном состоянии понимания процессов полиморфного фазового превращения:

"Вследствие термодинамической неравновесности, характерной для полиморфных превращений в ударных волнах, общие термодинамические соотношения для фазовых переходов (равенство химических потенциалов в области сосуществования фаз, уравнение Клайперона-Клаузиуса) применительно к процессам в ударных волнах во многих случаях полезны лишь как приближённые ориентиры. *Отсутствие общей количественной теории фазовых переходов отчасти компенсируется полумпирическими подходами к отдельным вопросам фазовых переходов в конкретных веществах*".

1 Картина возникновения расщепления ударной волны в железе - модель Зельдовича Я.Б.

В книге [2] приведены рисунки 11.44и 11.45 (ниже – рисунок 3 и 4).

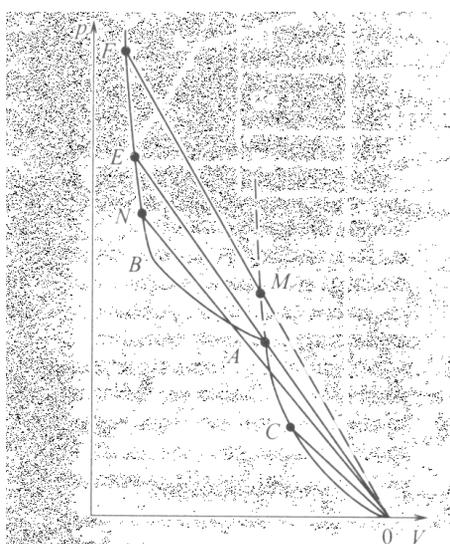


Рисунок 3. Анализ Я.Б. Зельдовича вариантов полиморфного превращения в железе при различных начальных давлениях за фронтом ударной волны

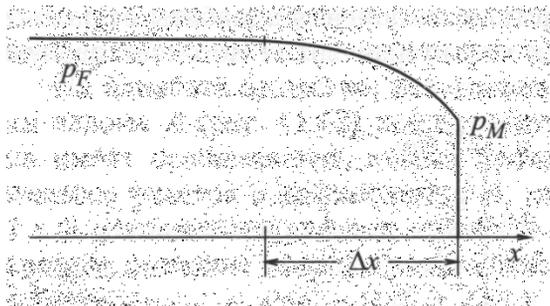


Рисунок 4. Ударная волна с полиморфным превращением за её ударным скачком.

Скорость D движения определяется давлением P_M . В точке ударного скачка при давлении P_M массовая доля II фазы равна нулю. За ударным скачком массовая доля второй фазы возрастает до 1.0, а давление *возрастает до величины* P_F

Далее приведём текст из книги [2], который поясняет дальнейший анализ: "Представим себе теперь тело, ударная адиабата которого принадлежит описанному типу, и предположим, что в начальный момент к его поверхности приложено постоянное давление P (рассматриваем одномерный плоский случай). Будем считать, что давление достаточно велико для того, чтобы можно было пренебречь эффектами прочности и считать давление гидростатическим".

Если давление P ниже давления P_A , при котором начинается фазовый переход, то по телу бежит обычная ударная волна, состояние вещества в которой соответствует точке, лежащей на ударной адиабате (точке С на рисунке 3); скорость распространения ударной волны D определяется, как известно, наклоном прямой, проведённой из точки начального состояния O в точку конечного состояния на ударной адиабате.

Если давление P больше величины P_E , которая соответствует прямой OE , касающейся ударной адиабаты в промежуточной точке A , например равно P_F , то по телу бежит одна ударная волна, за фронтом которой достигается состояние F . Однако в этом случае вещество за фронтом находится в другой фазе – II. Переход из фазы I в фазу II происходит во фронте ударной волны. Обычно полиморфное превращение требует времени гораздо большего, чем время, необходимое для установления термодинамического равновесия в обычном однофазном веществе...

Непосредственное ударное сжатие приводит к промежуточному состоянию M , которое лежит на экстраполированной ударной адиабате фазы I, отвечающей отсутствию фазового перехода (это соответствует вязкому скачку уплотнения в газе)". (Заметим, что пунктирная кривая на рисунке в нашем понимании это и есть *истинная ударная адиабата I фазы*, но только для *метастабильного состояния этой фазы*, которая возникает на ударном скачке произвольной интенсивности с давлением $P > 12,8$ ГПа).

"Затем начинается фазовый переход, ширина фронта определяется временем релаксации перехода, подобно тому, как ширина фронта ударной волны в газе определяется временем диссоциации. Профиль давления в ударной волне имеет вид, изображённый на рисунке 4, вполне аналогично профилю давления в диссоциирующем газе. Точка, описывающая состояние в расширенной зоне фронта волны, пробегает при этом по отрезку прямой MF на рисунке 3.

Обратим внимание, что стационарную картину движения такой волны со скоростью D можно реализовать, только если приложить к границе материала *переменное давление, которое будет изменяться во времени так, как это показано на рисунке 4* ($t = \delta x / D$). В асимптотике во времени установится на границе материала давление P_F . *Это очень важное замечание:* Если приложить к телу *в первом фазовом состоянии* давление P_F , то картина будет совсем другая. Она показана на рисунке 5.

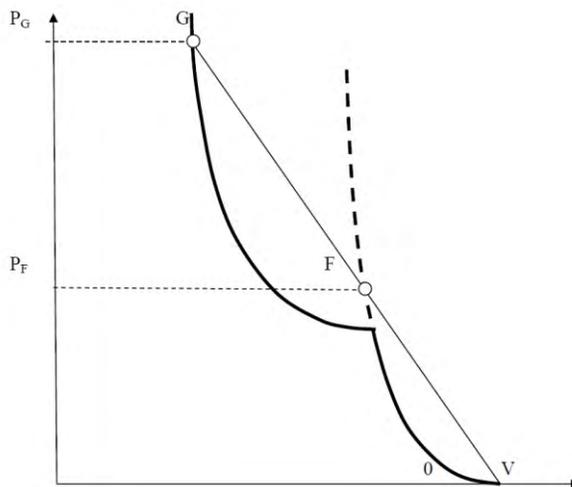


Рисунок 5. Картина полиморфного превращения за ударным фронтом волны, если в начальный момент к телу *в состоянии первой фазы* приложить давление P_F , а не давление P_M , как на рисунках 3 и 4. Причём на границе тела давление должно возрастать, как и на рисунке 4 до величины P_G

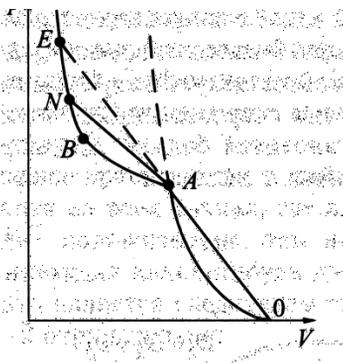


Рисунок 6. Пояснение к явлению расщепления ударной волны в области фазового превращения (из книги Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [2])

Поэтому терминология, использованная Я.Б. Зельдовичем, не очень удачная. Каждый раз надо к телу *в состоянии первой фазы* прикладывать *переменное во времени давление, которое выйдет лишь на асимптотике по времени на постоянное значение, как на рисунке 4*. Поэтому, сформулированное выше Зельдовичем Я.Б. условие для анализа *не выполнено*. Напомним это условие:

"Представим себе теперь тело, ударная адиабата которого принадлежит описанному типу, и предположим, что в начальный момент к его поверхности приложено постоянное давление P (рассматриваем одномерный плоский случай). Будем считать, что давление достаточно велико для того, чтобы можно было пренебречь эффектами прочности и считать давление гидростатическим, т.е. отвлечёмся от возможного существования "упругой" волны, считая, что ударная волна – "пластическая".

На самом деле из представленного рисунка 3 видно, что Я.Б. Зельдович рассматривает различные варианты полиморфных превращений, классифицируя их совсем по другому параметру – *по волновой скорости D* , предполагая, что волна при фазовом превращении за ударным скачком будет двигаться стационарно.

На самом деле, полиморфное фазовое превращение всегда сопровождается выделением или поглощением тепла при таком процессе. А это эндотермический или экзотермический фазовый переход. Поэтому волновая скорость ударной волны будет меняться. Например, при эндотермическом полиморфном превращении скорость ударной волны будет снижаться [4,11].

Тем не менее, такой искусственный приём, как исследование процесса полиморфного превращения в *стационарной* ударной волне позволяет понять многие особенности фазового превращения за фронтом ударной волны, и вполне допустим.

Далее цитируем текст из книги Я.Б. Зельдовича, который представляет особый интерес для объяснения возникновения в ударных волнах явления расщепления структуры ударной волны на две волны. Ниже построенная картина возникновения расщепления ударной волны на две, основана на излагаемой Зельдовичем Я.Б. модели полиморфных превращений, которая, в свою очередь, опирается на "почти очевидную" зависимость поведения I и II фазовых уравнений состояний в плоскости давление - удельный объём (рисунки 11.44, наш рисунок 3 и 11.46, наш рисунок 6).

Экспериментальная проверка этой картины расщепления ударной волны на две, и закономерностей поведения этих волн *может служить тестом* для подтверждения адекватности излагаемой Я.Б. Зельдовичем модели полиморфных превращений на ударной волне. Цитируем опять книгу [2]:

"Рассмотрим теперь промежуточный случай, когда приложенное к телу давление заключено между P_A и P_E , скажем, равно P_N (точка N на ударной адиабате рисунок 3).

Скорость ударной волны, определяемая наклоном прямой ON , теперь меньше, чем скорость ударной волны меньшего давления P_A , соответствующего точке A , которая определяется наклоном более круто идущей прямой OA . Поэтому волна с давлением P_A обгоняет ударную волну с давлением P_N . (Заметим, что прямая ON трижды пересекает ударную адиабату, т.е. одной и той же скорости соответствуют три значения давления и объёма. Ясно, что такая неоднозначность физически нереальна)".

В этом отрывке заложена некоторая *неясность*: поясним суть дела – давление в точке N показано на ударной адиабате *II фазы*. Этому давлению соответствует прямая Михельсона-Релея, которая идёт из начала координат, как все прямые Михельсона-Релея на этом рисунке, и которая пересекает ударную адиабату первого фазового состояния в точке P (рисунок 3). Давление в этой точке и должно прикладываться к телу *в состоянии I фазы*. Такому давлению и соответствует волновая скорость D , наклон прямой которой как раз обеспечивает пересечение с ударной адиабатой второй фазы в точке N .

Но в начальный момент давление на поверхности тела в состоянии первой фазы отвечает точке P и оно заметно ниже, чем в точке N . Попасть из точки P в точку N *нельзя*. Так как вдоль этого отрезка прямой Михельсона-Релея фазовый переход *не происходит*: давление в точке P ниже давления в точке A на ударной адиабате *I фазы*. Поэтому при такой *скорости ударной волны* фазовый переход в рассматриваемом теле, которое изначально находится в состоянии первой фазы, *отсутствует*.

Ниже приводится текст из книги [2], который поясняет, как при полиморфных фазовых превращениях будет происходить расщепление ударной волны на две (рисунок 6).

"При промежуточном значении давления $P_E > P > P_A$ происходит расщепление ударной волны на две независимые волны, которые следуют одна за другой (этот случай специально показан на рисунке 11.46 – наш рисунок 6). В первой ударной волне вещество сжимается от исходного состояния O до состояния A , соответствующего началу фазового перехода, причём скорость распространения первой ударной волны по невозмущённому веществу определяется наклоном прямой OA в соответствии с формулой: $D_1 = V_0 \sqrt{(P_A - P_0)/(V_0 - V_A)}$. За первой волной следует вторая ударная волна, в которой вещество сжимается от состояния A до конечного состояния N . Скорость распространения этой второй волны по сжатому и движущемуся веществу, пребывающему в состоянии A , определяется наклоном прямой AN и равна: $D_2 = V_A \sqrt{(P_N - P_A)/(V_A - V_N)}$. Скорость распространения второй ударной волны относительно неподвижного исходного вещества равна сумме скоростей D_2 и массовой скорости вещества в первой ударной волне u_A : $D'_2 = D_2 + u_A$. Легко видеть, что вторая волна не догоняет первую, т.е. комбинация двух ударных волн является устойчивой. В самом деле, скорость распространения первой волны относительно вещества за нею

равна: $D_1'' = V_A \sqrt{(P_A - P_0)/(V_0 - V_A)}$. Поскольку наклон прямой OA по определению ($P_N < P_E$) больше наклона прямой AN , имеем $(P_A - P_0)/(V_0 - V_A) > (P_N - P_A)/(V_A - V_N)$, $D_1'' > D_2$. т.е. первая волна бежит по веществу быстрее, чем вторая по тому же самому веществу.

Во фронте второй ударной волны происходит фазовый переход: в начальном состоянии A вещество находится в первой фазе, а в конечном N либо во второй, если $P_N > P_B$, либо в двухфазном состоянии, если $P_N < P_B$ (переход в этом последнем случае происходит не полностью).

В силу замедленности фазового превращения фронт второй ударной волны оказывается сильно размытым, в отличие от тонкого фронта первой волны. Профиль давления в случае системы двух волн схематически изображён на рисунке 11.47 (наш рисунок 7). С течением времени расстояние между фронтами обеих волн увеличивается, поскольку скорости их различны; распределение же давления во второй волне является стационарным, и профиль во второй волне распространяется как целое.

Комбинация двух ударных волн при наличии фазового перехода во многом аналогична комбинации двух волн сжатия: "упругой" и "пластичной", которая рассматривалась в § 17. Причиной возникновения двух волн в обоих случаях является аномальный ход адиабаты и ударной адиабаты, при котором существует область на адиабате, где последняя обращена выпуклостью вверх".

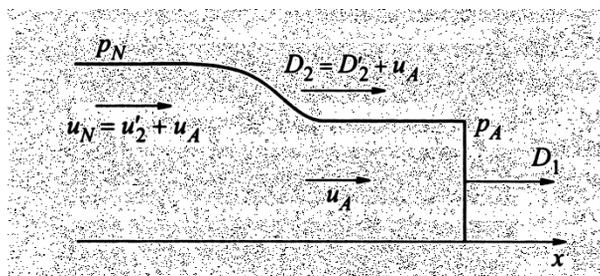


Рисунок 7. Профиль давления при расщеплении ударной волны на две при приложенном давлении к телу P_N , где: $P_A < P_N < P_E$

Существенным моментом в изложенной выше картине "расщепления" ударных волн в области полиморфного фазового превращения является утверждение, что в области *приложенных к телу давлений* в интервале величин $P_A < P_N < P_E$ (Рисунок 6) будет происходить обязательно расщепление ударных волн. Впереди с более высокой скоростью движется простая ударная волна без полиморфного превращения за её ударным скачком (рисунок 7)

По нашему мнению, существенным моментом в этом объяснении на рисунке 7 получился вывод, что первая ударная волна распространяется со скоростью $D_1 > D_2$, за ударным скачком которой *не понятно почему, но не происходит фазовое превращение*. Причем в экспериментах такая волновая скорость $D_1 = D_A$, т. е. это *единственная* волновая скорость, при которой будет происходить расщепление ударных волн. И при этом "полочка" за первым ударным скачком на рисунке 7 *всё время расширяется*.

Вот эти два факта следует проверить в экспериментах с полиморфным превращением в железе:

- 1 факт – существует единственная волновая скорость, при которой должно наблюдаться "расщепление" ударной волны на две,
- 2 факт – за скачком первой волны нет процесса ФП, и она движется быстрее, чем следующая за ней волна, за фронтом которой происходит ФП.

Заметим, что в классической газовой динамике доказывается, что *любое* газодинамическое возмущение (волна сжатия или волна разрежения) движется быстрее, чем идущий впереди фронт ударной волны, и потому, это возмущение всегда догонит фронт первой волны.

Видим, что перебирая *непрерывно* ударные волны различной интенсивности от значений при $D < D_A < D_1, D_2, D_3 \dots$, получим весь "спектр" возможных фазовых переходов. В области $D < D_A$ нет фазовых превращений, а в области $D_A < D_1, D_2, D_3 \dots$ есть фазовые переходы и "по Зельдовичу" вид профиля давления у всех у них такой, какой показан на рисунке 4. На этом рисунке нет расщепления ударных волн. Но из экспериментов известно (в частности для железа), что в ряде случаев была зарегистрирована "двух волновая" структура.

На самом деле существует другое объяснение для этой "двух волновой" структуры в подобных экспериментах. Эти объяснения основаны на новой модели фазовых превращений [4,11]. Кратко изложим здесь необходимые сведения, которые нужны для понимания нового подхода к описанию полиморфных фазовых превращений. И как в этом подходе появляется структура ударной волны, которую можно отождествить с "двух волновой" структурой ударной волны.

Так в ходе равновесного фазового превращения имеет место равенство потенциалов Гиббса при превращении первой фазы во вторую:
$$\Phi^{(1)}(P, v^{(1)}) = \Phi^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (3)$$

Новый подход к описанию полиморфного фазового превращения за фронтом ударного скачка основан на решении *новой системы уравнений газовой динамики*, в которой используются также дополнительные уравнения полиморфного превращения. При произвольном движении сплошной среды это десять связанных уравнений. Число неизвестных физических параметров, функций пространственно-временных координат тоже десять:

$$\{P, P_Q, \vec{U}, v, v', v^{(2)}, T, \varepsilon, \sigma, \alpha\} \quad (4)$$

Нестационарная система уравнений (5) может быть решена аналитически в плоской геометрии течения среды в случае *стационарного движения волны детонации со скоростью D*. Выше уже отмечалось, что в реальности решения такой системы сугубо нестационарные, по причине экзо или эндо калорийности процессов фазового превращения в среде. Тем не менее, иногда можно пренебречь "в первом приближении" этим фактом, и использовать стационарный подход – система уравнений (6).

$$\left\{ \begin{array}{l} dv/dt - v \cdot \text{div} \vec{U} = 0 \quad (a) \\ d\vec{U}/dt + v \cdot \vec{\nabla} P_Q = 0 \quad (b) \\ \frac{d\varepsilon}{dt} = -P_Q \cdot \frac{dv}{dt} \quad (c) \\ P_Q = P - T \cdot (d\sigma/dv)_{FT} \quad (d) \\ \varepsilon \equiv (1-\alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (e) \\ v \equiv (1-\alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \quad (f) \\ \sigma \equiv \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \frac{\varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) - \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + P \cdot (v^{(2)} - v^{(1)})}{T} \quad (g) \\ d\alpha/dt = K(\alpha, P, v) \quad (h) \\ T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T \quad (k) \\ T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T \quad (l) \end{array} \right. \quad (5)$$

Соответствующая система уравнений для стационарной ударной волны с волновой скоростью D имеет вид:

$$\begin{cases}
 U = D \cdot (1 - \rho_0^{(1)} \cdot v) & (a) \\
 P_Q = P_f + (\rho_0^{(1)} \cdot D)^2 \cdot (v_f - v) & (b) \\
 \varepsilon - \varepsilon_f^{(1)} = (v_f^{(1)} - v) \cdot \left\{ P_f + \frac{(\rho_0^{(1)} \cdot D)^2}{2} \cdot (v_f^{(1)} - v) \right\} & (c) \\
 P_Q \equiv P - T \cdot \left(\frac{d\sigma}{dv} \right)_{PhT} = P - \left(\frac{dQ}{dv} \right)_{PhT} & (d) \\
 \varepsilon \equiv (1 - \alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) & (e) \\
 v \equiv (1 - \alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} & (f) \\
 \sigma \equiv \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \frac{H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})}{T} & (g) \\
 T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T & (h) \\
 T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T & (k) \\
 H^{(1,2)}(P, v^{(1,2)}) \equiv \varepsilon^{(1,2)}(P, v^{(1,2)}) + P \cdot v^{(1,2)} & (6)
 \end{cases}$$

На рисунке 9 показаны ударные адиабаты первой и второй фазовых компонентов и ударная адиабата при полиморфном превращении первой фазы во вторую. Они получены из решения уравнений для ударных адиабат:

$$\begin{cases}
 \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) - \varepsilon^{(1)}(P_0, v_0) = \frac{(P + P_0)}{2} \cdot (v_0 - v^{(1)}) & (a) \\
 \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) - \varepsilon^{(2)}(P_{eSW}, v_{eSW}) = \frac{(P + P_{eSW})}{2} \cdot (v_{eSW} - v^{(2)}) & (b) \\
 \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) - \varepsilon^{(1)}(P_0, v_0) = \frac{(P + P_0)}{2} \cdot (v_0 - v^{(2)}) & (c)
 \end{cases} \quad (7)$$

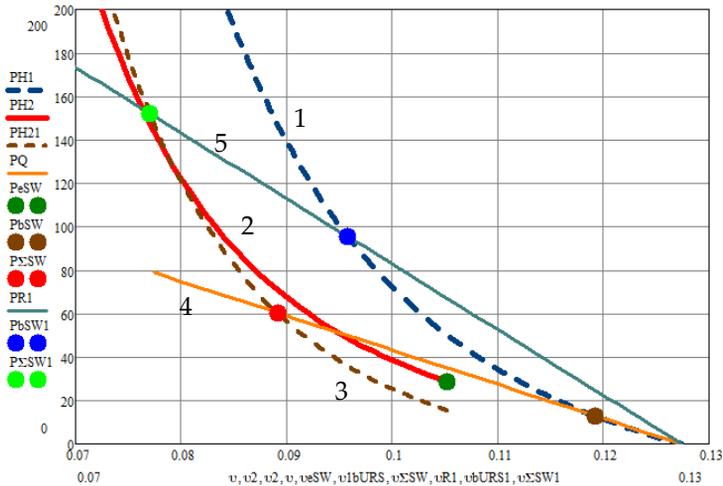


Рисунок 9. Ударные адиабаты в железе. PH1- ударная адиабата первой α фазы (пунктир 1 – уравнение (a)), PH2 – ударная адиабата *чисто второй* ε - фазы (сплошная линия 2 – уравнение (b)) и PH21 – ударная адиабата при переходе от первой фазы ко второй вдоль прямой Михельсона – Релея (пунктир 3) по уравнению (c) – это тоже вторая фаза, но полученная *из первой фазы* и потому *отличается от зависимости* PH2. Прямая 4 – прямая Михельсона для волновой скорости $D = 5.06 \text{ км/с}$, прямая 5 – прямая Михельсона для волновой скорости $D = 7.0 \text{ км/с}$. $PbSW = 12.85$, $PbSW1 = 95.38$ – давления на ударных скачках и $P\Sigma SW = 60.38$, $P\Sigma SW1 = 152.15$ ГПа – давления на повторных скачках по завершению ФП (лежат на пунктирной кривой 3)

Таблица 1. Результаты расчётов параметров полиморфного превращения на ударной волне в железе при волновой скорости $D = 5.06$ км/с

α	σ	P	PQ	U	ρ	T
0	9.08E-06	12.8546	12.8546	0.32362	8.38636	336.6949
0.01	9.12E-06	13.02283	13.1645	0.33142	8.4002	333.4725
0.05	1.01E-05	13.64198	14.36494	0.36164	8.45423	321.4084
0.1	1.33E-05	14.30803	15.78551	0.39741	8.51908	308.0828
0.2	2.59E-05	15.34496	18.40077	0.46325	8.6411	286.6547
0.4	7.52E-05	16.55699	22.93196	0.57732	8.861	260.6178
0.6	1.52E-04	17.0085	26.78076	0.67422	9.05677	250.6606
0.8	2.49E-04	16.99138	30.13538	0.75867	9.23459	251.0406
1	3.59E-04	16.68903	33.11643	0.83372	9.39858	257.72
α	σ SW	PSW	USW	ρ SW	TSW	CSW
0	9.08E-06	12.8546	0.32362	8.38636	336.6949	5.13058
0.01	9.23E-06	13.93209	0.35075	8.43467	335.5916	5.15088
0.05	1.26E-05	17.61174	0.44338	8.60392	331.7247	5.2145
0.1	2.2612E-5	21.42152	0.5393	8.78647	329.3417	5.27243
0.2	6.04937E-5	27.73713	0.6983	9.10676	334.6999	5.35247
0.4	1.94E-04	37.85313	0.95297	9.67147	386.7559	5.43964
0.6	3.75E-04	46.25423	1.16448	10.19657	490.7856	5.47218
0.8	5.73E-04	53.65872	1.35089	10.70903	642.5391	5.46933
1	7.72E-04	60.38264	1.52017	11.22115	838.2482	5.43993

Параметры в таблице 1: α - массовая доля второй фазы; индекс SW у параметров обозначает величины, которые получаются после завершения полиморфного превращения и повторного скачка вверх (двух волновая структура при $D = 5.06$ км/с) при достижении $\alpha = 1.0$, или при неполном фазовом превращении $\alpha < 1.0$ под влиянием волны разрежения.

P, PQ, PSW – давления в ГПа в уравнении состояния - без учёта калорийности ФП, PQ – давление с учётом калорийности ФП, давление по завершению ФП и реализации повторного ударного скачка (*вверх или вниз*);

U, USW – массовые скорости в км/с на линии ФП и после повторного ударного скачка;

$\rho, \rho SW$ – плотности в г/см³ на линии ФП и после повторного ударного скачка;

T, TSW – температуры в °К на линии ФП и после повторного ударного скачка;

CSW – скорость звука после повторного ударного скачка.

Приведём расчётный вид профиля импульса давления в железе при фазовом превращении для волновой скорости ударной волны $D = 5.06$ км/с, который следует из величин, приведённых в таблице 1- "*Двух волновая структура*".

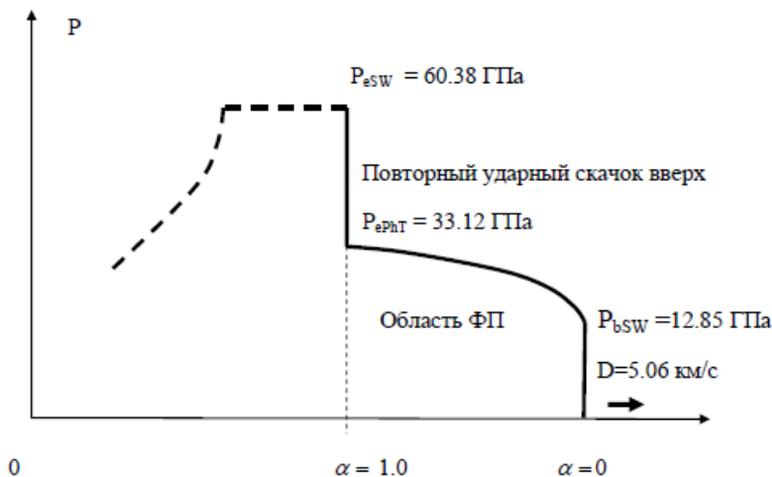


Рисунок 10. Расчётный профиль импульса давления в железе при полном фазовом превращении для волновой скорости $D = 5.06$ км/с. $P_{\beta SW}$ – давление на ударном скачке, $P_{\epsilon ФП}$ – давление на линии фазового превращения с учётом калорийности ФП в момент его завершения при $\alpha = 1.0$, $P_{\epsilon SW}$ – давление в повторном ударном скачке вверх. Вся эта структура показана *жирной линией и как целое движется* с волновой скоростью $D = 5.06$ км/с. (Сравни с рисунком 7)

Сплошные линии показывают *стационарный* профиль, в котором первый ударный скачок *не движется относительно второго ударного скачка* вверх (это и есть двух волновая структура, или "расщепление" ударной волны на две). Пунктир – ударный профиль за повторным ударным скачком вверх в виде "полочки" и волна разрежения, которая движется за "полочкой" вперёд и может ликвидировать и "полочку" и весь профиль волны на рисунке 10. Здесь "полочка" при движении волны разрежения вперёд сокращается, так как волна разрежения догоняет эту двух волновую структуру.

При входе такой волны разрежения в структуру стационарного профиля с полиморфным превращением картина стационарного профиля будет меняться. На рисунке 11 она показана на момент, когда волна разрежения из рисунка 10 вошла в стационарный профиль и дошла до ГФТ с массовой долей второй фазы $\alpha = 0.6$.

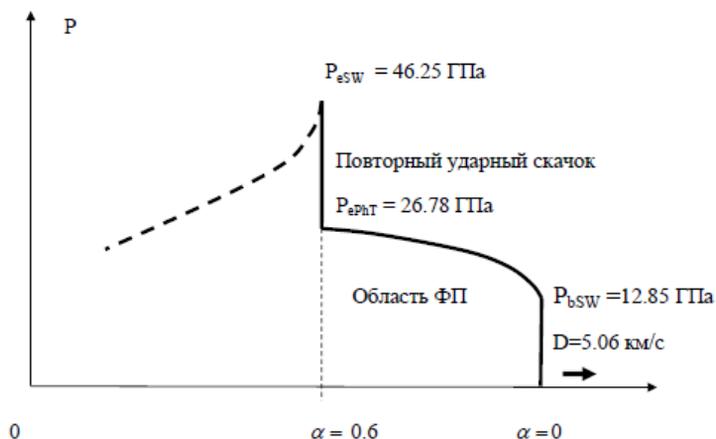


Рисунок 11. Расчётный профиль импульса давления в железе при неполном фазовом превращении при $\alpha = 0.6$ для волновой скорости $D = 5.06$ км/с. Сплошные линии показывают стационарный профиль, в котором второй ударный скачок *приближается* к первому ударному скачку по мере *движения волны разрежения* (пунктир) вглубь области фазового превращения

Ниже приведён расчётный профиль ударного импульса с полиморфным фазовым превращением при волновой скорости $D = 7.0$ км/с.

При такой волновой скорости фазовое превращение заканчивается ударным скачком вниз (рисунок 12). Итоговое давление после повторного скачка получается равным $P_{eSW} = 152.15$ ГПа. Такая же величина получена и на рисунке 9 при пересечении прямой Михельсона с ударной адиабатой при переходе от первой фазы ко второй (коричневый пунктир). Заметим, что эта адиабата описывает результат сложного воздействия на лагранжевую точку: сначала первый ударный скачок для материала с начальным состоянием в первой фазе, потом процесс полиморфного превращения первой фазы во вторую фазу и затем повторный скачок "вниз" в состоянии второй фазы. Ударная адиабата, полученная таким путём, отличается от ударной адиабаты для материала из "чисто второй фазы" - P_{H2} (красная сплошная линия) на рисунке 9. Последняя адиабата описывает такую ситуацию: *исходный материал берётся в состоянии II фазы в начальной точке с параметрами: $(P_{eSW}, V_{eSW}, U_{eSW})$* , далее он подвергается ударному сжатию. Получают зависимость $P(U)$ на ударной адиабате для материала, исходное состояние которого чисто вторая фаза.

Из таблицы 2 видно, что в интервале волновых скоростей 5.06 км/с $< D < 5.95$ км/с, по завершению ФП в точке $\alpha = 1$, скачок давления будет "вверх", т.е. *будет возникать двух волновая структура ударной волны*. При волновой скорости $D > 6.0$ км/с скачок давления будет вниз – *ударная волна разрежения*. При этом качественно картина импульса давления будет такой, какой она показана на рисунке 12 при волновой скорости $D = 7.0$ км/с.

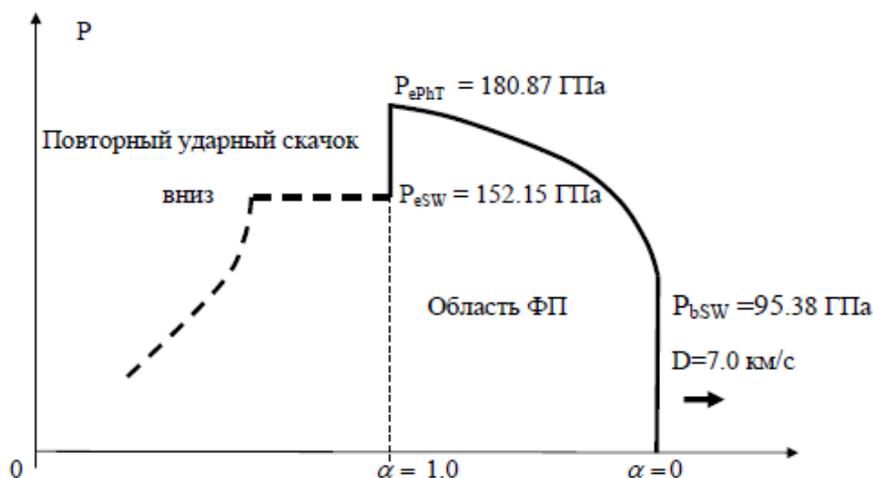


Рисунок 12. Расчётный профиль импульса давления в железе при полном фазовом превращении для волновой скорости $D = 7.0$ км/с. Сплошные линии показывают стационарный профиль, в котором первый ударный скачок *не движется* относительно второго ударного скачка вниз. Пунктир - дополнительный профиль за повторным ударным скачком и волна разрежения, которые будут изменяться во времени

Таблица 2. Зависимость по завершению ФП "скачка вверх" давления

$\Delta = P - P_{Qe}$, ГПа от скорости D , км/с

Δ	P_{Qe}	P	P_e	D	P_b	p_{1b}	p_{2b}	p_{1e}	p_{2e}	ρ	C_b	$P-P_b$
0	97.059	97.059	97.059	5.9467	45.8035	9.401	10.746	10.386	12.07	12.07	-0.0004	51.2555
5	88.16	93.206	81.16	5.863	42.349	9.311	10.615	10.081	11.663	11.993	-0.00035	50.857
10	79.912	89.912	67.432	5.7895	39.3959	9.2323	10.4968	9.7966	11.427	11.9249	-0.00029	50.5161
15	71.9	86.9	55.406	5.7214	36.696	9.1578	10.384	9.5305	10.89985	11.861	-0.00023	50.204
20	63.861	83.861	44.644	5.6514	33.97	9.08	10.266	9.277	10.533	11.795	-0.00017	49.891
25	55.234	80.234	34.584	5.5662	30.717	8.9848	10.117	9.0255	10.1566	11.7146	-8.5E-05	49.517
29.76	43.64	73.399	23.548	5.4	24.583	8.7945	9.8117	8.7323	9.699	11.555	1.60E-04	48.816
27.26	33.11	60.37	16.6866	5.0597	12.844	8.3859	9.1041	8.5462	9.3985	11.221	4.84E-04	47.526

В таблице 2 приведены параметры:

Δ - величина скачка давления "вверх" по завершению 100% полиморфного ФП, P_{Qe} - давление на линии ФП с учётом калорийности ФП, P_e - давление без учёта калорийности, P - величина давления при скачке "вверх". P_b - давление на первом ударном скачке. Все величины давлений приведены в ГПа. D - скорость ударной волны в км/с. $\rho_{1b}, \rho_{2b}, \rho_{1e}, \rho_{2e}, \rho$ - плотности на первом ударном скачке первой и второй фазы, плотности на линии ФП при достижении 100% превращения во вторую фазу для первой и второй фазы и плотность на повторном скачке "вверх", в г/см³. S_b - константа нормировки энтропии второй фазы, в КДж/г⁰К.

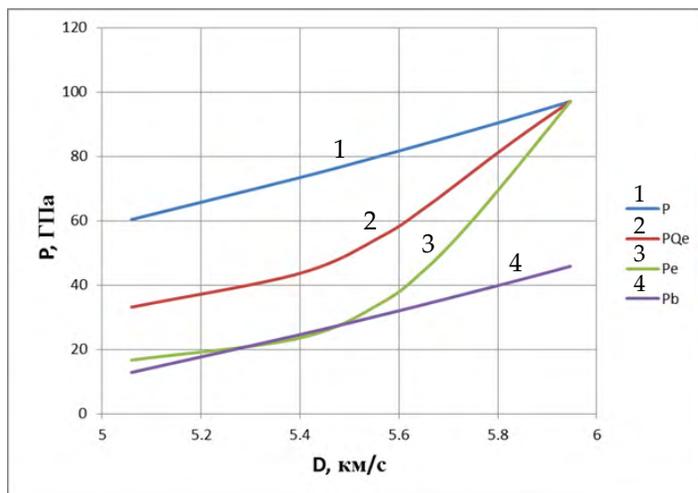


Рисунок 13. Величины давлений из таблицы 2 в зависимости от волновой скорости D

Из таблицы 2 видно, что в интервале волновых скоростей $5.06 \text{ км/с} < D < 5.95 \text{ км/с}$, по завершению ФП в точке $\alpha = 1$, скачок давления будет "вверх", т.е. *будет возникать двух волновая структура ударной волны*. При волновой скорости $D > 6.0 \text{ км/с}$ скачок давления будет вниз – *ударная волна разрежения*. При этом качественно картина импульса давления будет такой, какой она показана на рисунке 12 при волновой скорости $D = 7.0 \text{ км/с}$.

Итак, в модели Зельдовича Я.Б. двух волновая структура в железе должна наблюдаться только при фиксированной волновой скорости $D_A = 5.06 \text{ км/с}$.

В новом подходе к описанию полиморфного фазового превращения двух волновая структура в железе должна регистрироваться в интервале волновых скоростей $5.06 \text{ км/с} < D < 5.95 \text{ км/с}$.

Это различие может быть проверено на эксперименте.

Список литературы

1. В.Д. Глузман, Г.И. Канель, В.Ф. Лоскутов и др. // Пробл. Прочности. 1985. № 8. С. 52.
2. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Издание третье, исправленное. Москва. Физматлит. 2008. 652 с.
3. B.L. Glushak and M.A. Mochalov. Studies of Phase Transformations // In Material Properties under Intensive Dynamic Loading. M.V. Zernokletov, B.L. Glushak. In Collaboration with W.W. Anderson, F.J. Cherne, M.A. Zocher. Springer. 2006. P. 421.
4. И.В. Кузьмицкий. Подвижная точка Жуге в классической теории детонации. Детонация как фазовый переход. Монография. Саров. 2018. 317 с.
4. B. Bancroft, E. Peterson, S. Minshall // J. App. Phys. -1956, V.27, P.291.
5. R.E. Duff, S. Minshall // Phys. Ref. -1957, V. 108, P. 1207.
6. W.E. Drummond // J. App. Phys. -1957, V. 28, P.998.
7. L.M. Barker and R.E. Hollenbach. J. App. Phys. -1974, V. 45, P.4872.

8. D.J. Andrews. J. Phys. Chem. Solids 34, 825, 1973.
9. Wallace and J. Boettger. Theoretical analysis of the Shock -Induced Phase Transition in Iron D., LASL, pp. 228-231, (1997).
10. Кузьмицкий И.В. Гетерогенная физическая точка. Равновесный, неравновесный и квазиравновесный режим фазового превращения. Основные уравнения эволюции// International Conference "Shock Wave in Condensed Matter". St.-Petersburg-Novgorod, Russia. 2010. С. 251-255// XIII Харитоновские тематические научные чтения. Сб. тезисов докладов. Саров, 2011. С.137-141., Труды XIII Харитоновских тематических научных чтений. Саров, 2011. С. 278-285.
11. Р.Ф. Трунин. Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (Лабораторные исследования). в УФН, 2001, т. 171, № 4
12. Кузнецов Н.М. Некоторые вопросы фазовых превращений в ударных волнах// Сб. "Ударные волны и экстремальные состояния вещества", под ред. акад. Фортова В.Е., Альтшулера Л.В., Трунина Р.Ф., Фунтикова А.И. М.: Наука, 2000. С. 174-198.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ УДАРНОВОЛНОВОГО ПЫЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ВБЛИЗИ НАЧАЛА ПЛАВЛЕНИЯ В ВОЛНЕ РАЗГРУЗКИ

А.В. Фёдоров, С.А. Финюшин, Е.А. Чудаков, Е.И. Бутусов, Д.А. Калашников

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В докладе представлены результаты определения параметров начала плавления металлов в волне разгрузки после их ударно-волнового нагружения. Предложен метод регистрации пороговых величин давления при превышении которых происходит – резкое увеличение массы пыли, выброшенной с поверхности, что связано с началом плавления. Определены границы начала плавления ряда металлов (олово, уран, свинец, галлий) в волне разгрузки.

Ключевые слова: ударная волна, лазерная доплеровская интерферометрия, PDV-метод, плавление металлов, волна разгрузки, ударноволновое пыление.

Введение

Определение области ударноволнового плавления металлов является достаточно сложной и трудоёмкой задачей [1-11]. Для многих металлов до настоящего времени точные значения границ области плавления, как в ударной волне так и в волне разгрузки отсутствуют. Основным методом определения области плавления металлов в ударной волне является регистрация зависимости продольной – (C_l) и объёмной – (C_v) скоростей звука от давления. В работе [11] обобщены результаты разных групп исследователей и проведена для алюминия дополнительная серия экспериментов в области давлений 40 – 160 ГПа. Данные работы [11] представлены на рисунке 1.

На представленной зависимости видно, что последние значения на кривой $C_l(P)$ лежат в области давлений 110 – 125 ГПа и имеют значительный разброс. Это, по-видимому, связано с тем, что при указанных давлениях на поверхности алюминия может присутствовать область двухфазного (твёрдое/жидкое) состояния и, в зависимости от состояния материала под точкой лазерной регистрации, значение скорости звука лежит на кривой $C_l(P)$ для твёрдого вещества или существенно ниже этой кривой (жидкое состояние).

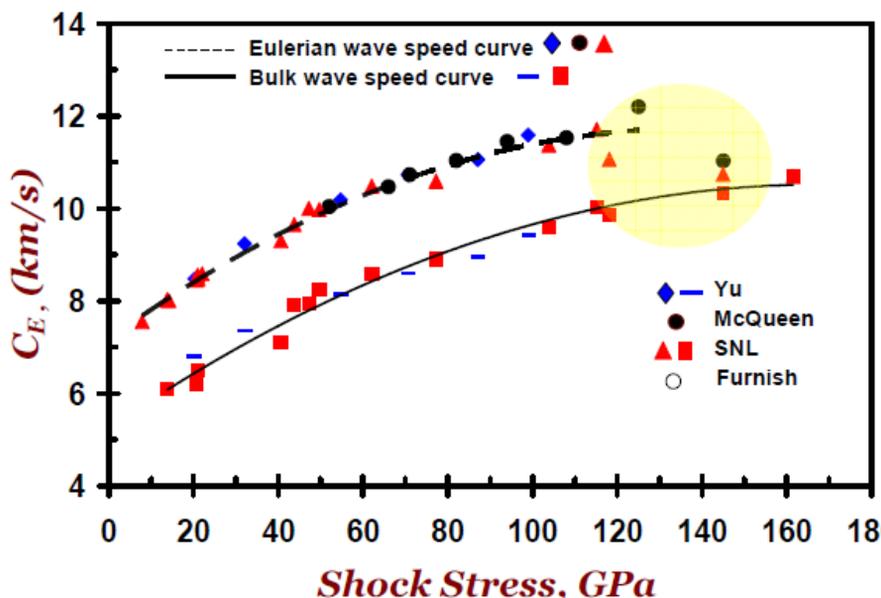


Рисунок 1. Зависимости продольной C_L (верхняя кривая) и объемной C_B (нижняя кривая) скоростей звука от давления в алюминии [11]

Общепринятой точкой зрения является то, что плавление начинается с границ зерен металла и распространяется внутрь зерен. В области давлений $P = 145 - 160$ ГПа значения скорости звука уже достаточно хорошо ложатся на кривую $C_B(P)$, из чего в работе [11] делается вывод о том, что при давлении $P = 145$ ГПа состояние материала близко к окончанию плавления.

Так же имеются экспериментальные значения давлений начала и окончания плавления для ряда металлов в работах: [12-18]. Так, например эти величины составили: для алюминия $P = 120 - 150$ ГПа, для железа $P = 243 - 300$ ГПа, для меди $P = 200 - 250$ ГПа, для тантала плавление начинается при $P = 290$ ГПа, для молибдена при $P = 390$ ГПа. Данные величины неплохо согласуются с расчетными значениями [17, 27].

Такую же экспериментально трудоемкую задачу представляет определение границ плавления металлов при разгрузке из ударно сжатого состояния [20-25]. Согласно расчетным данным [17, 27] значения начала и окончания плавления составили: для свинца $P = 26 - 36$ ГПа, алюминия $P = 69 - 102$ ГПа, железа $P = 137 - 192$ ГПа, меди $P = 137 - 185$ ГПа, молибдена $P = 237 - 332$ ГПа, тантала $P = 223 - 298$ ГПа. Следует отметить, что прочность металлов при нагревании и приближении к температуре плавления сохраняется практически до начала плавления. В экспериментах с твердым оловом при повышенных температурах [29, 30] было показано, что резкое падение его откольной прочности фактически началось с переходом через 0,99 температуры плавления.

В настоящей работе предложен метод определения границ начала плавления металлов в волне разгрузки основанный на определении давлений, при которых начинается интенсивный выброс частиц металла с поверхности исследуемых образцов.

1. Экспериментальные исследования

Для исследований выбраны металлы: олово, свинец, галлий и природный уран. Толщина исследуемых образцов составляла 2 – 4 мм, диаметр 40 – 90 мм. Ударная волна в образцах с известной шероховатостью создавалась либо непосредственно контактным нагружением от детонации заряда ВВ, который инициировался плосковолновым генератором, либо торможением на них высокоскоростных лайнеров из меди и стали. Это позволяло создавать в исследуемых образцах ударные волны амплитудой $P = 20 - 175$ ГПа. Для создания малых давлений ($P = 2 - 20$ ГПа) между ВВ и исследуемыми образцами помещался слой пенопласта различной толщины. После выхода ударной волны на свободную поверхность (СП) образца происходила разгрузка образцов в

вакуум или воздух. С помощью лазерного гетеродин интерферометра (метод PDV) [26] регистрировались скорости СП и потока пылевых частиц выбрасываемых с их поверхности. Параметры ударной волны в образцах определялись с помощью уравнений состояния исходя из зарегистрированных значений скорости СП. Шероховатость поверхности образцов измерялась с помощью лазерного профилометра.

2 Эксперименты с оловом

С оловом шероховатостью поверхности $Ra = 2,5 - 5$ проведена серия опытов в диапазоне давлений $P = 9 - 60$ ГПа. В области давления $P = 9 - 14$ ГПа метод регистрирует только скорость СП (рисунок 2а) и не регистрирует скорость пылевого потока. В диапазоне давлений $P = 16 - 60$ ГПа метод PDV регистрирует, как скорость СП в первые $0,2 - 1,5$ мкс (далее происходит экранирование лазерного луча плотным облаком частиц), так и скорость облака частиц (рисунок 2б).

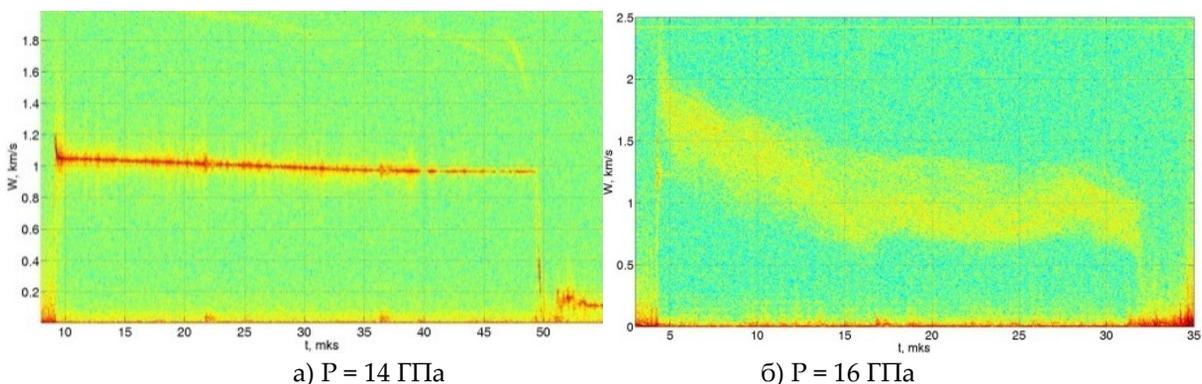


Рисунок 2.

На рисунке 2б видно уменьшение скорости частиц из-за их торможения в воздухе. В нашей работе [32] ранее было показано, что при шероховатости образцов $Ra = 0,32$ плавление начинается при давлении $P = 19$ ГПа. В работе [33] приведены результаты экспериментов и фазовая диаграмма олова, из которой следует, что плавление в волне разгрузки начинается при давлении $P > 20,5$ ГПа. В работе [34] показано, что при шероховатости $Ra = 0,16 - 0,32$, что интенсивный выброс частиц начинается при $P = 22$ ГПа, в работе [35] те же авторы при той же шероховатости уточнили свои данные при $P = 19,5$ ГПа. Таким образом, при шероховатости $Ra = 0,16 - 0,32$ границы начала плавления в волне разгрузки составляют $P = 19 \dots 20,5$ ГПа. При большей шероховатости ($Ra = 2,5 - 5$) интенсивный выброс частиц может начинаться при меньших давлениях $P = 16$ ГПа (рисунок 2б). Это, по-видимому, обусловлено реологическими свойствами (вязкость, пластичность, прочность) исследуемого материала. Проведенные нами эксперименты с медью показали, что в пластичной меди кумулятивный выброс частиц и чешуек из канавок начинается при давлениях $P = 30 - 40$ ГПа, что заведомо ниже расчетного давления плавления в волне разгрузки $P = 137$ ГПа.

3 Эксперименты с галлием

С образцами галлия ($Ra = 0,32$) проведено три эксперимента. При давлении $P = 7,5$ ГПа регистрируется только скорость СП (рисунок 3а). При давлении $P = 12$ ГПа регистрируется, как скорость СП ($W = 1,16$ км/с) так и скорость облака пыли ($W = 1,32$ км/с). Т.е. выброс частиц и плавление начинается в области давлений $P = 7,5 - 12$ ГПа. При давлении $P = 43$ ГПа (рисунок 3б) зарегистрировано интенсивное пыление поверхности галлия, скорость СП составила 3 км/с, максимальная скорость пыли при выходе ударной волны составила $W = 4,3$ км/с.

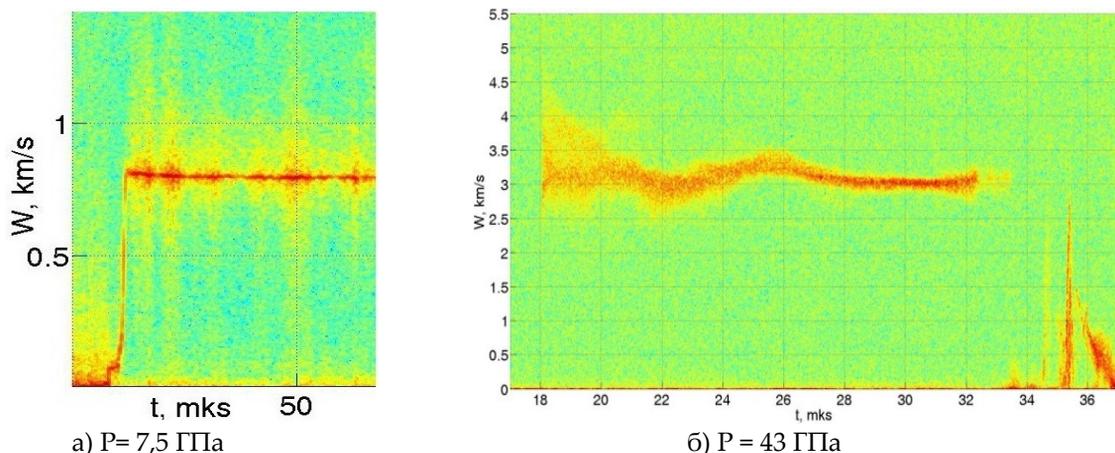


Рисунок 3

4 Эксперименты со свинцом

Ранее в работе [31] экспериментально было показано, что для свинца с полированной поверхностью ($Ra = 0,32$) до величины давления $P = 24$ ГПа регистрируется только скорость СП, а при $P > 25$ ГПа уже регистрируется скорость облака частиц, что с большой вероятностью связано с началом плавления металла в волне разгрузки. На (рисунок 4а) приведены результаты опыта с образцом свинца поверхность которого была зеркальной ($Ra = 0,08$). Амплитуда ударной волны составила $P = 31$ ГПа. Пылевой поток двигался в вакууме, и на спектрограмме торможение пыли практически не регистрируется. На спектрограмме видны скорость СП ($W = 1,6$ км/с) скорость потока пылевых частиц ($W = 2,2$ км/с).

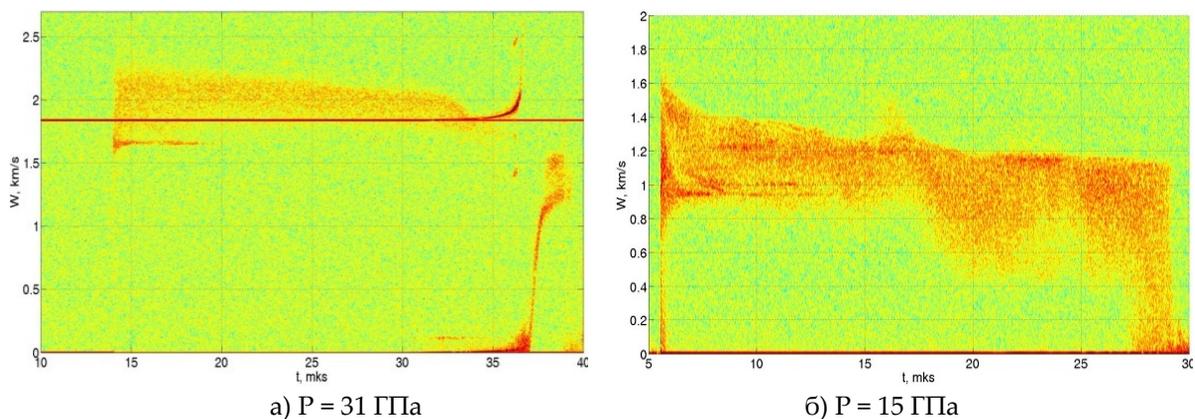


Рисунок 4.

При давлении ударной волны с амплитудой в диапазоне $P = 9 - 24$ ГПа для свинца с полированной поверхностью регистрируются спектрограммы аналогичные представленной на рисунке 4а. При шероховатости $Ra = 0,64$ и выше на спектрограммах во всем исследуемом диапазоне $P = 10 - 60$ ГПа наблюдается выброс пылевых частиц с поверхности. Для примера на рисунке 4б представлена спектрограмма скорости СП и пылевого потока для опыта с давлением $P = 15$ ГПа и шероховатостью $Ra = 5$. Видно что пылевой поток экранирует запись скорости СП, которая видна только в течении первых 5 мкс. Таким образом, в свинце с шероховатостью $Ra = 0,64$ и выше происходит выброс частиц как в твердом, так и в расплавленном состоянии [36]. Границы начала плавления свинца в волне разгрузки находятся в диапазоне $P = 24 - 25$ ГПа.

5 Эксперименты с природным ураном

В серии опытов с природным ураном получены следующие результаты. До давлений $P = 74$ ГПа ($Ra = 5$) не наблюдается выброса частиц с поверхности. На рисунке 5а представлена характерная спектрограмма для давления $P = 73$ ГПа, где пыление не регистрируется. В зависимости

от величины шероховатости ($Ra = 1,25 - 5$) в области давлений $P = 74 - 96$ ГПа начинается выброс частиц. Методом PDV регистрируются спектрограммы, как с выбросом, так и без выброса частиц, что обусловлено разной шероховатостью поверхности реологическими свойствами урана.

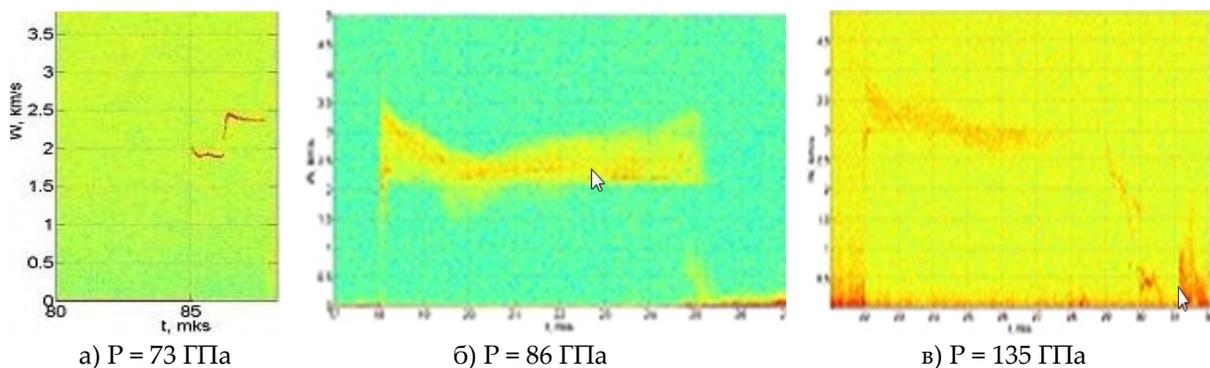


Рисунок 5.

Для примера на рисунке 5б представлена спектрограмма опыта с величиной давления $P = 86$ ГПа ($Ra = 5$), где зарегистрирован интенсивный выброс частиц. Спектрограммы, где всегда фиксируется пыление при любой шероховатости поверхности зарегистрированы в области давлений $P = 96 - 175$ ГПа (рисунок 5в). Таким образом, плавление урана в волне разгрузки может начинаться в области давлений $P = 74 - 96$ ГПа. Для более точного определения начала плавления необходимо провести опыты с шероховатостью поверхности образцов близкой к зеркальной ($Ra = 0,04 - 0,16$).

Выводы

В настоящей работе предложен метод определения границ начала плавления металлов в волне разгрузки. Суть метода заключается в том, что в металлах существуют некоторые пороговые значения давления, при превышении которых происходит резкое увеличение массы пыли выброшенной с поверхности, что связано с началом плавления металлов. Определены параметры начала плавления металлов в волне разгрузки: плавление олова начинается в области давлений $P = 19 - 20,5$ ГПа, свинца $P = 24 - 25$ ГПа, галлия $P = 7,5 - 12$ ГПа, природного урана $P = 74 - 96$ ГПа.

Список литературы

- 1 Catherine Mabire, Pierre L. Hereil. Shock induced polymorphic transition and melting of tin. Shock Compression of Condensed Matter. 1999. 93-96 p.
- 2 М.Н. Павловский, В.В. Комиссаров. Полиморфные превращения олова в ударных волнах сжатия и разгрузки. ЖЭТФ. 1990. т. 98. 1748-1751 с.
- 3 Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 632 с.
- 4 Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Дж. Уравнения состояния твердых тел по результатам исследования УВ. Высокоскоростные ударные явления. М. Мир. 1973. 299-427 с.
- 5 Catherine Mabire and Pierre L. Hérel. "Shock Induced Melting of Lead (Experimental Study)". AIP Conf. Proc. 620, 229. 2002.
- 6 E. B. Zaretsky and G. I. Kanel. "Impact response and dynamic strength of partially melted aluminum alloy". J. Appl. Phys. 112, 053511. 2012.
- 7 Yongtao Chen, Haibo Hu et. al. "Experimental study of ejecta on lead surface at different loading rates and amplitudes". AIP Conf. Proc. 1426, 1003. 2012.
- 8 D. Loison, T. de Resseguier et. al. "Laser shock-induced melting and fragmentation in metals". Proceedings of SCCM - 2001. Chicago. p. 1545-1548.

- 9 Kusubov A.S., Thiel M. van. Measurement of elastic and plastic unloading wave profiles in 2024-T4 aluminum alloy. // JAP, 1969, V.40, №9, P.3776.
- 10 T. de Rességuier, E. Lescoute, G. Morard, and F. Guyot. "Dynamic fragmentation as a possible diagnostic for high pressure melting in laser shockloaded iron". AIP Conf. Proc. 1195, 1007. 2009.
- 11 Reinhart W.D., Asay J.R., Chhabildas L.C., Alexander C.S. Investigation of 6061-T6 aluminum strength properties to 160GPa. Proceedings of Shock Compression of Condensed Matter – 2009. P.977 – 980.
- 12 McQueen R.G., Fritz J.N., Morris C.E. // Shock waves in condensed matter, 1983 / Ed. J.R. Assay et al. Amsterdam, 1984 Chap.95-98.
- 13 Brawn J.M., McQueen R.G. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91, N B7. P. 7485-7494.
- 14 Hixon R.S., Bonnes D.A., Shaner J.W. // Phys. Rev. Lett. 1989 Vol. 62, N 6. P. 637-640.
- 15 Brown J.M., Shaner J.W. // Shock waves in condensed matter, 1983 / Ed. J.R. Assay et al. Amsterdam, 1984. Chap. 2. P. 91-94.
- 16 Bonnes D.A., Brown J.M., Shaner J.W. // Shock waves in condensed matter, 1987 / Ed. S.C. Schmidt, N.C. Holmes. Amsterdam, 1988. Chap. 2. P. 115-118.
- 17 V.P. Копышев, А.В. Медведев. Thermodynamic model of dense and heated matter.// Soviet Technology Reviews/ Section B. Thermal Physics Reviews. Edited by A.E. Sheindlin and V.E. Fortov. Vol. 5. 1993. P.37-93
- 18 Канель Г.И., Фортвов В.Е. // Успехи механики. 1987. Т. 10, № 3. С. 3-81.
- 19 Степанов Г.В. Поведение конструкционных материалов в упругопластических волнах разгрузки. Киев: Наук. думка, 1978. 112с.
- 20 Grady D.E. // J. Phys. Ser. IV. 1991. Vol. 1. P. 653-660.
- 21 "Ejecta particle size distributions for shock-loaded Sn and Al targets". Proceedings of SCCM – 2001. Atlanta. p. 531-534.
- 22 D. Partouche-Sebban, J. L. Pelissier, F. G. Abeyta, W. W. Anderson et. al. "Measurement of the shock-heated melt curve of lead using pyrometry and reflectometry". 2007.
- 23 Yongtao Chen, Haibo Hu et. al. "Experimental study of ejecta on lead surface at different loading rates and amplitudes". AIP Conf. Proc. 1426, 1003. 2012.
- 24 Didier Loison, Thibaut de Rességuier et. al. "Laser shock-induced melting and fragmentation in metals". AIP Conf. Proc. 1426, 1545. 2012.
- 25 T. de Resseguier, L. Signor, A. Dragon, G. Roy. "Dynamic fragmentation of laser shock-melted tin: experiment and modelling". Int J Fract. 2010.
- 26 O.T. Strand, D.R. Goosman, C. Martinez, and T.L. Whitworth, «Compact system for high-speed Velocimetry using heterodyne techniques», «Rev. Sci. Instrum.», 77. 2006, p. 083108-1 - 083108-8.
- 27 А.В. Медведев. Модель уравнения состояния с учетом испарения, ионизации и плавления. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Теоритическая и прикладная физика. 1992. Вып.1.12-19.
- 28 Е.А. Козлов, С.А. Бричиков, Д.П. Кучко, М.А. Ральников, А.В. Ольховский, Н.С. Жилиева, Л.П. Брезгина, В.Н. Повышев, // Международная конференция "Ударные волны в конденсированном веществе" (SWCM-2012)? 16 – 21 сентября 2012, Киев, Украина.
- 29 E.V. Zaretsky and G.I. Kanel, in ДУМАТ 2009, EDP Sciences (2009), p.27.
- 30 С.В. Разоренов, // Письма в ЖЭТФ т.102 N7-8 2015.
- 31 А.В. Федоров, А.Л. Михайлов, С.А. Финюшин, Д.В. Назаров, Е.А. Чудаков, Д.А. Калашников, Е.И. Бутусов и др. // Исследование особенностей поведения свинца при ударно-волновом нагружении и последующей разгрузке, XV Харитоновские чтения, РФЯЦ-ВНИИЭФ, с. 274.
- 32 С.А. Финюшин, А.Л. Михайлов, А.В. Федоров, И.Р. Трунин, Д.В. Назаров, И.А. Терешкина, Д.А. Калашников, Е.А. Чудаков // Регистрация фазовых переходов в олове в ударной волне и волне

- разгрузки с помощью лазерного интерферометра, XV Харитоновские чтения, РФЯЦ-ВНИИЭФ, с. 282.
- 33 P. Shapron, P. Elias, B. Laurent. Experimental determination of the pressure inducing melting in release for shock-loaded metallic samples / SCCM- 1987, edited by S.C. Schmidt, N.C. Holmes, p. 171-173.
- 34 M.B. Zellner, M. Grover, J.E. Hammerberg, R.S. Hixson, A.J. Iverson, G.S. Macrum, K.B. Morley, A.W. Obst, R.T. Olson, J.R. Payton, P.A. Rigg, N. Routley, G.D. Stevens, W.D. Turley, L. Veaser, and W.T. Buttler, J.Appl.Phys.,102,013522 (2007).
- 35 M.B. Zellner, G. Dimonte, T.C. Germann, J.E. Yammerberg et al. Influence of shockwave profile on ejecta / SCCM-2009? Edited by M.I. Ellert, W.T. Buttler, M.D. Furnish, W.W. Anderson, W.G. Proud, p. 1047-1050.
- 36 Э.Э. Лин, А.Л. Михайлов, В.Н. Хворостин // Письма в ЖЭТФ т.42, вып. 15, с. 67-71. 2016.

ДИАГНОСТИКА ПЛАВЛЕНИЯ СВИНЦА МЕТОДОМ МЕТАЛЛОГРАФИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ОБРАЗЦОВ СОХРАНЕННЫХ ПОСЛЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ И РАЗГРУЗКИ

*А.Н. Малышев, О.Н. Игнатова, Н.Ю. Илюшкина, В.И. Скоков,
А.В. Шиманов, А.Б. Георгиевская, А.С. Соколова*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В данной работе приведены результаты исследования плавления свинца марки С1 при ударно-волновом нагружении и разгрузке методом металлографического анализа. Нагружение образцов свинца, расположенных внутри титановой капсулы, осуществлялось плоской ударной волной с помощью алюминиевого ударника толщиной 6 мм, который разгонялся продуктами взрыва ВВ. Приведены результаты металлографического анализа образцов в исходном состоянии, подвергнутых термической обработке при нормальных условиях и сохраненных после ударно-волнового нагружения. Обнаружены следы плавления в свинце после ударно-волнового нагружения давлением 25.6 ГПа и последующей разгрузки.

Введение

При исследовании поведения металлов под воздействием ударных волн различной интенсивности одними из важных характеристик являются значения давления и температуры, при которых происходит смена фазового состояния, связанная с плавлением. Физические и механические свойства при этом изменяются – происходит увеличение удельного объема, выделение скрытой теплоты фазового перехода, уменьшение вплоть до нуля сдвиговой прочности и др. Смена фазового состояния, связанная с плавлением, может проходить как во фронте ударной волны, так и при последующей изэнтропической разгрузке.

Таким образом, при построении уравнений состояния (УРС) и моделей прочности необходимо надежно знать величину давления начала фазового перехода, связанного с плавлением металла.

В литературе имеется некоторый разброс по экспериментальным значениям величины давления, при котором свинец переходит в жидкое состояние при разгрузке. Согласно данным работы [1] это давление находится в диапазоне 20-30 ГПа, в [2] отмечено, что плавление свинца возникает при давлениях $P=23-25$ ГПа, в [3] показано начало плавления при $P\geq 25$ ГПа, по результатам [4] плавление предполагается в диапазоне давлений 27-33 ГПа, а в [5] утверждается, что при 46 ГПа свинец находится в расплавленном состоянии, что также подтверждают расчетные оценки, сделанные в работе [6]. Таким образом, экспериментальный разброс давления ударно-

волнового нагружения, при котором начинается плавление свинца при разгрузке колеблется от 20 до 46 ГПа.

При выборе области исследования авторы также опирались на данные работ по исследованию УРС с фазовыми переходами Копышева – Медведева [7], [8], результаты расчетов методом молекулярной динамики Xiang, Hu и др. [9], [10], [11] и расчетами Бушмана [12]. Для исследования выбран диапазон давления 23÷27 ГПа.

Плавление определялось методом металлографического анализа сохраненных после экспериментов образцов путем сравнения микроструктуры до и после нагружения.

1. Исходное состояние свинца

Исследованиям подвергался свинец марки С1. Микроструктура свинца в исходном состоянии (состояние поставки) однородная, зерна являются равноосными, их средний размер составляет $D_0=300$ мкм. В зернах встречаются двойники отжига. Их плотность невелика и составляет ~10.3%. Фотография микроструктуры свинца в исходном состоянии приведена на рисунке 1. Микротвёрдость свинца в исходном состоянии составила в среднем 7.3 кгс/мм².



Рисунок 1. Фотография микроструктуры свинца в исходном состоянии

2. Ударно-волновое нагружение свинца

Для уточнения нижней границы плавления свинца была разработана схема экспериментальной сборки, где реализовывалось ударно-волновое нагружение и последующая разгрузка свинцового образца (рисунок 2). Алюминиевый ударник разгонялся с помощью продуктов взрыва заряда ВВ на участке величиной H (база полета ударника) и тормозился на поверхности составной титановой капсулы сохранения, содержащей свинцовый образец. Все титановые элементы сборки изготовлены из сплава ПТ-3В листового проката. При выборе сплава ПТ-3В в качестве материала для капсулы сохранения и подложек руководствовались отсутствием фазового перехода в данном диапазоне нагружений и близкой к свинцу величиной динамического импеданса $\rho_0 C_0$ что позволило избежать появления дополнительных волн сжатия при выходе ударной волны из свинцового образца и обеспечить достаточно низкую величину возникающих растягивающих напряжений.

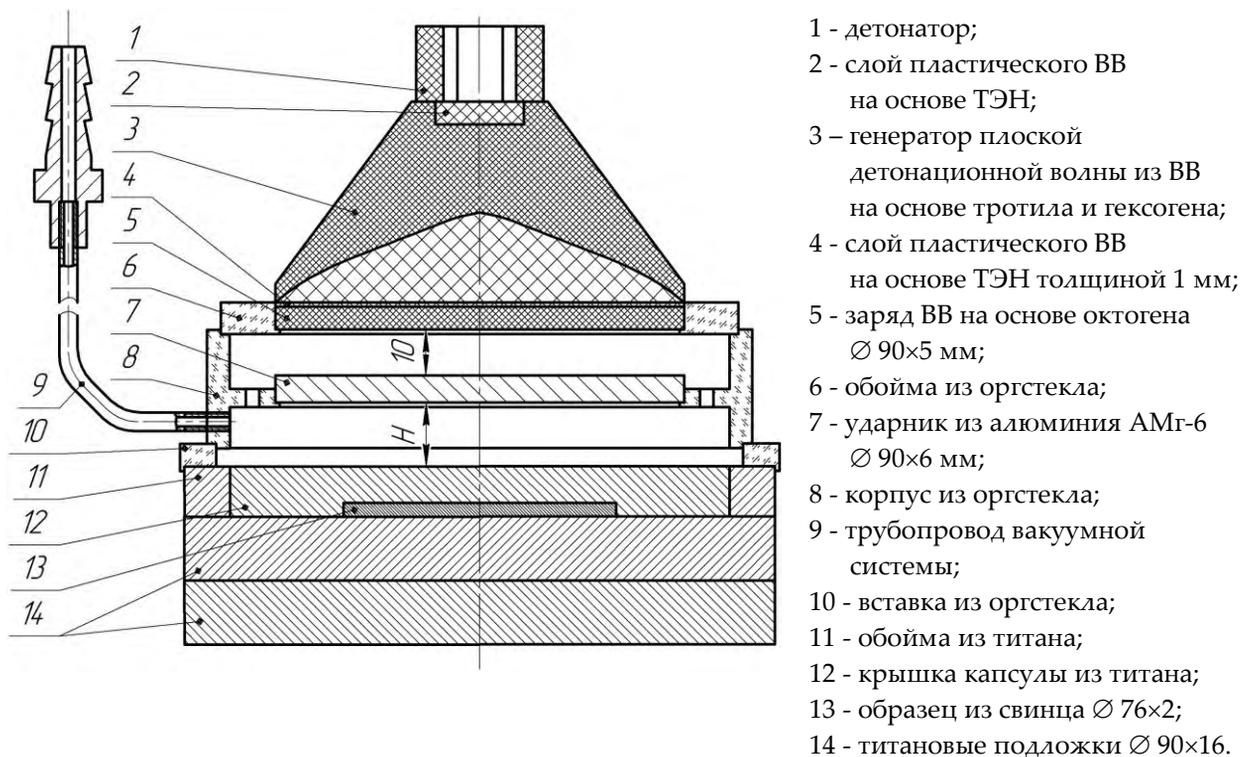
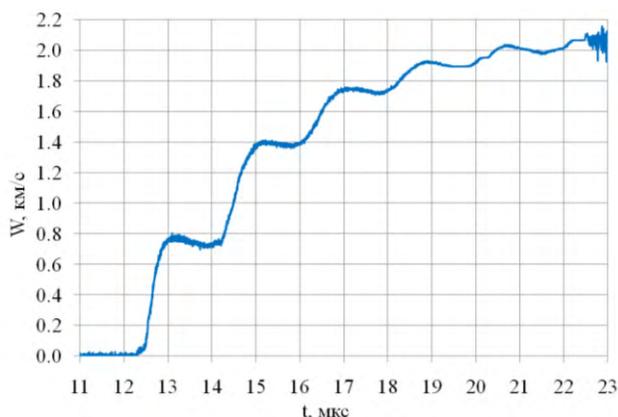
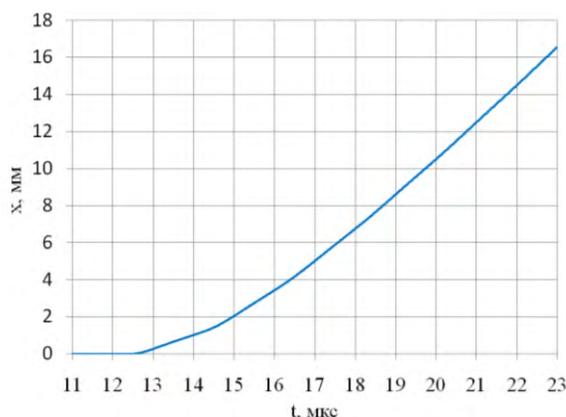


Рисунок 2. Схема экспериментальной сборки

Скорость ударника была измерена ранее с помощью лазерного интерферометра (схема VISAR). Зарегистрированная диаграмма скорости ударника $W(t)$ и полученная ее интегрированием диаграмма перемещения ударника $x(t)$ приведены на рисунке 3. Временные значения соответствуют осциллографическим.



а) зависимость скорости ударника $W(t)$



б) зависимость перемещения ударника $x(t)$

Рисунок 3. Зависимости $W(t)$ и $x(t)$

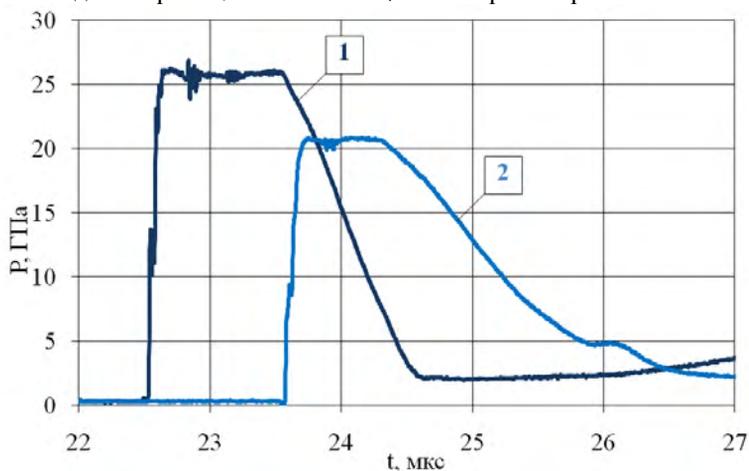
Эксперименты проводились в двух постановках, отличающихся величиной базы полета ударника:

- постановка №1: база полета ударника $H=10$ мм, скорость ударника 1,9 км/с;
- постановка №2: база полета ударника $H=14$ мм, скорость ударника 2,0 км/с.

Для сохранения образцов и обеспечения охлаждения после эксперимента сборка помещалась в стальной бочке с водно-песчаной смесью. Начальная температура водно-песчаной смеси - около 15 °С. Расчетное время остывания свинца в таких условиях составляет $t=95$ с. С помощью

вакуумного насоса отсеки над и под ударником вакуумировались до остаточного давления 0,1 атм. В каждой постановке было проведено по два эксперимента.

В отдельном эксперименте, с помощью методики манганинового датчика давления проведены измерения зависимости давления от времени на входе в свинцовый образец и на выходе из него для постановки №2. Для этого на границах между титановым экраном толщиной 8 мм и свинцовым образцом, свинцовым образцом и титановой подложкой устанавливалось по два W-образных манганиновых датчика с размещением чувствительных элементов на диаметре 7 мм. На рисунке 4 приведены зависимости $P(t)$, зарегистрированные в эксперименте с помощью манганиновых датчиков. Временные значения соответствуют осциллографическим. Среднее значение давления на входе в образец составило 25,6 ГПа при погрешности измерения 5-7%.



1 - на входе в свинцовый образец; 2 - на выходе из свинцового образца

Рисунок 4. Зависимости $P(t)$ (опыт в постановке №2)

Давление ударно-волнового нагружения свинца для постановки №1 определялось расчетным способом. Для этого проводилось моделирование экспериментальной сборки по одномерной методике УП [13] с использованием УРС Ми-Грюнаизена и модели сдвиговой прочности РИНГ алюминия, свинца и титана [14]. Среднее значение давления на входе в образец составило ~23,7 ГПа.

3. Металлографический анализ свинца в исходном состоянии, после отжига и после плавления при нормальном давлении

Известно, что микроструктура металлов после плавления меняется, и получаемая при кристаллизации структура зависит от времени охлаждения [15]. Процесс кристаллизации при охлаждении металла начинается с образования зародышей кристаллизации. Число зародышей и скорость их роста зависят от скорости охлаждения – с увеличением степени переохлаждения относительно температуры плавления скорость образования зародышей и скорость их роста возрастают, при определенной степени переохлаждения достигают максимума и потом убывают. С увеличением степени переохлаждения скорость образования зародышей, то есть их число, возрастает быстрее, чем скорость их роста. Чем больше скорость образования зародышей и меньше скорость их роста, тем меньше размер кристалла (зерна), выросшего из одного зародыша.

Свинец марки С1 относится к классу чистых металлов с гранцентрированной кубической кристаллической решеткой. Плавление при нормальном давлении происходит при температуре ~600 К. Заготовка для изготовления образцов получена прокаткой брусков изготовленных по ГОСТ 3778-98. В процессе проката при холодной деформации наклепанного слоя не образуется, так как температура его рекристаллизации ниже комнатной.

Для четкой интерпретации следов плавления, проведены исследования влияния времени охлаждения на процесс кристаллизации и размер зерна свинца при нормальном (атмосферном)

давлении, а также влияние отжига (нагрева до температуры ниже, чем температура плавления) на рост зерен. Для этого подготовили пять образцов в различных состояниях:

- исходное состояние – состояние поставки (образец №1, см. рисунок 1);
- после нагрева до $T=563$ К и охлаждения на воздухе (образец №2);
- после плавления с охлаждением вместе с печью (образец №3);
- после плавления с охлаждением на воздухе (образец №4);
- после плавления с охлаждением в кювете со льдом (образец №5).

Время охлаждения свинца после плавления можно оценить по закону Ньютона-Рихмана:

$$\frac{dQ}{dt} = \alpha \cdot S \cdot (T_s - T),$$

где Q – количество теплоты ($Q=C_V \cdot T$), S – площадь поверхности, T – температура тела, T_s – температура окружающей среды, α – коэффициент теплообмена [$\text{кг}/\text{с}^3 \cdot \text{К}$].

Или после упрощения в случае плоского бруска длиной $h=15$ мм и высотой $l=2$ мм, получаем:

$$t_{\text{очн}} \approx \frac{C_V}{\alpha \cdot l^2} \cdot \ln \left(\frac{T_s - T_0}{T_s - T} \right),$$

где T_0 – начальная температура тела.

При $\alpha=35 \text{ кг}/\text{с}^3 \cdot \text{К}$, $C_V=0.12 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{м}^2/\text{с}^2 \cdot \text{К}$ получаем время охлаждения свинца (см. таблицу 1).

Микрошлифы для исследований приготавливались на оборудовании и по методикам фирмы Struers (Дания) с использованием оригинальных расходных материалов, травились химически в реактиве состава: 10 мл воды + 5 мл этилового спирта + 5 мл 30% пероксида водорода + 35 мл уксусной кислоты. Исследования микроструктуры осуществлялись на оптическом микроскопе CarlZeiss Axiovert 200MAT с помощью системы анализа изображений «ВидеоТест–Размер 5.0» при различных увеличениях.

Измерение микротвердости проводилось на микротвердомере ПМТ-3 при нагрузке на индентор 10 г в соответствии с ГОСТ 9450-76.

На рисунке 5а приведена фотография микроструктуры свинца после нагрева его до температуры $T=563$ К, то есть меньше температуры плавления, но больше температуры рекристаллизации. Структура материала довольно однородная по сечению, состоит из крупных равноосных зерен, внутри некоторых из них видны двойники. Структура материала после нагрева практически не отличается от структуры материала в состоянии поставки, наблюдается рост зерна на 25%. На рисунке 5б приведена фотография микроструктуры образца №3 после плавления и охлаждения вместе с печью.

Из рисунка 5б видно, что хорошо просматривается литая дендритная структура материала в виде участков разной степени травимости. Различная травимость объясняется химической микронеоднородностью внутри кристаллов, то есть имеет место внутрикристаллитная ликвация (светлые участки – оси дендритов, с которых начинается рост кристаллов, темные пятна – периферия дендритов, где заканчивается кристаллизация отдельного кристалла). Так как степень переохлаждения жидкого свинца при кристаллизации и охлаждении с печью невысокая, рост дендритов начинается из небольшого числа центров кристаллизации от стенок формы (подложки), растущие кристаллы имеют довольно большой размер. На фоне литой структуры хорошо видны границы зерен почти равноосной формы.

На рисунке 5в приведена фотография микроструктуры образца №4 после плавления и охлаждения на воздухе.

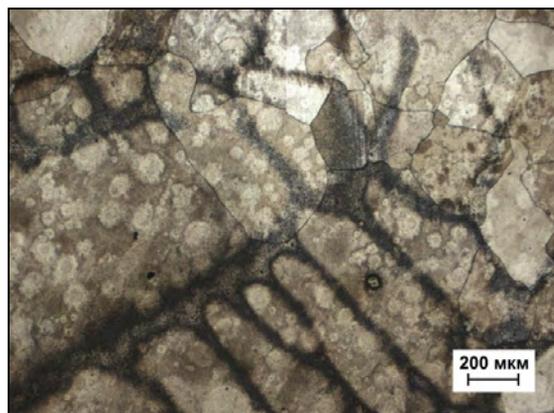
Из рисунка 5в видно, что микроструктура образца №4 неоднородна по сечению. Рядом с крупными вытянутыми зернами встречаются участки с мелким равноосным зерном. Внутри зерен хорошо просматривается литая дендритная структура в виде участков разной травимости. Только, в отличие от предыдущего образца №3, дендритная структура имеет более тонкое строение – размеры осей дендритов меньше. Это объясняется большей степенью переохлаждения жидкого

металла при охлаждении на воздухе. Застывание начинается от стенок формы (подложки) в большем количестве центров кристаллизации; из-за изменения условий теплоотвода в процессе кристаллизации отдельные кристаллы приобретают преимущественно вытянутую форму. Происходит рост кристалла в направлении теплоотвода. Некоторые зерна свинца имеют двойниковое строение.

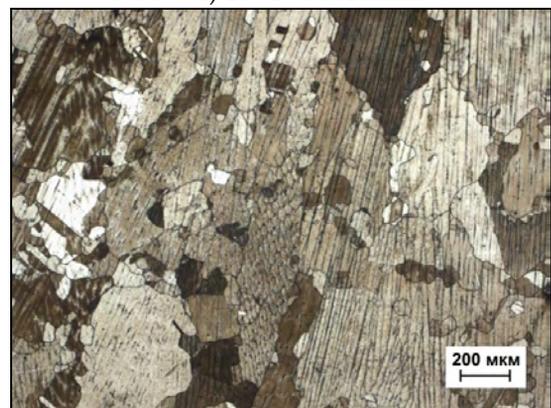
На рисунке 5г приведена фотография микроструктуры свинца после плавления и охлаждения в кювете со льдом. Из рисунка 5г видно, что структура образца №5 ещё более неоднородная по сечению – становится существенно больше участков с мелким равноосным зерном, чем в образце №4. Внутри зерен также хорошо просматривается литая дендритная структура в виде участков разной травимости. Дендритная структура имеет ещё более тонкое строение, чем в образцах №3 и №4 – размеры осей дендритов уменьшаются. Это объясняется ещё большей степенью переохлаждения жидкого металла при охлаждении в емкости со льдом, чем с печью и на воздухе, а также увеличением количества центров кристаллизации. Двойников в зернах практически нет.



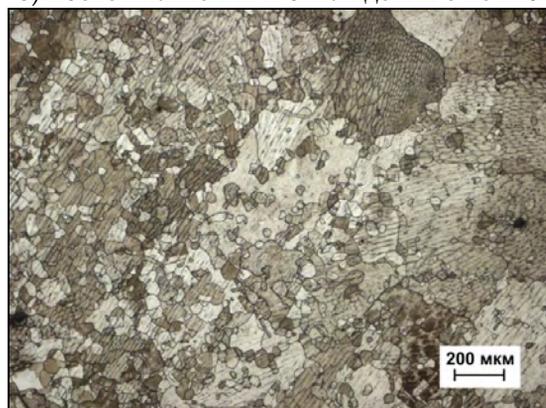
а) $T_0 = T = 563 \text{ K}$



б) после плавления и охлаждения с печью



в) после плавления и охлаждения на воздухе



г) после плавления и охлаждения в ледяной кювете

Рисунок 5. Фотографии микроструктуры свинца после нагрева и охлаждения с разной скоростью

На рисунке 6 представлены зависимости размера зерна от времени остывания, зависимости размера зерна от температуры нагрева и последующего охлаждения на воздухе, плотности двойников и микротвердости от температуры нагрева и последующего охлаждения на воздухе, а в таблице 1 все полученные значения.

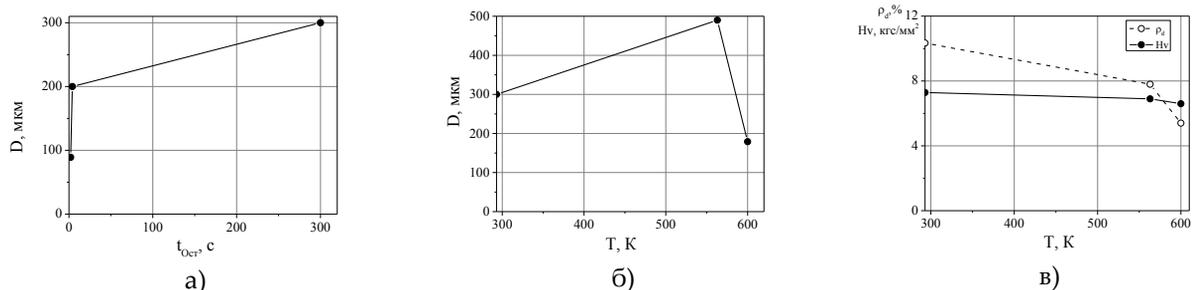


Рисунок 6. Зависимости размера зерна от времени остывания (а), размера зерна от температуры нагрева и последующего охлаждения на воздухе (б), плотности двойников и микротвердости (в) от температуры нагрева и последующего охлаждения на воздухе

Таблица 1.

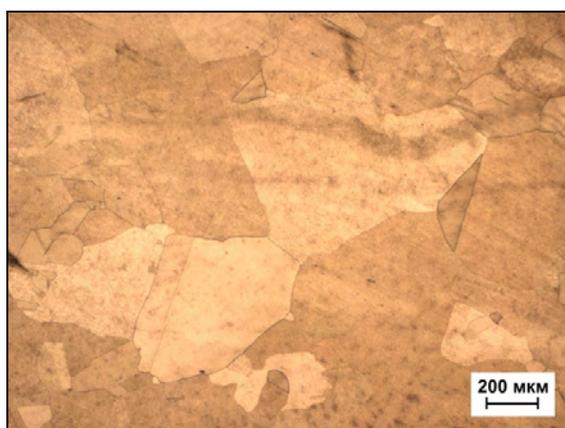
№	Температура нагрева, К	Время остывания, с	Средний размер зерна, мкм	Плотность двойников, %	Микро-твердость, кгс/мм ²
1	293	-	300	10,3	7,3
2	563	5	490	7,78	6,9
3	600 (плавление)	>3600	460	-	6,8
4		5	200	5,4	6,6
5		2.2	89	-	6,5
6	-	~95	315	-	7,3
7	-	~95	130	-	6,84

Из рисунка 6 и таблицы 1 видно, что после плавления и остывания на воздухе размер зерна свинца значительно изменяется по сравнению с исходным. Наличие дендритной структуры также является свидетельством плавления свинца, причем наличие дендритной структуры не зависит от скорости (способа) остывания. С увеличением температуры наблюдается также уменьшение в два раза плотности зерен, содержащих двойники, и незначительное уменьшение микротвердости.

Проведен микроструктурный анализ сохраненных образцов после ударно-волнового нагружения и разгрузки:

- после эксперимента в постановке №1 (образец №6);
- после эксперимента в постановке №2 (образец №7).

На рисунке 7 приведены характерные фотографии микроструктуры.



а) образец №6 (эксперимент в постановке №1)

б) образец №7 (эксперимент в постановке №2)

Рисунок 7. Фотографии микроструктуры образцов №6 и №7 после ударно-волнового нагружения

В образце №6 на фоне деформационных линий хорошо видны рекристаллизованные зерна. Структура образца аналогична структуре материала в состоянии поставки. Следов плавления не обнаружено.

В центральной части образца №7 обнаружены дефекты в виде пор, микротрещин различного размера, откольные повреждения (замкнутые трещины чечевицеобразной формы). В нижней части образца №7 обнаружены участки с литой дендритной структурой. При перемещении от центральной части мишени к периферии количество и площадь, занимаемая оплавленными участками с дендритным строением, сокращается.

Заключение

С помощью металлографического анализа показано, что наличие дендритной структуры является свидетельством плавления свинца, причем факт наличия не зависит от скорости (способа) остывания.

По результатам металлографического анализа обнаружены следы плавления свинца при давлении нагружения $25,6 \pm 1,3$ ГПа.

При меньшем давлении $\sim 23,7$ ГПа, определенном расчетно, следов плавления не обнаружено.

Список литературы

1. Ю.В. Батьков, В.Н. Герман, Р.С. Осипов, С.А. Новиков, В.А. Цыганов. Плавление свинца при ударном сжатии. ПМТФ 29(1), 149 (1988).
2. Л.В. Беляков, В.П. Валицкий, Н.А. Златин, С.М. Мочалов. О плавлении свинца в ударной волне. ДАН СССР 170, 540 (1966).
3. А.В. Фёдоров, А.Л. Михайлов, С.А. Финюшин и др. Исследование особенностей поведения свинца при ударно-волновом нагружении и последующей разгрузке. В сб. XV Харитоновские тематические научные чтения под ред. д.т.н. А.Л. Михайлова, Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 274 (2013).
4. Л.А. Гатиллов. Электросопротивление ударно-сжатого свинца. Физика импульсных давлений. М. ВНИИФТРИ 44(74), 37 (1979).
5. С.А. Новиков, Л.М. Синицына. О влиянии давления ударного сжатия на величину критических напряжений сдвига в металлах. ПМТФ 11(6), 107 (1970).
6. В.Д. Урлин. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне. ЖЭТФ 49, 2(8), 485 (1965).
7. В.П. Копышев, А.Б. Медведев. Термодинамическая модель сжимаемого коволюма. Препринт. Саров. РФЯЦ-ВНИИЭФ, 58 (1995). 120 с.
8. А.Б. Медведев. Модель уравнения состояния с учетом испарения, ионизации и плавления. ВАНТ, сер. Теоретическая и прикладная физика. Вып.1, 12 (1992).
9. M. Xiang, H. Hu, J. Chen, and Y. Liao. Molecular dynamics studies of thermal dissipation during shock induced spalling. JAP 114, 123509 (2013).
10. M. Xiang, H. Hu, and J. Chen. Spalling and melting in nanocrystalline Pb under shock loading: Molecular dynamics studies. JAP 113, 144312 (2013).
11. M. Xiang, H. Hu, J. Chen, and Y. Long. Molecular dynamics simulations of micro-spallation of single crystal lead. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 21, 055005 (2013).
12. Л.В. Альшулер, А.А. Баканова, А.В. Бушман, И.П. Дудолодов, В.Н. Зубарев. Испарение ударносжатого свинца в волнах разгрузки. ЖЭТФ 73, 1866 (1977).
13. Н.Ф. Гаврилов, Г.Г. Иванова, В.И. Селин, В.Н. Софронов. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе. ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. Вып. 3, 11 (1982).

14. Б.Л. Глушак, О.Н. Игнатова, С.С. Надежин, В.А. Раевский. Релаксационная модель сдвиговой прочности пяти металлов. ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов. Вып. 2, 25 (2012).
15. Ю.М. Лахтин, В.П. Леонтьева. Материаловедение. Издание пятое, переработанное. Москва. Издательский дом Альянс. 24 (2009).

ЭФФЕКТ НЕЛИНЕЙНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ В ТЕРМОДИНАМИКЕ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ С ДВУМЯ СОРТАМИ МАКРОИОНОВ

И.А. Мартынова, И.Л. Иосилевский

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

В данной работе рассматриваются равновесные электронейтральные трехкомпонентные высоко-асимметричные системы классических макроионов двух сортов с абсолютными значениями зарядовых чисел Z_1 и Z_2 и радиусами R_z и микроионов с фиксированными единичными зарядовыми числами, причем $Z_1 \gg 1$ и $Z_2 \gg 1$. В виде этой идеализированной модели рассматриваются следующие виды комплексной плазмы:

- (А) – современная электроразрядная пылевая плазма, лишь частично равновесная, искусственно удерживаемая полем ловушки и, как правило, с отдельными температурами макроионов (T_z) и микроионов (электронов и положительных микроионов с температурами T_e и T_i соответственно) ($Z \sim 10^2 - 10^3$, $T_e \neq T_i \neq T_z$) [1];
- (В) – термически ионизованная равновесная КДФ-плазма продуктов сгорания или плотных («капельных») насыщенных паров щелочных металлов, активно изучавшихся в конце 70-х и начале 80-х годов ($Z \approx const$, $Z \sim 10 - 10^3$, $T_e = T_z$) [2];
- (С) – полностью равновесная коллоидная плазма высокозаряженных макромолекул в жидкой фазе при комнатных температурах ($T_e = T_i = T_z$) (см., напр., [3,4]);
- (D) – полностью равновесная атмосферная пылевая плазма серебристых облаков ($Z \sim 1 - 100$) [5].

Рассматриваются средние сферические ячейки Вигнера-Зейтца, в центре каждой из которых находится макроион одного из двух сортов, а в остальной части точечные микроионы противоположного знака. Радиус макроиона вне зависимости от сорта равен R_z . Абсолютные значения зарядов макроионов обозначены Z_1 и Z_2 . Температура всех трех компонент одинакова и равна kT . Будем рассматривать средние сферические ячейки Вигнера-Зейтца с макроионом одного из сортов в центре и противоположно заряженными микроионами в остальной части ячейки. Для определенности будем считать, что макроионы обоих сортов заряжены отрицательно.

Пусть есть некоторая воображаемая коробка фиксированного объема с перегородкой, которая делит коробку на две части. Поместим средние сферические ячейки Вигнера-Зейтца одного сорта по одну сторону от перегородки, ячейки другого сорта – по другую, сдвигая при этом перегородку так, чтобы доля ячеек первого сорта была равна α , где $\alpha = N_1/(N_1+N_2)$, N_1 – количество ячеек первого сорта, N_2 – второго. В начальный момент объемы всех ячеек одинаковы и равны V_0 . Затем уберем перегородку. Ячейки начнут перемешиваться, одни из них начнут расширяться, а другие сжиматься, чтобы достичь устойчивого термодинамического равновесия – минимума свободной энергии Гельмгольца, или, другими словами, равенства концентраций микроионов на границах ячеек разных сортов.

Полная свободная энергия Гельмгольца всей системы равна $F_{tot} = \alpha F_1 + (1-\alpha)F_2$, где F_1 и F_2 – полные свободные энергии Гельмгольца подсистем с ячейками первого и второго сортов

соответственно. Безразмерная полная свободная энергия Гельмгольца $f_{tot} = \alpha F_1 / (N_1 kT) + (1 - \alpha) F_2 / (N_2 kT)$ для однотемпературной системы равна [6]

$$f_{tot} = \alpha(u_{ex1} + f_{ii1}) + (1 - \alpha)(u_{ex2} + f_{ii2}), \quad (1)$$

где u_{ex1} и u_{ex2} – безразмерные энергии кулоновского взаимодействия и f_{ii1} и f_{ii2} – безразмерные свободные энергии микроионов в ячейках первого и второго сортов соответственно. Энергии кулоновского взаимодействия состоят из энергий взаимодействия макроиона с микроионами и всех микроионов друг с другом. Тогда, например, для ячеек первого сорта можно записать

$$u_{ex1}(r) = -\frac{Z_1 e}{kT} \left(\varphi_{Zi1}(r) - \frac{Z_1 e}{r} \right)_{r \rightarrow R_z} + \frac{1}{2} \int_{R_z}^{R_1} \left(\frac{e \varphi_{Zi1}(r)}{kT} + \frac{Z_1 e^2}{rkT} \right) 4\pi r^2 n_{ion1}(r) dr, \quad (2)$$

где $\varphi_{Zi1}(r)$ – средний электростатический потенциал, создаваемый взаимодействием макроиона и микроионов, R_1 – радиус средней сферической ячейки Вигнера-Зейтца первого сорта в момент достижения полного термодинамического равновесия, $n_{ion1}(r)$ – концентрация микроионов в ячейке первого сорта. Кулоновскую энергию взаимодействия для ячейки второго сорта можно вычислить по аналогичной формуле. Полная кулоновская энергия взаимодействия равна

$$u_{ex} = \alpha u_{ex1} + (1 - \alpha) u_{ex2}. \quad (3)$$

Безразмерная свободная энергия микроионов для ячеек первого сорта

$$f_{ii1} = \int_{R_z}^{R_1} 4\pi r^2 n_{ion1}(r) \left(\ln(n_{ion1}(r) \lambda_i^3) - 1 \right) dr. \quad (4)$$

Так как ячейки электронейтральны, и, например, для ячейки первого сорта верно

$$\int_{R_z}^{R_1} 4\pi r^2 n_{ion1}(r) dr = Z_1, \quad (5)$$

то можно выделить постоянную часть свободной энергии микроионов в формуле (4). Тогда полная постоянная часть свободной энергии микроионов равна

$$f_{const} = \left(\ln(\lambda_i^3) - 1 \right) (\alpha Z_1 + (1 - \alpha) Z_2). \quad (6)$$

В работе использовано приближение Пуассона-Больцмана в средней сферической ячейке Вигнера-Зейтца (см. подробнее [7]). На рисунке 1 изображена зависимость полной свободной энергии Гельмгольца (линия 3) от доли макроионов первого сорта, а также аналогичные зависимости для полной кулоновской энергии системы (линия 2), постоянной части свободной энергии микроионов (линия 4) и ее остальной части

$$f_{var} = \alpha f_{ii1} + (1 - \alpha) f_{ii2} - f_{const} \quad (7)$$

(линия 1). Очевидно, что линия 2 вогнута, так как в устойчивом термодинамическом равновесии свободная энергия Гельмгольца понижается. Однако это уменьшение намного меньше, чем величина самой свободной энергии Гельмгольца для соответствующих значений α . Это особенно хорошо видно на рисунке 2, где изображено, насколько изменяется свободная энергия Гельмгольца в устойчивом термодинамическом равновесии f_{tot} по сравнению с исходной свободной энергией f_{v0} в ситуации, когда у всех ячеек был одинаковый объем V_0 .

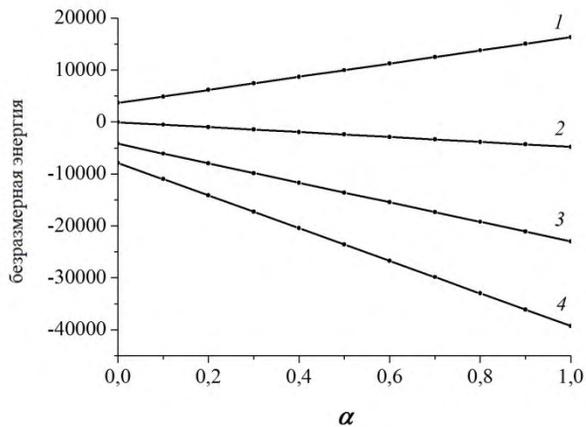


Рисунок 1. Безразмерная энергия как функция от доли макроионов первого сорта. Радиусы макроионов $Rz = 1$ мкм, температура $kT = 0.03$ эВ, $Z_1 = 500$, $Z_2 = 100$, $V_0 = 10^{-8}$ см³. Линия 3 соответствует полной свободной энергии Гельмгольца (см. (1)), линия 2 – полной кулоновской энергии системы (см. (3)), линия 4 – постоянной части свободной энергии микроионов (см. (6)), линия 1 – ее остальной части (см. (7))

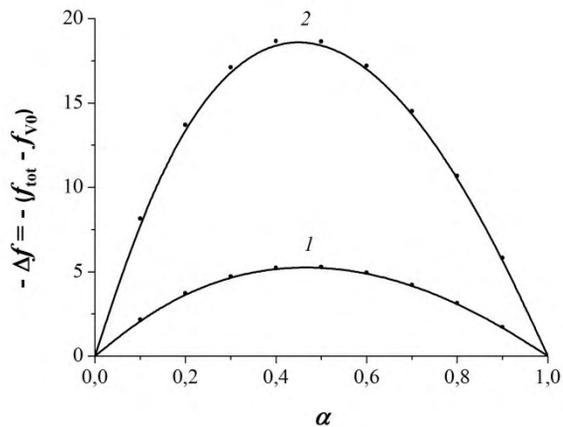


Рисунок 2. Абсолютное значение отличия свободной энергии Гельмгольца в устойчивом термодинамическом равновесии f_{tot} от свободной энергии Гельмгольца f_{v0} в момент, когда объемы всех ячеек одинаковы и равны V_0 ($Rz = 1$ мкм, $kT = 0,03$ эВ, $Z_1 = 500$, $Z_2 = 100$). Линия 1 соответствует $V_0 = 10^{-8}$ см³, линия 2 – $V_0 = 10^{-6}$ см³.

В этом разделе рассматривалась система с двумя различными сортами макроионов. Однако правило линейного смешивания можно применять и для большего количества сортов макроионов. Тогда полная свободная энергия Гельмгольца в этом случае будет равна

$$f_{total} = \sum_j \alpha_j (u_{exj} + f_{ij}), \quad (8)$$

где j – номер сорта макроиона, α_j – доля макроионов j -го сорта от общего количества макроионов, u_{exj} – кулоновская энергия взаимодействия в ячейке j -го сорта, f_{ij} – свободная энергия микроионов в ячейке j -го сорта.

Список литературы

1. В.Е.Фортов, А.Г.Храпак, И.Т.Якубов. Физика неидеальной плазмы. Учеб.пособие. // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 528с.
2. Д.И.Жуховицкий, А.Г.Храпак, И.Т.Якубов. Ионизационное равновесие в сильно неидеальной плазме с конденсированной дисперсной фазой. // Теплофизика высоких температур, 1984, т. 22, № 5, с. 833–840.

3. A.Fortini, A.-P.Hynninen, M.Dijkstra. Gas-liquid phase separation in oppositely charged colloids: stability and interfacial tension // Journal of Chemical Physics, 2006, vol. 125, 094502.
4. M.Dijkstra, R.van Roij. Vapour-liquid coexistence for purely repulsive point-Yukawa fluids // Journal of Physics: Condensed Matter, 1998, vol. 10, p. 1219–1228.
5. Б.А.Клумов, Г.Е.Морфилл, С.И.Попель. Формирование структур в запыленной ионосфере // Журнал экспериментальной и теоретической физики, 2005, т. 127, вып.1, с. 171–185.
6. И.Л.Иосилевский Фазовые переходы в кулоновских моделях // Уравнения состояния в экстремальных условиях. Ред. Г.В.Гадияк, Новосибирск: Изд. СОАН СССР, 1981, с. 20-38.
7. Martynova I., Iosilevskiy I., Shagayda A. Macroions non-linear screening in complex plasma // Journal of Physics: Conference Series, 2018, vol. 946, 012147.

МИКРОПОЛЕ И СПЕКТРЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.А. Белов¹, Н.Н. Калиткин²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

1. Проблема. Плазма состоит из заряженных частиц разных сортов: k -кратных ионных остовов с концентрациями x_k ($k=0$ соответствует нейтральным частицам) и электронов с концентрацией x_e . Поскольку это средние, а не локальные величины, то для них отсутствуют флуктуации. Поэтому в силу электронейтральности плазмы выполняются законы сохранения числа частиц и заряда

$$\sum_k x_k = 1, \quad \sum_k kx_k = x_e. \quad (1)$$

Эти частицы находятся в хаотическом тепловом движении. Поэтому электрическое поле, создаваемое ими в некоторой точке пространства, будет флуктуировать во времени. Таким образом, различные ионные остовы находятся в неодинаковых мгновенных электрических полях.

Наличие такого поля существенно влияет на оптические свойства плазмы. Если ионный остов находится в электрическом поле, то его уровни смещены относительно уровней изолированного от внешних полей иона. Поэтому для каждого отдельного иона будут смещены пороги фотоэффекта с разных уровней и положения спектральных линий, соответствующих переходам между уровнями одного и того же атома. Поскольку электрическое поле флуктуирует, то для совокупности всех ионов это приводит к размытию порогов фотоэффекта и уширению спектральных линий.

Отсюда видно, что для правильного описания оптических свойств плазмы необходимо знать статистические свойства микрополя. Серьезное изучение началось с работы Хольцмарка [1]. В этой работе из приближенных соображений была построена функция распределения электрического поля $p(E)$ в данной точке пространства. Она выражается через несобственный интеграл, и ее вид приведен на рис. 1, где для напряженности E выбран характерный масштаб $\sim Z/R^2$; здесь Z – усредненный заряд всех сортов частиц, R – радиус сферизованной атомной ячейки. Это позволило разумно оценить штарковское уширение оптических линий [2], [3].

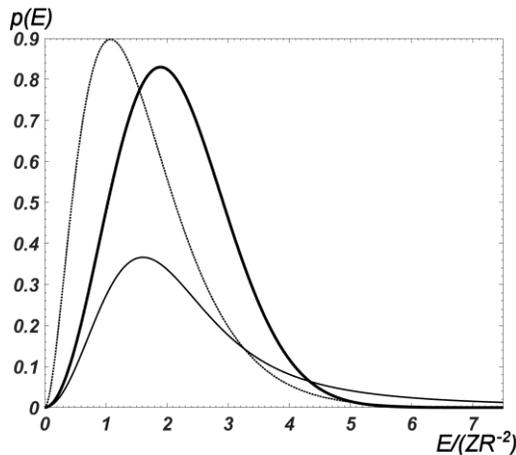


Рисунок 1. Функции распределения микрополя; тонкая линия – по Хольцмарку, пунктир – модель SHO, жирная линия – модель QUIP

Однако никто не обращал внимания на один принципиальный недостаток этой модели. Распределение Хольцмарка имело медленно убывающий «хвост» $p(E) \sim E^{-5/2}$ при $E \rightarrow \infty$. Это приводило к тому, что плотность энергии электрического поля

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_0^{\infty} E^2 p(E) dE \quad (2)$$

оказывалась бесконечной. Это показывает, что распределением Хольцмарка можно пользоваться только в районе максимума, но не в районе «хвоста». Тем самым, оно позволяет разумно описывать полуширину спектральной линии, но не ее крылья.

Распределение Хольцмарка выводилось в предположении идеальности плазмы. Это справедливо для разреженной плазмы лабораторных разрядов или звездных атмосфер. С 1960-х годов началось интенсивное изучение плазмы высокой плотности, возникающей при лазерном испарении вещества. В 1980-е годы группа Иглесиаса (Лос-Аламос) построила модели $p(E)$, ориентированные на плазму высоких плотностей (см., например, [4]). В них модельно учитывалось взаимодействие заряженных частиц. При высоких плотностях распределения сильно отличались от хольцмарковского. Однако в них сохранялся тот же принципиальный недостаток -- медленно убывающие «хвосты».

Для сверхвысоких плотностей в Лос-Аламосе еще ранее была разработана модель SHO (Simple Harmonic Oscillators) [5]. В ней «хвосты» распределения были быстро затухающими (см. рис. 1), так что плотность энергии оказывалась конечной. Однако модель содержала странную зависимость распределения от температуры: при $T \rightarrow 0$ максимум распределения неограниченно сдвигался в сторону больших E . Это нефизично, и модель не внушает доверия.

В 1990-е годы Голосной выполнил цикл работ по усовершенствованию моделей Иглесиаса (см., например, [6]). Использовались достаточно сложные модели, а результаты были промежуточными между распределением Хольцмарка и SHO. Поэтому данное направление нельзя считать удачным.

Таким образом, для полноценного описания микрополя потребовались новые подходы, начатые в [7], [8] в предположении пространственной однородности микрополя. Ниже изложено, как следует обобщить эти подходы на случай неоднородного микрополя.

2. Пространственная неоднородность. Точку, в которой ищем поле, выберем за начало координат. Пусть плазма состоит из частиц с зарядом Z_j с мгновенными положениями \vec{r}_j . Этими частицами являются ионы и электроны ($Z_e = -1$). Плазма электронейтральна, так что

$$\sum Z_j = 0. \quad (3)$$

Нам нужны характеристики поля в точке \vec{r} вблизи начала координат. Каждый заряд создает в этой

точке потенциал $\varphi_j = Z_j / |\vec{r}_j - \vec{r}|$. Поэтому полный потенциал равен

$$\varphi(\vec{r}) = \sum Z_j / |\vec{r}_j - \vec{r}|. \quad (4)$$

Разложим этот потенциал по \vec{r} , ограничиваясь для простоты записи квадратичными членами:

$$\varphi(\vec{r}) \approx \varphi(0) + (\vec{r}, \vec{E}) + (\vec{r}, \vec{U} \vec{r}). \quad (5)$$

Здесь скаляр, вектор электрического поля \vec{E} и тензор U имеют следующий вид:

$$\varphi(0) = \sum Z_j / r_j, \quad \vec{E} = \sum Z_j / r_j^3 \{x_j, y_j, z_j\}, \quad U = \sum Z_j / r_j^5 u, \quad r_j = \sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2}. \quad (6)$$

$$u = \begin{pmatrix} 3x_j^2 - r_j^2 & 3x_j y_j & 3x_j z_j \\ 3x_j y_j & 3y_j^2 - r_j^2 & 3y_j z_j \\ 3x_j z_j & 3y_j z_j & 3z_j^2 - r_j^2 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Во всех предшествующих работах рассматривалась только напряженность \vec{E} , а наличие не только третьего, но и первого слагаемых в (4) не учитывалось.

3. Распределения

Средний заряд. Обозначим через V средний объем, приходящийся на один ион. Тогда радиус R сферы объема V есть половина среднего расстояния между ионами. Введем среднее значение заряда Z , учитывающее наличие ионов и электронов. В классической работе Хольцмарка было получен следующий способ усреднения зарядов:

$$Z_H = \left(\sum |Z_j|^{3/2} x_j \right)^{2/3}. \quad (8)$$

Этим выражением пользовались в течение ста лет. Однако прямым расчетом среднего потенциала системы точечных зарядов нам удалось показать, что правильным является усреднение

$$Z_D = \left(\sum |Z_j|^2 x_j \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Оно совпадает с определением дебаевского заряда, получающегося из энергетических соображений. В многократно ионизованной плазме одного элемента оба способа усреднения дают довольно близкие значения заряда. Однако если плазма частично ионизована или содержит смесь элементов с сильно отличающимися порядковыми номерами, то расхождение между этими двумя формулами становится значительным.

Таблицы дебаевского заряда приведены в базе данных ТЕФИС [9] для плазмы одного элемента с $Z \leq 103$ в диапазоне температур 0.25 эВ – 40 кэВ и плотностей 10^{-6} г/см³ – 10^{+6} г/см³.

Функции распределения. Согласно [7], [8], примем гипотезу квазинезависимости частиц (модель QUIP). Это предполагает, что кинетическая энергия движения существенно больше энергии кулоновского взаимодействия. Тогда для нахождения функции распределения величин (6) – (7) можно использовать закон больших чисел. Это приводит к следующим закономерностям. Скалярный потенциал $\varphi(0)$ имеет гауссову функцию распределения

$$p(\varphi) = (\sqrt{\pi} \varphi_0)^{-1} \exp(-\varphi^2 / \varphi_0^2). \quad (10)$$

Каждая из компонент вектора напряженности также имеет гауссово распределение, а длина этого вектора имеет максвелловское распределение:

$$p(E_i) = (\sqrt{\pi} E_0)^{-1} \exp(-E_i^2 / E_0^2), \quad p(E) = (2\sqrt{\pi} E_0^3)^{-1} E^2 \exp(-E^2 / E_0^2). \quad (11)$$

При этом компоненты E_x , E_y , E_z не коррелированы ни между собой, ни со скаляром $\varphi(0)$. Компоненты квадрупольного тензора также распределены по Гауссу и не коррелированы с компонентами вектора \vec{E}

$$p(U_{ik}) = (\sqrt{\pi} U_0)^{-1} \exp(-U_{ik}^2 / U_0^2). \quad (12)$$

Однако между собой компоненты тензора U коррелированы. Во-первых, очевидно, что тензор симметричен $U_{ij} = U_{ji}$. Во-вторых, можно показать, что след тензора равен нулю $\text{Tr}U = 0$. Таким образом, девятикомпонентный тензор имеет 5 независимых компонент.

В разложении (5) можно выписать и кубический член. Он будет содержать тензор третьего ранга с 27 компонентами. Можно показать, что из них независимыми будут только 10 компонент. Мы не приводим его ввиду громоздкости.

Масштабные константы определяются из следующих соображений. Электрическое поле имеет плотность энергии (2). Умножая плотность W на V , получаем энергию в средней атомной ячейке. Квазинеzáвисимость частиц означает среднюю равномерность их распределения в пространстве. В этом случае энергия кулоновского взаимодействия на одну ячейку равна $-0.9 Z^2/R$. Но прямое взаимодействие частиц можно трактовать как взаимодействие одной частицы с полем, созданным полем другой частицы, но с обратным знаком. Это дает

$$E_0 = \sqrt{18/5} Z/R^2. \quad (13)$$

Максимум распределения напряженности достигается при $E = E_0 \approx 1.90 Z/R^2$. Это достаточно близко к максимуму распределения Хольцмарка, который достигается при $E \approx 1.65 Z/R^2$. Поскольку напряженность есть градиент потенциала, а квадрупольный тензор есть производная напряженности, то

$$\varphi_0 = \sqrt{18/5} Z^2/R, \quad U_0 = 6\sqrt{2/5} Z^2/R^3. \quad (14)$$

Отсюда видно, что разложение (5) есть ряд по степеням R^{-1} .

4. Оптические свойства плазмы определяются взаимодействием света со свободными и связанными электронами. Взаимодействие со свободными электронами образует непрерывную часть спектра поглощения, то есть плавно распределенный по частотам фон. Взаимодействие со связанными электронами обусловлено двумя эффектами. Первый – поглощение в линиях, когда электрон переходит с одного уровня атома на другой уровень того же атома. В спектре это проявляется как узкая линия. Интенсивность линии пропорциональна заселенности уровня, с которого происходит переход. Второй – фотоэффект, когда электрон переходит со связанного состояния в непрерывный спектр. При этом в спектре появляется резкий всплеск по частоте, равной энергии связанного состояния, и плавное спадание в сторону больших частот. Здесь интенсивность также пропорциональна заселенности состояния.

Учет микрополя существенно корректирует описанную картину. Во-первых, даже в разреженной плазме микрополя существенно уменьшают заселенность высоких уровней. При увеличении плотности плазмы этот эффект распространяется и на низкие состояния. Во-вторых, положение уровня при наличии поля смещается, а флуктуация поля приводит к переменному смещению. В результате пороги фотоэффекта становятся не резкими, а размытыми, а ширины спектральных линий увеличиваются.

Уменьшение заселенностей. Флуктуация скалярного члена в (5) сдвигает всю систему уровней вверх или вниз. При сдвиге вниз ионизации не происходит, но при сдвиге вверх ионизируются все электроны с возбужденных уровней, оказавшихся выше фона. Видно, что этот фактор уменьшает заселенность уровней, но не более, чем в 2 раза.

Линейный член в (5) эквивалентен однородному внешнему полю. Сумма этого поля с потенциалом внутриатомного поля имеет седловую точку, лежащую ниже нулевого фона. Уровни, лежащие выше седловой точки, ионизируются. Этот эффект оказывается преобладающим при высоких плотностях. Вклад квадратичного и кубического членов оказывается обычно заметно меньше линейного.

Экспериментальная проверка. С 1984 года в Лаборатории физики плазмы, Университет Рочестера проводятся уникальные эксперименты по спектрам лазерной плазмы в сотрудничестве с ядерными центрами США (см., например, [10]). В этих экспериментах оболочка диаметром 0.1 – 1.0 мм наполнялась смесью газов, содержащих Ar и Kr. Такая мишень нагревалась мощной

многопучковой лазерной системой. Образовывалась плазма, в которой достигались $T \sim 1-3$ кэВ и $\rho_0 \sim 1$ г/см³. В таких условиях вещество почти полностью ионизовано, и плазма содержит лишь небольшое количество водородо- и гелиеподобных ионов Ar, а также ионы Kr с L-оболочкой. Наблюдаются рентгеновские спектры этих ионов в диапазоне 2.9 - 4.2 кэВ. Они содержат небольшое количество линий, ширины которых достигают ~ 50 эВ. Эти эксперименты особенно интересны, поскольку в них представлен спектр большой ширины, содержащий сразу все наблюдаемые линии одной серии.

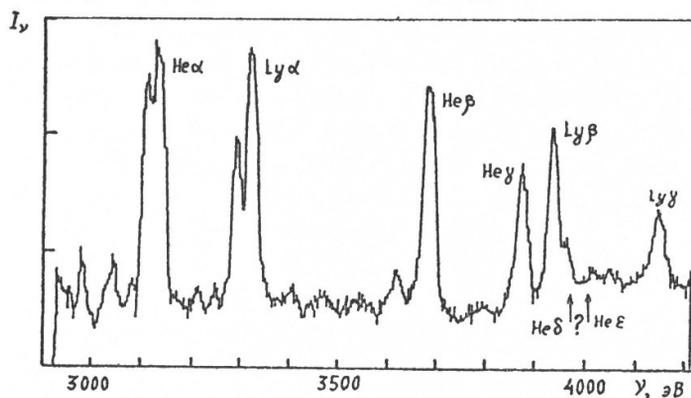


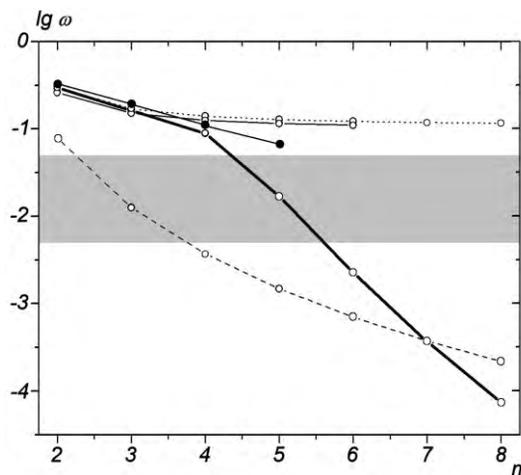
Рисунок 2. Рентгеновский спектр лазерной плазмы в эксперименте [10]

Для апробации модели нужно объяснить сразу полную серию линий, включая следующие характеристики: количество наблюдаемых линий, отношение интенсивностей всех линий серии (силы осцилляторов), качественную форму линий (отсутствие у них «крыльев») и их ширины. Этого нет в оригинальных экспериментальных работах. Наши оценки показали, что эффект Доплера приводит к уширению линий на ~ 1 эВ, чем можно пренебречь. Расчеты по предложенной теории микрополя показали следующее.

Во-первых, число наблюдаемых линий объясняется хорошо: в эксперименте слабо видна четвертая линия и почти незаметна пятая, а по расчету должно наблюдаться на одну линию больше. Такая разница очень невелика по сравнению с расчетами по другим моделям. При этом основной вклад в исчезновение линий здесь вносит линейная компонента микрополя, а вклады скалярного и квадрупольного членов малы.

Во-вторых, форма линий определяется сверткой тонкой дельта-образной первичной линии с функцией распределения микрополя. Линейная компонента микрополя имеет максвелловское распределение, которое резко обрывается как при малых, так и при больших напряженностях. Это приводит к отсутствию крыльев линии, что качественно согласуется с экспериментом.

Ширины и относительные интенсивности линий лишь по порядку величины согласовались с нашими расчетами. Однако нам неизвестны истинные плотности вещества мишени, и мы использовали оценки экспериментаторов. Эти величины сильно влияют на ответ. Поэтому для более надежного сопоставления необходимо подробные данные об экспериментах, которые в литературе отсутствуют.



Темные маркеры – эксперимент, светлые – различные модели (указаны в тексте)

Рисунок 3. Заселенности уровней Ar^{+16} с главным квантовым числом n в эксперименте [10].

На рис. 3 показаны расчеты заселенности по разным моделям. Темными маркерами показаны экспериментальные оценки заселенности по линиям рис. 2. Жирной линией показана модель QUIP. Видно, что ее теоретические заселенности удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Штриховой линией показана часто используемая модель Планка-Ларкина [11]. Она сильно занижает заселенности. Согласно ей, наблюдались бы интенсивная первая и слабая вторая линии. Тонкой сплошной линией показаны модели дебаевского типа, рассчитывающие количество уровней в дебаевском потенциале. Эти модели сильно завышают количество наблюдаемых линий: они предсказывают не менее 8 наблюдаемых линий, причем их интенсивности должны быть примерно одинаковы. Это резко противоречит эксперименту. То же относится к модели, в которой состояния обрезаются, если квазиклассическая точка поворота волновой функции выходит за пределы радиуса ячейки R (пунктирная линия).

Таким образом, все ранее представленные в литературе модели неправильно описывают количество и интенсивность наблюдаемых линий, и только модель QUIP разумно их передает. Аналогичная картина получается для экспериментов в совершенно других условиях: водородная плазма в капиллярном разряде при $T \sim 20$ кК.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-11-10001

Список литературы

1. Holtzmark J. // Ann. Phys. 1919. Vol. 58. P. 577.
2. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров – М.: Изд-во физ. -мат. литературы, 1963.
3. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. – М.: Мир, 1978.
4. Iglesias C.A., DeWitt H.E., Lebowitz J.T. et al. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31. P. 1698.
5. Broyles A.A. // Phys.Rev. 1955. Vol. 100, P. 1181.
6. Голосной И.О., Денисов О.Б., Орлов Н.Ю. // Матем. моделирование. 1994. Т. 6, № 9, С. 3
7. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. // ДАН. 2006. Т. 411. № 1. С. 36.
8. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. // ДАН. 2008. Т. 418. № 5. С. 614.
9. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А., Белов А.А. База данных ТЕФИС. Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва.
10. Hooper F., Jr., Mancini R.C., Kilcrease D.P., et. al. // SPIE. High intensity laser-matter interactions. 1988, V.913, P.129.
11. Ларкин А.И. // ЖЭТФ, 1960, Т. 38, № 6, С.1896.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАЗМЫ УДАРНО-СЖАТОГО АРГОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИКРОВОЛНОВОЙ ДИАГНОСТИКИ

Е.Н. Богданов, М.В. Жерноклетов, Г.А. Козлов, А.Б. Медведев, А.В. Родионов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение. При воздействии сильных ударных волн, концентрированного лазерного излучения, электронных и ионных потоков на вещество возникает неидеальная плазма, которая определяет поведение вещества в широкой области фазовой диаграммы от твердого тела и жидкости до нейтрального газа, включая фазовые границы кипения и плавления. Экспериментальная информация о термодинамике неидеальных систем в этой области параметров крайне важна. Поэтому большое значение приобретают развитие модельных представлений о неидеальных высокотемпературных средах и экспериментальных методов их подтверждения. В частности, важную информацию для определения ионизационного состава плазмы дают эксперименты по определению коэффициента электропроводности вещества в условиях сильного разогрева и сжатия.

Среди методов исследования ударно-волновых и детонационных процессов в последнее время очень активно используется микроволновая (радиоинтерферометрическая) диагностика [1]. В работе [2] с помощью радиоинтерферометра исследовали влияние проводимости ударно-сжатого газа на регистрацию скорости движения лайнера. Полученные оценки проводимости воздуха и гелия за фронтом ударных волн (УВ) показали, что в зависимости от газа существуют пороговые значения скорости лайнера, при превышении которых радиоизлучение отражается от фронта УВ в газе, т.е. радиоинтерферометр регистрирует перемещение фронта УВ в газе, а не поверхности лайнера.

Удобным объектом исследования термодинамических и проводящих свойств веществ в плазменных состояниях являются инертные газы [3], поскольку они обладают простой плотноупакованной электронной структурой. Кроме того, отсутствие сложных молекулярных и ионно-молекулярных образований при ударно-волновом сжатии инертных газов облегчает интерпретацию таких экспериментов. В настоящей работе в качестве исследуемого вещества выбрана ударно-сжатая плазма аргона.

Цель настоящей работы это выявление границы применимости метода микроволновой диагностики для экспериментального определения кинематических и электрофизических характеристик ударно-сжатой неидеальной плазмы.

Описание метода микроволновой диагностики

Метод микроволновой диагностики относится к методам невозмущающим быстротекающие процессы в сплошных средах и служит для измерения перемещений и скоростей физических объектов, способных отражать радиоволны миллиметрового диапазона. Для реализации данного метода используется радиоинтерферометр, обобщенная структурная схема которого представлена на рисунке 1.

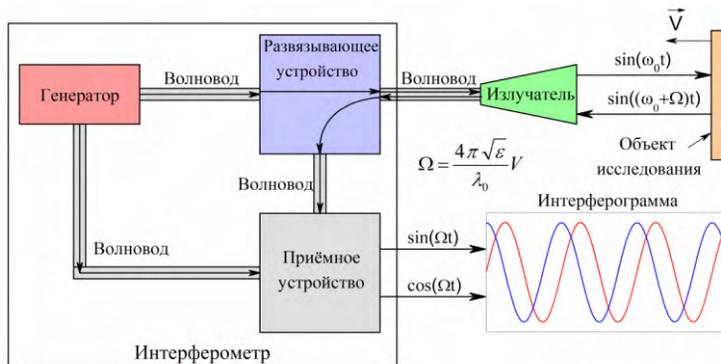


Рисунок 1. Обобщенная схема интерферометра

Радиоинтерферометр работает следующим образом: создаваемые генератором непрерывные электромагнитные колебания постоянной мощности на фиксированной частоте через элементы волноводного тракта и развязывающее устройство поступают на антенну и зондируются на исследуемый объект. При появлении на пути радиоизлучения препятствия со скачком диэлектрической проницаемости (например, фронт УВ) происходит отражение радиоволн. Часть энергии отраженных от препятствия волн возвращается на антенну и в приемном устройстве происходит преобразование принятого с антенны сигнала с сигналом генератора, результатом которого является сигнал на частоте, равной разности частот принимаемых и излучаемых интерферометром радиоволн, регистрируемый в виде интерферограммы.

Информация о перемещении и мгновенной скорости фронта УВ связана с текущей фазой и мгновенной частотой интерферограммы посредством эффекта Доплера. В случае нормального падения плоской монохроматической электромагнитной волны для поступательно движущейся отражающей поверхности эта связь может быть получена из уравнения для текущей фазы плоской отраженной волны $\varphi(t)$:

$$\varphi(t) = \omega_0 t - kx, \quad (1)$$

где ω – круговая частота падающей волны, t – текущее время, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число падающей волны, λ – длина волны в свободном пространстве, $x = x_0 + 2Vt$ – расстояние от антенны интерферометра до отражающей поверхности в момент времени t , x_0 – начальное расстояние от антенны интерферометра до отражающей поверхности, V – модуль скорости движения объекта. Из уравнения следует, что приращение фазы $\Delta\varphi$ за время Δt равно

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - 4\pi V \Delta t / \lambda, \quad (2)$$

где $\varphi_0 = \omega_0 \Delta t$ – приращение фазы опорного сигнала. Таким образом, среднее значение вектора скорости на интервале Δt будет равно:

$$V = -(\Delta\varphi / \Delta t - \omega_0) \lambda / 4\pi, \quad (3)$$

где $\Delta\varphi / \Delta t = \omega(t)$ – мгновенная частота принимаемого сигнала, а разность частот $\{\omega(t) - \omega_0\} = \Omega(t)$ – доплеровский сдвиг частоты принимаемого интерферометром сигнала относительно частоты излучаемого им сигнала.

Помимо фазовых измерений интерферограммы, имеется возможность использовать и её амплитудные измерения для определения коэффициента отражения от фронта УВ по значению отношения амплитуды сигнала, отраженного от фронта УВ к амплитуде эталонного отражателя. В миллиметровом диапазоне длин волн, эталонным отражателем является металлический экран экспериментальной сборки с коэффициентом отражения электромагнитной волны по модулю равным $|\Gamma| = 1$. Следовательно, модуль коэффициента отражения радиоизлучения от фронта ударной волны можно определить как:

$$|\Gamma| = \frac{A}{A_0}, \quad (4)$$

где A_0 - амплитуда сигнала, отраженного от металла, A - начальная амплитуда сигнала, отраженного от фронта УВ.

В свою очередь коэффициент отражения радиоизлучения от границы раздела двух сред связан с диэлектрической характеристикой этих сред соотношением (5):

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \quad (5)$$

где $\varepsilon_1 = 1$ - коэффициент диэлектрической проницаемости невозмущенного газа перед фронтом УВ, ε_2 - комплексный коэффициент диэлектрической проницаемости ударно-сжатого ионизованного газа за фронтом УВ:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon - \frac{4\pi\sigma}{\omega_0}i \quad (6)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ - круговая частота, f_0 - частота зондирующего излучения, σ - удельная проводимость ударно-сжатого ионизованного газа.

Для оценки диэлектрической проницаемости ε и удельной проводимости σ ионизированного газа воспользуемся выражениями из [4]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_e e^2}{m_e \varepsilon_0 (\omega_0^2 + \nu^2)} \quad \sigma = \frac{N_e e^2 \nu}{m_e (\omega_0^2 + \nu^2)} \quad (7)$$

здесь ν - число соударений электрона с тяжелыми частицами в 1с, $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ - масса электрона, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд электрона, $N_e - \text{см}^{-3}$ - электронная плотность газа.

Частота соударений электронов с тяжелыми частицами складывается из частоты соударений с нейтралами и ионами $\nu = \nu_n + \nu_i$. Поскольку $\nu_n \gg \nu_i$, то основной вклад в диэлектрическую проницаемость дают соударения с нейтральными молекулами, определяемой формулой [4]:

$$\nu_n = 1.22 \cdot 10^{27} a^2 \frac{N_m}{N_L} \sqrt{\frac{T}{300}} \quad (8)$$

где $a - \text{см}$ - радиус молекулы газа, для аргона $a(\text{Ar}) = 0.37 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, $N_m - \text{см}^{-3}$ - концентрация молекул, $N_L = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - число Лошмидта.

В случае ударных волн выполняется соотношение

$$\frac{N_m}{N_L} = \frac{D}{D-U} \quad (9)$$

где D и U - скорость ударной волны и массовая скорость вещества за её фронтом соответственно.

Следовательно, для определения концентрации электронов N_e и проводимости σ газа за фронтом ударной волны необходимо решить систему уравнений (5)-(9), в которой экспериментально определяемыми параметрами являются скорость ударной волны D и значение коэффициента отражения излучения Γ от фронта ударной волны в газе.

В экспериментах применялись два радиоинтерферометра с длинами волн зондирующего излучения $\lambda_1 = 3,2 \text{ мм}$ ($\omega_1 = 5,9 \cdot 10^{11} \text{ ГГц}$) и $\lambda_2 = 2,1 \text{ мм}$ ($\omega_2 = 8,8 \cdot 10^{11} \text{ ГГц}$). Согласно общепринятым представлениям [4] радиоизлучение отражается от слоя газовой плазмы, если частота зондирующего излучения ω меньше или равна собственной частоте плазмы

$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}}$. Собственную частоту плазмы можно оценить по результатам термодинамического

расчета ударно-волнового сжатия газообразного аргона [7]. По данному расчету, определяется параметр u - скорость летящего лайнера, для которого собственная частота плазмы соответствует

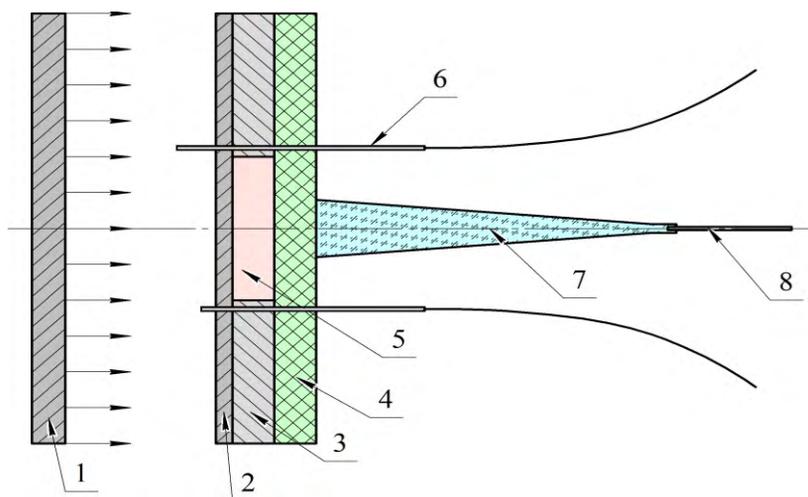
частоте зондирующего излучения. Из расчета следует, что равенство частот выполняется при скоростях движения лайнера $u_1 = 1,8$ км/с и $u_2 = 1,87$ км/с, для длины волны зондирующего излучения $\lambda_1 = 3,2$ мм и $\lambda_2 = 2,1$ мм соответственно. Следовательно, для того, чтобы определить характеристик отраженного радиоизлучения от фронта ударной волны, в работе использовались метательные устройства со скоростями движения лайнеров больше $u \geq 1,9$ км/с.

Постановка экспериментов

Опыты по ударному сжатию аргона выполнены на взрывных метательных устройствах плоской геометрии аналогичных устройствам, ранее примененных в работе [5], [6]. На рисунке 2 представлена общая схема проведения экспериментов.

Разгон металлических ударников в этих устройствах осуществляется продуктами детонации цилиндрических зарядов взрывчатых веществ. Столкновение движущихся ударников с экранами газовых кювет приводит к образованию ионизирующих ударных волн в исследуемом газе. Изменение характеристик ударно-сжатой плазмы осуществлялось применением активных зарядов различных геометрических размеров, а также путем варьирования толщин и материалов ударников.

Диагностика ионизирующих ударных волн осуществлялась с помощью микроволновых интерферометров с длинами волн зондирующего излучения 3,2 и 2,1 мм. Измерение волновой скорости в экранах, осуществлялось электроконтактной методикой [6]. Опыты проводились при начальном давлении аргона 1 атм. и температуре $\sim 273^\circ\text{K}$.



1 – ударник; 2 – экран; 3 – корпус; 4 – крышка; 5 – газ;
6 – электроконтактный датчик; 7 – излучатель; 8 – диэлектрический волновод

Рисунок 2. Схема проведения экспериментов

Экспериментальные результаты

Проведено десять экспериментов, где применялся радиоинтерферометр с длиной волны зондирующего излучения $\lambda_1 = 3,2$ мм, в четырех из них использовался радиоинтерферометр с длиной волны зондирующего излучения $\lambda_2 = 2,1$ мм.

В соответствии с законами сохранения при выходе ударной волны из экрана в газ скорость движения экрана и массовая скорость движения частиц газа за фронтом ударной волны совпадают. Используя этот факт, в опытах электроконтактными датчиками измеряли скорости движения экранов, которые отождествляли с массовыми скоростями U движения частиц за фронтами ударных волн.

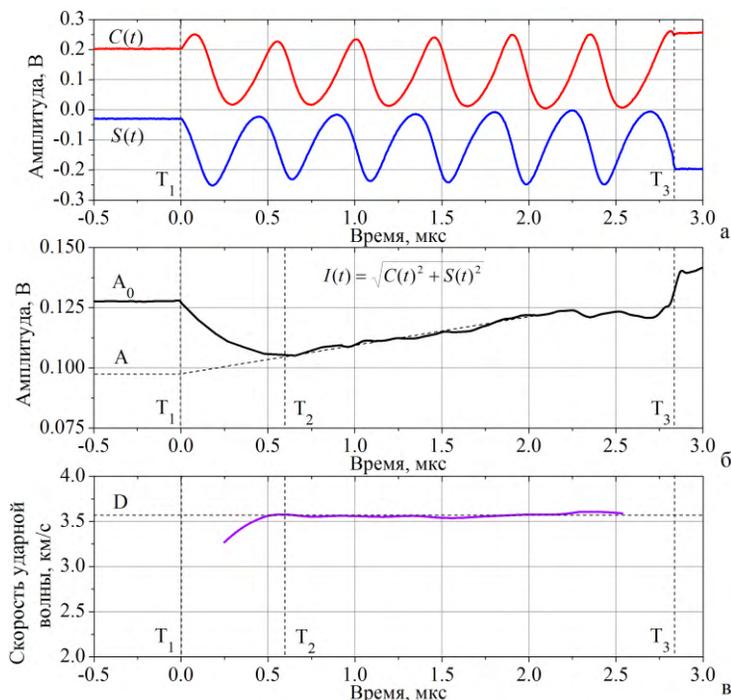
В первом эксперименте зарегистрированное радиоинтерферометром значение скорости 2,28 км/с совпало со значением скорости экрана, зарегистрированным электроконтактной методикой.

Данный экспериментальный факт свидетельствует об отсутствии влияния ионизации за фронтом ударной волны на регистрацию движения поверхности экрана при указанном значении скорости. Во всех остальных девяти эксперимента радиointерферометром регистрировалось движение ударной волны.

Результатом регистрации является интерферограмма, представляющая из себя пару квадратурных сигналов $C(t)$ и $S(t)$ (см. рисунок 3а). На рисунке 3б для иллюстрации показана амплитудная характеристика интерферограммы $I(t) = \sqrt{C(t)^2 + S(t)^2}$ и указаны значения амплитуд сигнала, по которым определялся модуль коэффициента отражения $|\Gamma| = \frac{A}{A_0}$, где амплитуда сигнала A_0 соответствует отражению микроволнового излучения от металлического экрана и амплитуда A - это линейная экстраполяция амплитудной зависимости отражённого сигнала к значению момента времени выхода ударной волны в аргон.

Результат фазовой обработки интерферограммы дает зависимость мгновенной скорости ударной волны в аргоне D от времени, которая для иллюстрации представлена на рисунке 3в.

Также на рисунке 3 указаны времена характерных процессов в эксперименте: T_1 - момент входа ударной волны в аргон; T_2 - завершение переходных процессов; T_3 - выход ударной волны из аргона.



(а) - микроволновая интерферограмма; (б) – зависимость огибающей сигнала от времени; (в) – зависимость скорости ударной волны от времени

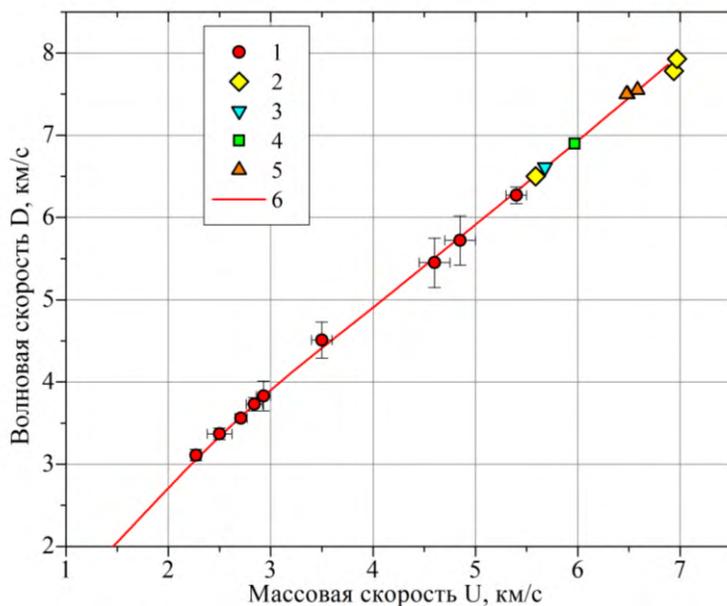
Рисунок 3. Результаты микроволновой диагностики

В таблице 1 приведены экспериментальные результаты: скорость ударной волны D , коэффициент отражения $|\Gamma|$ от фронта ударной волны и вычисленные значения проводимости σ и концентрации электронов N_e за фронтом ударной волны. Также в таблице представлены значения массовых скоростей U , зарегистрированные электроконтактными датчиками.

Таблица 1. Результаты экспериментов по исследованию плазмы аргона

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8	9
U, км/с	2,32±0,05	2,50±0,12	2,71±0,06	2,84±0,08	2,93±0,07	3,50±0,10	4,6±0,15	4,85±0,15	5,40±0,05
$\lambda_0=3,2$ мм									
D, км/с	3,11±0,07	3,37±0,07	3,56±0,02	3,73±0,08	3,83±0,18	4,51±0,22	5,45±0,3	5,72±0,3	6,23±0,05
Г	0,67±0,05	0,78±0,06	0,84±0,07	0,85±0,07	0,86±0,08	0,86±0,06	0,87±0,07	0,86±0,09	0,85±0,09
σ , (Ом см) ⁻¹	0,7±0,3	1,7±0,6	3,6±1,7	4,1±2,1	4,7±2,8	5,0±2,1	5,4±2,8	5,0±2,1	4,1±2,8
N _e , см ⁻³	(1,1±3,0) x10 ¹⁷	(2,4±0,9) x10 ¹⁷	(5,3±1,1) x10 ¹⁷	(5,8±1,5) x10 ¹⁷	(6,7±2,6) x10 ¹⁷	(7,5 ±2,0) x10 ¹⁷	(8,2 ±3,0) x10 ¹⁷	(7,5 ±2,0) x10 ¹⁷	(5,8±1,5) x10 ¹⁷
$\lambda_0=2,1$ мм									
D, км/с	3,11±0,06	3,39±0,07	3,54±0,04	-	3,80±0,15	-	-	-	-
Г	0,60±0,05	0,80±0,05	0,83±0,06	-	0,85±0,06	-	-	-	-
σ , (Ом см) ⁻¹	0,4±0,3	2,3±1,5	3,1±2,2	-	4,1±2,1	-	-	-	-
N _e , см ⁻³	(4,96±3,01) x10 ¹⁶	(3,0±0,91) x10 ¹⁷	(4,2±1,14) x10 ¹⁷	-	(5,7±1,5) x10 ¹⁷	-	-	-	-

На рисунке 4 представлены экспериментальные данные таблицы 1 в D-U координатах для ударной адиабаты аргона при атмосферном давлении. На нем же приведены данные работ [7]-[10], а также результаты термодинамического расчета с использованием модифицированной модели Ван-дер-Ваальса (мВдВ) [10].

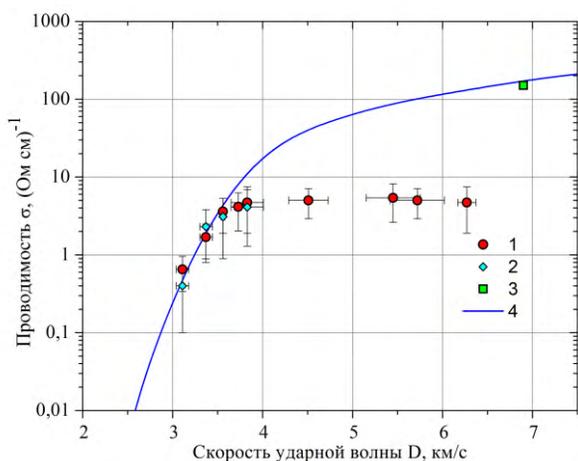


эксперимент: 1- настоящая работа $\lambda_0=3,2$ мм;
2 – [7]; 3 – [8]; 4 – [9]; 5 – [10]; 6 – расчет по модели мВдВ [11]

Рисунок 4. Ударная адиабата аргона в D-U переменных

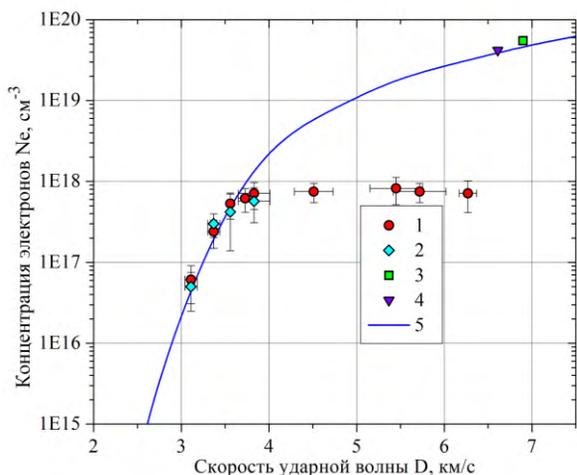
Как видим из рисунка 4 данные, полученные в настоящей работе, находятся в удовлетворительном согласии как с данными из других работ, так и с результатами расчета по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса [11].

На рисунке 6 и 7 представлены зависимости проводимости и концентрации электронов за фронтом ударной волны в аргоне от скорости ударной волны D. На графиках также представлены данные настоящей работы, данные работ [8] и [9], результаты расчетов с использованием модифицированной модели Ван-дер-Ваальса (мВдВ) [11].



эксперимент: 1- настоящая работа $\lambda_0=3,2$ мм;
2 – настоящая работа $\lambda_0=2,1$ мм; 3 – [9];
4 – расчет по модели мВдВ [11]

Рисунок 6. Зависимость удельной проводимости σ за фронтом ударной волны от её скорости D



эксперимент: 1 - настоящая работа $\lambda_0=3,2$ мм;
2 – настоящая работа $\lambda_0=2,1$ мм; 3 – [9]; 4 – [8];
5 – расчет по модели мВдВ [11]

Рисунок 7. Зависимость концентрации электронов N_e за фронтом ударной волны от её скорости D

Из рисунков 6 и 7 видно, что экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с результатами расчета по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса[11] в диапазоне волновых скоростей $D=3,1\div 3,6$ км/с. Дальнейшее увеличение скорости приводит к существенному расхождению экспериментальных данных с расчетом, которое может быть объяснено эффектом экранировки излучения. Этот эффект, обоснование которого дано в [12], заключается в ионизации невозмущенного газа перед фронтом ударной волны потоком излучения, испускаемого нагретым до температур 10000-20000 °К газом за фронтом ударной волны, что приводит к поглощению части энергии зондирующего микроволнового излучения и, соответственно, к уменьшению коэффициента отражения от волнового фронта. Эксперименты показали, что при увеличении скорости ударной волны в аргоне до 8-9 км/с невозмущенный газ ионизируется настолько, что в итоге перестает пропускать зондирующее микроволновое излучение.

Заключение. Исследованы ударно-волновые и электрофизические характеристики плазмы ударно-сжатого аргона, находящимся при начальном давлении 1 атм и температуре ~ 273 °К. Исследование проводилось с использованием метода микроволновой доплеровской диагностики на основе радиоинтерферометров с длинами волн зондирующего излучения 3,2 и 2,1 мм в диапазоне давлений от 12 до 63 МПа ($D=3,1\div 3,6$ км/с).

По результатам измеренных скоростей ударных волн, получена ударная адиабата аргона, которая хорошо согласуется с данными других авторов и результатами расчета по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса. Получен массив коэффициентов отражения электромагнитного излучения на длинах волн 3,2 и 2,1 мм от фронта ударной волны, на основании которого определена проводимость и концентрация электронов во фронте ударной волны. Экспериментальные данные согласуются с расчетом по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса в диапазоне скоростей $D=3,1\div 3,6$ км/с. При дальнейшем увеличении скорости, обнаружено проявление эффекта экранировки зондирующего излучения.

Список литературы

1. Микроволновая диагностика. Глава 5 в кн. Невозмущающие методы диагностики быстротекущих процессов / Под ред. доктора техн. наук А. Л. Михайлова. – Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.-322 с.
2. Огородников В.А., Михайлов А.Л., Пешков В.В.и др. О влиянии проводимости ударно-сжатого газа на регистрацию параметров движения лайнера с помощью интерферометрических методов // ЖЭТФ, 2012г., т.141, вып. 1, с. 182-188.
3. J. Zheng, Y.J. Gu, Z.Y. Chen and Q.F. Chen Measurements of the equations of state and spectrum of nonideal xenon plasma under shock compression. Psysical Review E 82, 026401 (2010)
4. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: НАУКА, 1967, 684 с.
5. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / Под ред. М.В. Жерноклетова – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005, 428 с.
6. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Под ред. Р.Ф. Трунина. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006, 531
7. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Иосилевский И. Л., Фортов В. Е. Термодинамические свойства неидеальной плазмы аргона и ксенона // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 546-585.
8. Фортов В.Е., Леонтьев А.А., Дрёмин А.Н., Грязнов В.К. Генерация неидеальной плазмы мощными ударными волнами // ЖЭТФ, 1976, т. 71, № 1(7), с. 225-236.
9. Иванов Ю.В., Минцев В.Б., Фортов В.Е., Дремин А.Н. Электропроводность неидеальной плазмы // ЖЭТФ, 1976, т. 71, №1(7).
10. Беспалов В. Е., Грязнов В. К., Дрёмин А. Н., Фортов В. Е. Динамическое сжатие неидеальной плазмы аргона // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6(12).С. 2059-2066.

11. Медведев А.Б. Уравнение состояния и коэффициенты переноса аргона на основе модифицированной модели Ван-дер-Ваальса до давлений 100ГПа // ФГВ, 2010, т. 46, №4, с. 116-126.
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматлит, 1963., 632 стр. с илл.

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ПММА НА УДАРНОЙ ВОЛНЕ. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВТОРОЙ ФАЗЫ ПММА ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

В работах автора был развит новый подход к описанию фазового превращения, как в инертных материалах, так и применительно к описанию детонации как процесса ФП [1-9]. Отличительной особенностью этого подхода являются детали, подробнее изложенные в работе [10].

Ниже приводится система уравнений для произвольного нестационарного газодинамического течения сплошной среды, в которой происходит неравновесное фазовое превращение (ФП).

$$\frac{dv}{dt} - v \cdot \text{div} \vec{U} = 0 \quad (a)$$

$$\frac{d\vec{U}}{dt} + v \cdot \vec{\nabla} P_Q = 0 \quad (b)$$

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{dt} = \frac{1}{T} \cdot \left(\frac{d\varepsilon^{(1)}}{dt} + P \cdot \frac{dv^{(1)}}{dt} \right) \quad (c)$$

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{dt} = \frac{1}{T} \cdot \left(\frac{d\varepsilon^{(2)}}{dt} + P \cdot \frac{dv^{(2)}}{dt} \right) \quad (d)$$

$$P_Q \equiv P - T \cdot \left(\frac{d\sigma}{dv} \right) \quad (e)$$

$$v \equiv (1 - \alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \quad (f) \quad (1)$$

$$\sigma \equiv (1 - \alpha) \cdot \sigma^{(1)} + \alpha \cdot \sigma^{(2)} \quad (g)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = K(\alpha, P, v) \quad (h)$$

$$v^{(2)} = v^{(2)}(P, T) \quad (k)$$

$$v^{(1)} = v^{(1)}(P, T) \quad (l)$$

$$\frac{\partial v}{\partial T} + \frac{\partial \sigma}{\partial P} = 0 \quad (m)$$

В системе уравнений (1) использованы общепринятые обозначения для физических параметров.

Система уравнений газовой динамики для вещества, испытывающего на ударной волне *неравновесное фазовое превращение*, ранее было получено с замыкающим условием, приведенным в [5,6]:

$$\Phi^{(2)} - \Phi^{(1)} = -v \cdot dP/d\alpha \quad (a) \quad dH = dQ = T \cdot d\sigma \quad (b) \quad (2)$$

Условие (2) было получено как *приближённое*, в предположении выполнения равенства (2-b). В настоящее время получено и строго доказано, что *точный критерий*, замыкающий полную газодинамическую систему для неравновесного фазового процесса, имеет вид:

$$\partial v / \partial T + \partial \sigma / \partial P = 0 \quad (3)$$

Условие (3) использовано в системе уравнений (1), уравнение (m). С помощью условия (3) и ударной адиабаты для первой фазы вещества в переменных (P, T) была получена система двух уравнений (4), которая определила для ударной волны **минимальное** ударное нагружение вещества, начиная с которого фазовое превращение будет проходить **по неравновесному сценарию** (точка на рисунке 1).

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial v^{(1)}(P, T)}{\partial T} \right) = 0 \\ \varepsilon^{(1)}(P, T) - \varepsilon^{(1)}(P_0, T_0) = \quad \Rightarrow (P_{bN}, T_{bN}) \\ \frac{(P + P_0)}{2} \cdot (v_0 - v^{(1)}(P, T)) \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} v^{(1)}(P_{bN}, T_{bN}) \equiv v_{bN}^{(1)} \\ D_{bN} = v_0 \cdot \sqrt{\frac{P_{bN} - P_0}{v_0 - v_{bN}^{(1)}}} \end{cases} \quad (5)$$

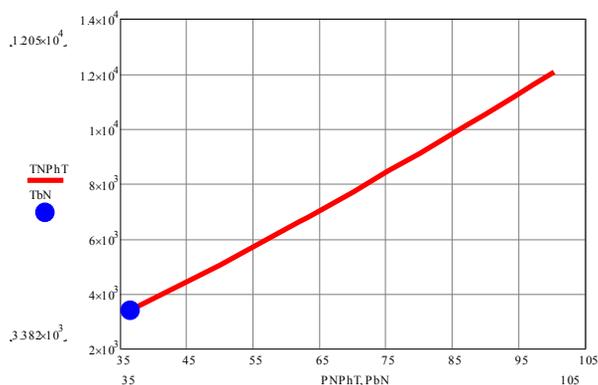
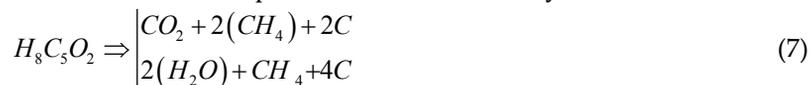


Рисунок 1. Фазовая диаграмма неравновесного фазового превращения в ПММА. Температура T в $^{\circ}\text{K}$, давление P в ГПа на фронте ударного скачка

Для ПММА это точка с такими начальными параметрами для ударной волны (рисунок 1), выше которых за ударным скачком будет развиваться неравновесное фазовое превращение:

$$\left\{ P_{bN} = 36.94 \text{ ГПа}, T_{bN} = 3382 \text{ }^{\circ}\text{K}, v_{bN}^{(1)} = 0.4498 \text{ см}^3 / \text{г}, D_{bN} = 8.129 \text{ км/с}, U_{bN} = 3.809 \text{ км/с} \right\} \quad (6)$$

Основной блок молекул **мономера** ПММА можно записать так: $\text{H}_8\text{C}_5\text{O}_2$. При этом для ПММА при неравновесном ФП возможны два канала образования новых молекул:



1 Уравнение состояния ПММА для неравновесного фазового превращения

Применяя метод "Нескольких виртуальных экранов" [4], получим наборы параметров для двух точек – точки начала неравновесного фазового превращения в ПММА (индекс b) и точки старта ударной адиабаты второй фазы ПММА в состоянии с новым составом молекул после неравновесного фазового превращения (индекс e).

Таблица 1. Параметры точки начала неравновесного ФП и точки старта ударной адиабаты 2 фазы для ПММА в процессе неравновесного ФП

Параметры точки начала ФП		Точка старта неравновесной адиабаты 2 фазы	
D_{bN} , км/с	8.167	D_{bN} , км/с	8.167
P_{bN} , ГПа	37.055	P_{eN} , ГПа	38.606
U_{bN} , км/с	3.85	U_{eN} , км/с	3.973
ρ_{bN} , г/см ³	2.232	ρ_{eN} , г/см ³	2.298
V_{bN} , см ³ /г	0.448	V_{eN} , см ³ /г	0.43522

Для сравнения приведём аналогичные параметры для *равновесного фазового превращения в ПММА* из [4].

Таблица 2. Параметры точки начала равновесного ФП и точки старта равновесной адиабаты 2 фазы

Параметры точки начала ФП		Точка старта равновесной адиабаты 2 фазы	
D_F , км/с	3.332	D_F , км/с	3.332
P_{bSW} , ГПа	1.43	P_{eSW} , ГПа	1.838
U_{bSW} , км/с	0.364	U_{eSW} , км/с	0.489
ρ_{bSW} , г/см ³	1.325	ρ_{eSW} , г/см ³	1.383
V_{bSW} , см ³ /г	0.755	V_{eSW} , см ³ /г	0.723

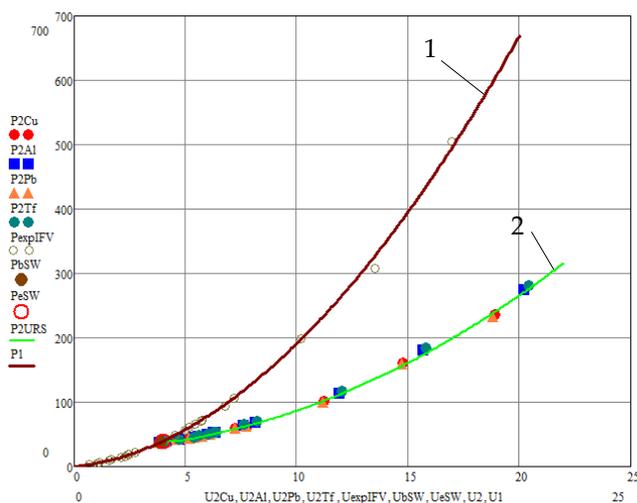


Рисунок 2. Зависимости $P(U)$ для первого (круги, линия 1) и второго фазовых состояний ПММА. P в ГПа, скорости в км/с. Линия 2– расчёт по уравнению состояния второй фазы – таблица 3

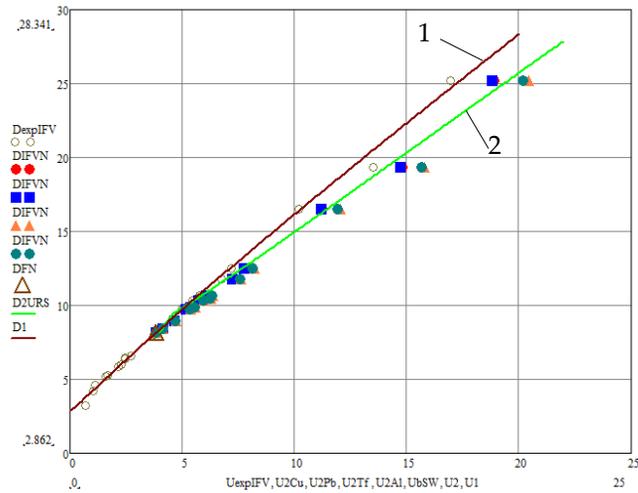


Рисунок 3. Зависимости $D(U)$ для первого (круги, линия 1) и второго фазовых состояний ПММА. Величины скоростей в км/с. Линия 2 – расчёт по уравнению состояния второй фазы – таблица 3

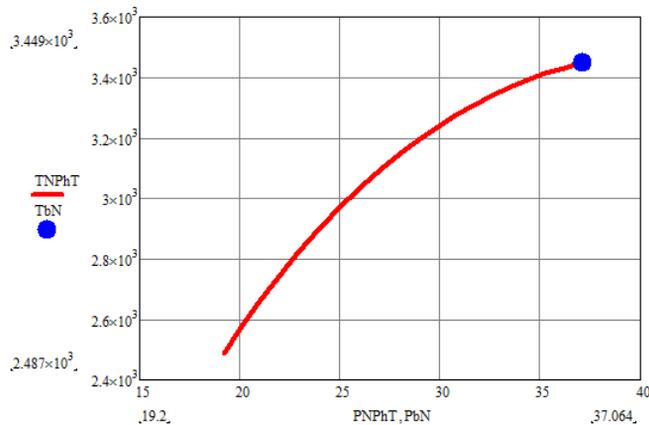


Рисунок 4. Зависимость температуры в ОК от давления P в ГПа на ударной волне для неравновесного фазового превращения. Температура и давление снижаются

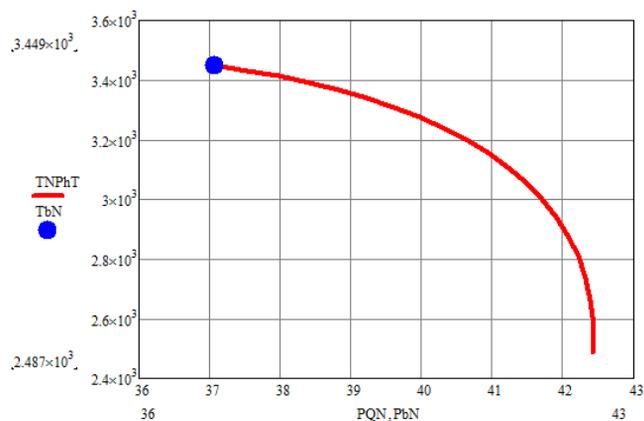


Рисунок 5. Зависимость температуры в ОК от полного давления PQ в ГПа на ударной волне для неравновесного фазового превращения. Температура снижается, а полное давление PQ растёт

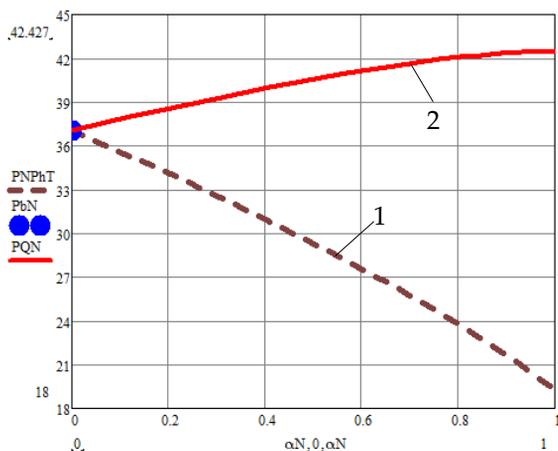


Рисунок 6. Зависимость давления P в ГПа (пунктир 1) и полного давления P_Q с учётом калорийности фазового превращения (линия 2) от массовой доли второй фазы

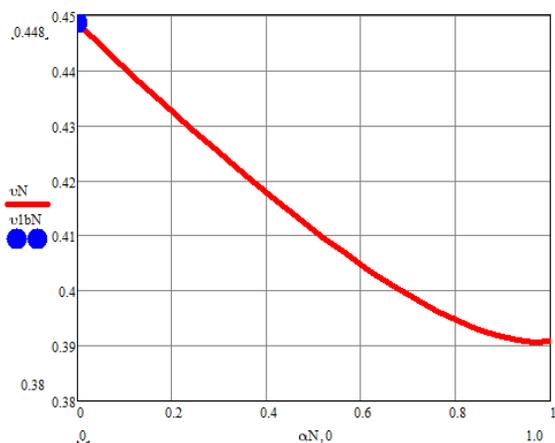


Рисунок 7. Удельный объём ГФТ в см³/г при неравновесном фазовом превращении на ударной волне сжатия в зависимости от массовой доли второй фазы

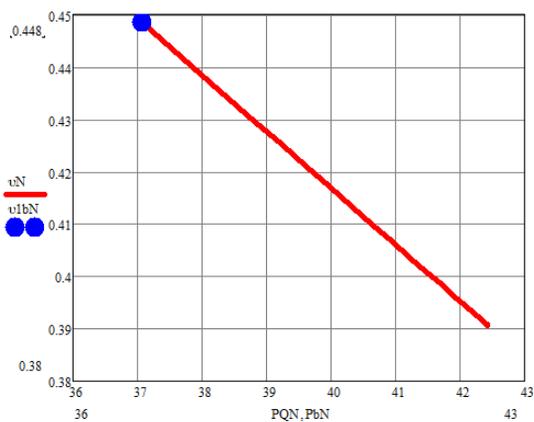


Рисунок 8. Удельный объём ГФТ в см³/г при неравновесном фазовом превращении на ударной волне в зависимости от давления P_Q в ГПа

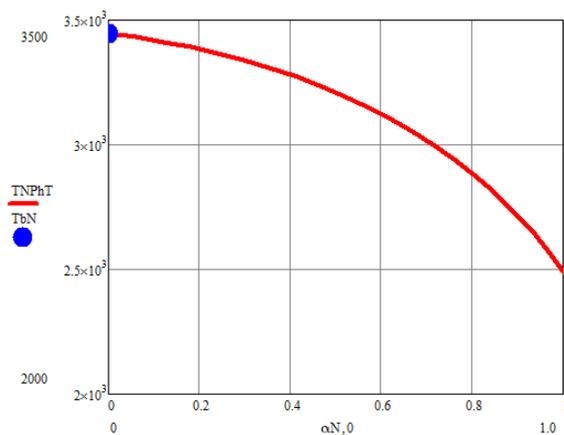


Рисунок 9. Поведение температуры в $^{\circ}\text{K}$ при неравновесном фазовом превращении в ударной волне в зависимости от массовой доли второй фазы

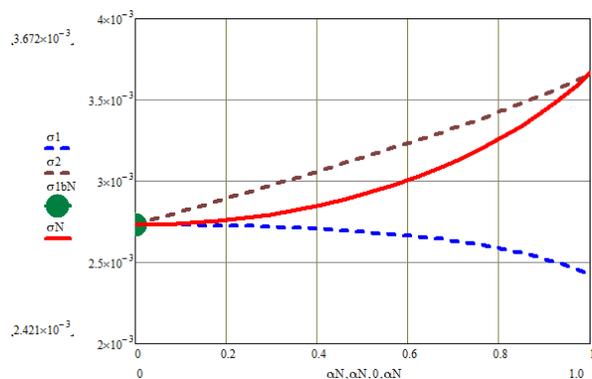


Рисунок 10. Поведение удельных энтропий в $\text{KДж/г}\cdot^{\circ}\text{K}$ первой и второй фазы и полной энтропии при неравновесном фазовом превращении на ударной волне в зависимости от массовой доли второй фазы

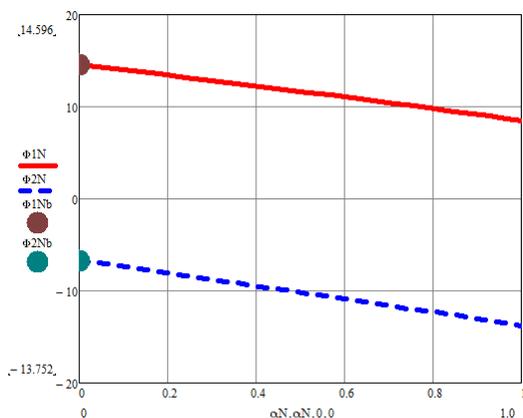


Рисунок 11. Поведение термодинамических потенциалов Гиббса в KДж/г фазовых фракций ПММА при неравновесном фазовом превращении на ударной волне в зависимости от массовой доли второй фазы

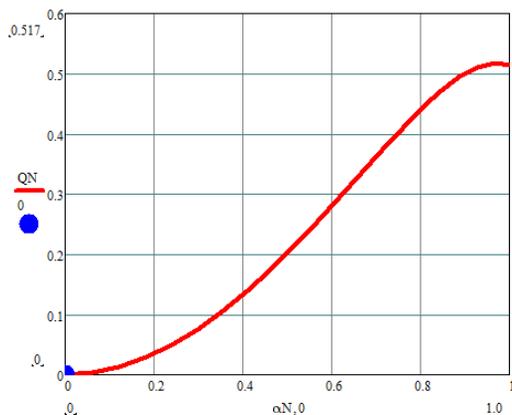


Рисунок 12. Калорийность Q_N в КДж/г неравновесного фазового превращения на ударной волне в зависимости от массовой доли второй фазы

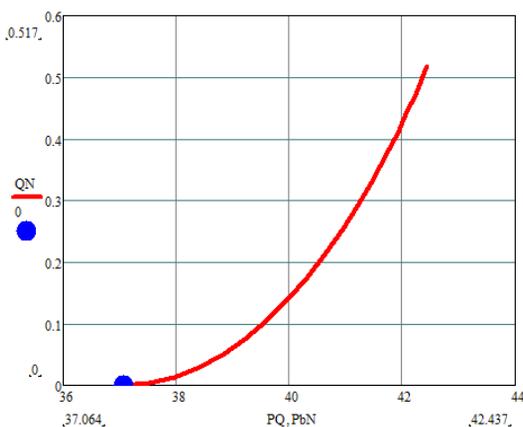


Рисунок 13. Калорийность Q_N в КДж/г неравновесного фазового превращения на ударной волне в зависимости от величины полного давления P_Q в ГПа

Из рисунка 6 видно, что по мере неравновесного фазового превращения в ПММА происходит снижение давления P и *рост полного с учётом калорийности давления P_Q . Удельный объём снижается*. Другими словами – неравновесный фазовый процесс в ПММА при параметрах ударного скачка (6) реализует *волну сжатия*, с небольшой положительной калорийностью Q за ударным скачком – рисунки 12 и 13. Из рисунка 11 видно, что процесс фазового превращения ПММА действительно неравновесный – термодинамические потенциалы Гиббса различаются, причём с самого начала фазового превращения. То, что полное давление P_Q выше давления без учёта калорийности P , указывает на выделение тепла Q при неравновесном фазовом превращении на ударной волне сжатия. Калорийность неравновесного фазового превращения в точке завершения ФП достигает величины $Q = 0.52$ КДж/г. В последней точке фазового превращения при $\alpha = 1.0$ условие Жуге не реализуется:

$$\{D = 8.168 \text{ км/с}, U = 4.402 \text{ км/с}, C = 5.245 \text{ км/с}\} \Rightarrow D < U + C$$

Поэтому, любая волна разрежения, идущая сзади такой ударной волны с неравновесным ФП, сможет догнать её и сорвать режим энерговыделения. И вообще, снизить давление на скачке до критической величины из списка параметров (6). Ниже этих величин процесс *неравновесного* фазового превращения с положительной калорийностью Q переходит в процесс *равновесного* фазового перехода.

Список литературы

1. Кузьмицкий И.В., М.В. Жерноклетов, В.В. Комиссаров. Новый подход к построению уравнения состояния вещества с фазовым переходом на фронте ударной волны. Уравнение состояния фенилона//Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 4. УДК 539.89. С. 103-113//Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2012. Vol. 48, № 4. УДК 539.89. PP. 465-474.
2. Кузьмицкий И.В. Гетерогенная физическая точка. Равновесный, неравновесный и квазиравновесный режим фазового превращения. Основные уравнения эволюции// International Conference "Shock Wave in Condensed Matter". St.-Petersburg-Novgorod, Russia. 2010. С. 251-255//XIII Харитоновские тематические научные чтения. Сб. тезисов докладов. Саров, 2011. С.137-141.// Труды XIII Харитоновских тематических научных чтений. Саров, 2011. С. 278-285.
3. Кузьмицкий И.В. Система уравнений для ударной адиабаты в области фазового перехода и её решение// International Conference "Shock Wave in Condensed Matter". St.-Petersburg-Novgorod, Russia. 2010. С. 255-259//XIII Харитоновские тематические научные чтения. Сб. тезисов докладов. Саров, 2011. С.141-146// Труды XIII Харитоновских тематических научных чтений. Саров. 2011. С. 285-292.
4. Кузьмицкий И.В. Фазовое превращение в бериллии. Метод нескольких виртуальных экранов. Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2015. С. 212-234.
5. Кузьмицкий И.В. Подвижная точка Жуге. Детонация как фазовый переход//LAP LAMBERT Academic Publishing. 2017. 452 с.
6. Кузьмицкий И.В. Подвижная точка Жуге в классической теории детонации. Детонация как фазовый переход//ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ. Монография. Саров. 2018. 317 с.
7. Кузьмицкий И.В. Пластифицированный ТЭН. Принцип Гленсдорфа-Пригожина при определении детонационных параметров в модели "Детонация как фазовое превращение". Труды международной конференции XIX Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2017. Том 1. С. 78-85.
8. Кузьмицкий И.В. Затухание ударной волны с фазовым превращением за фронтом ударного скачка. Труды международной конференции XIX Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2017. Том 1. С. 320-324.
9. Кузьмицкий И.В. Моделирование механизма откола в материалах с фазовым превращением. Применение к бериллию. Труды международной конференции XIX Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2017. Том 1. С. 414-422.
10. Кузьмицкий И.В. Модель плавления вещества на ударной волне на основе уравнений фазового превращения. Плавление бериллия. Труды международной конференции XXI Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2019. Настоящее издание.

УДАРНО-ВОЛНОВАЯ СЖИМАЕМОСТЬ ГАЗООБРАЗНОГО ДЕЙТЕРИЯ

Г.А. Козлов, Е.Н. Богданов, М.В. Жерноклетов, А.В. Родионов, М.Е. Шаврин,
А.В. Федоров, Е.А. Чудаков, Д.А. Калашников, И.С. Гнуттов, А.О. Яговкин

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение. Исследования поведения газов в экстремальных состояниях представляют интерес с точки зрения верификации широкодиапазонных уравнений состояния. Эти уравнения состояния необходимы, например, при решении проблемы осуществления инерциального термоядерного

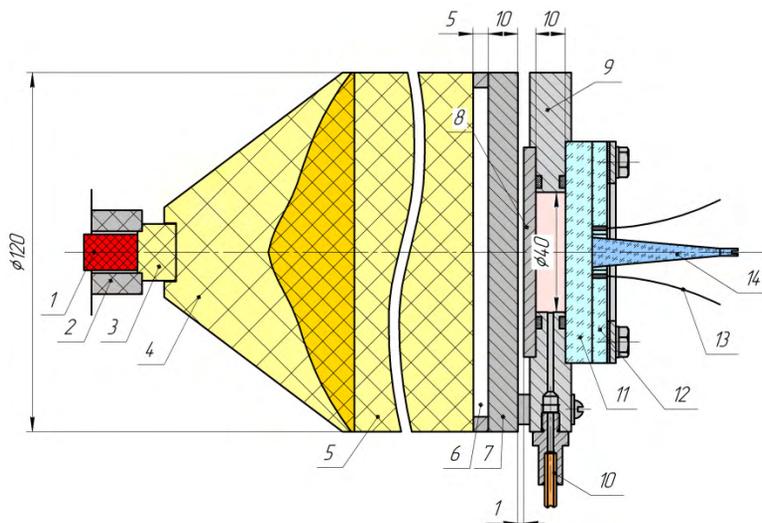
синтеза, а также при моделировании процессов образования и эволюции звезд и гигантских газовых планет.

Для изучения свойств газов при высоких давлениях и температурах широко применяется нагружение ударными волнами. Благодаря развитию методической базы и повсеместному внедрению методик доплеровской диагностики, имеется возможность продвинуться в исследованиях ударно-волнового сжатия газов, которые под воздействием импульсных давлений и температур являются плотной неидеальной плазмой.

В настоящем докладе представлены результаты экспериментов по исследованию ударно-волновой сжимаемости плотного газообразного дейтерия ($P_0=15$ атм.). Исследования проведены с применением двух независимых методик непрерывной доплеровской диагностики – гетеродин-интерферометра PDV ($\lambda=1550$ нм) и радиоинтерферометра ($\lambda=3,2$ мм).

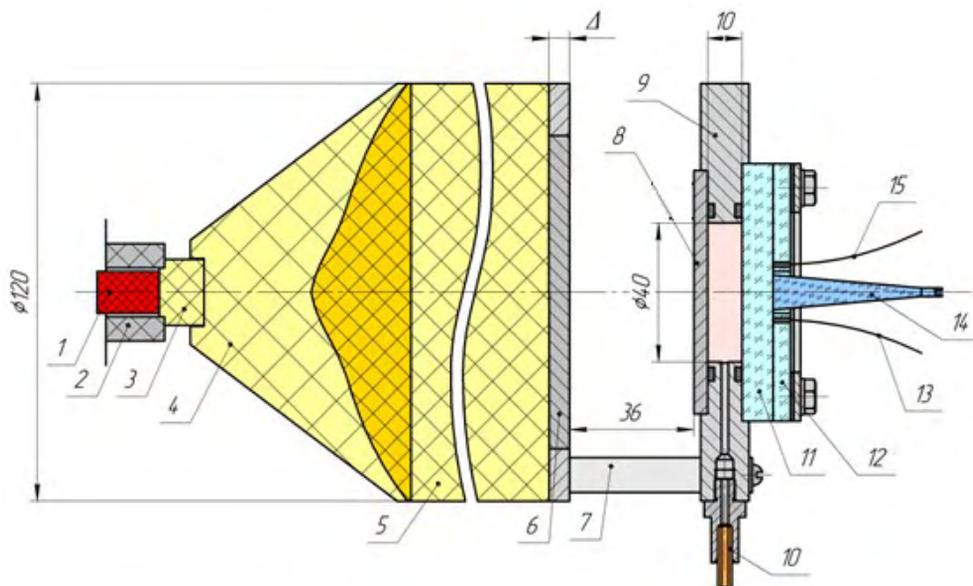
Постановка экспериментов

Проведено четыре взрывных эксперимента по определению динамических характеристик ударно-сжатого дейтерия. Разгон металлических ударников осуществлялся продуктами детонации цилиндрических зарядов взрывчатых веществ (ВВ). Определенная область давления ударного сжатия достигалась за счет варьирования толщины ударника и заряда ВВ. Эскизы экспериментальных сборок с различным типом нагружающих устройств представлены на рисунках 1 и 2.



- 1 – электродетонатор; 2 – розетка; 3 – промежуточный детонатор;
4 – плоскволновой генератор; 5 – заряд ВВ; 6 – воздушный зазор 5 мм;
7 – ударник, алюминий; 8 – экран, алюминий; 9 – корпус; 10 – трубопровод;
11 – окно; 12 – обойма; 13 – оптическое волокно методики PDV;
14 – излучатель радиоинтерферометра

Рисунок 1. Эскиз экспериментальной сборки №1



- 1 – электродетонатор; 2 – розетка; 3 – промежуточный детонатор;
4 – плосковолновой генератор; 5 – заряд ВВ; 6 – ударник, алюминий; 7 – стойка;
8 – экран, алюминий; 9 – корпус; 10 – трубопровод; 11 – окно; 12 – обойма;
13 – оптическое волокно методики PDV; 14 – излучатель радиоинтерферометра

Рисунок 2. Эскиз экспериментальной сборки №2

Тип нагружающего устройства, толщина ударника и экрана экспериментальной сборки, а также размер и состав активного заряда взрывчатого вещества в каждом опыте представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики нагружающих устройств

Опыт	Эксп. сборка	h ударника, мм	h экрана, мм	Заряд ВВ и его размер
1	№1	-	4	ВВ на основе гексогена Ø120x40
2	№2	6	4	ТНТ Ø120x80
3	№2	6	4	ВВ на основе гексогена Ø120x80
4	№2	4	4	ВВ на основе гексогена Ø120x180

Ударная волна в исследуемом газе заданной амплитуды создавалась при распаде разрыва на границе с алюминиевым экраном. В устройствах первого типа (см. рисунок 1) она генерируется в экране при торможении продуктов взрыва заряда мощного вторичного взрывчатого вещества, в устройствах второго типа (см. рисунок 2) – при торможении алюминиевого ударника, разгоняемого на базе 36 мм продуктами детонации активного заряда. Инициирование детонации в активном заряде взрывчатого вещества осуществлялось с использованием плосковолнового генератора.

Заполнение газом экспериментальных сборок производилось от автоматизированной системы напуска, с использованием в качестве источника дейтерия металлгидридного генератора на основе ванадия. Величина давления в процессе заполнения сборки измерялась датчиком давления WIKA (диапазон измерения 0...250 кг/см², класс точности 0,5).

На момент подрыва экспериментальных сборок давление дейтерия внутри сборок составляло 15 атм., начальная температура $T_0 = 10^\circ\text{C}$, начальная плотность дейтерия при данной температуре и давлении составляет $\rho_0 = 0,00262 \text{ г/см}^3$.

Регистрация движения поверхности алюминиевого ударника и момента прихода ударной волны в дейтерии на отсечку из полиметилметакрилата (окно поз. 11 на рисунках 1 и 2) осуществлялась с помощью 4-х канального комплекса гетеродин-интерферометра [1]. Метод измерений основан на регистрации интерференционного оптического сигнала с длиной волны зондирующего излучения ($\lambda=1550$ нм), несущего информацию о доплеровском сдвиге частоты зондирующего излучения при его отражении от движущейся поверхности с помощью высокочастотных фотодетекторов инфракрасного излучения с шириной полосы до 25 ГГц и широкополосного осциллографа с аналогичной шириной полосы пропускания. После выполнения обработки экспериментальных данных по алгоритму оконного преобразования Фурье с помощью полученных спектрограмм определяются скорости движения объектов.

Для тех же целей в опытах применялся радиоинтерферометр (РИФ) ПРИ-03, предназначенный для измерения перемещений и скоростей физических объектов, которые способны отражать радиоволны миллиметрового (3,2 мм) диапазона длин волн [1]. Результатом регистрации является сигнал на частоте, равной разности частот принимаемых и излучаемых радиоинтерферометром радиоволн -интерферограмма. После обработки интерферограммы в цифровой форме вычисляется ее текущая фаза и частота. Результаты вычислений регистрируются как функции времени. Текущая фаза и мгновенная частота интерферограммы несут информацию о перемещении и мгновенной скорости отражающего объекта. Связь параметров интерферограммы с параметрами движения исследуемого объекта обусловлена эффектом Доплера.

Экспериментальные результаты

На рисунке 3 представлены результаты регистрации с помощью гетеродин-интерферометра. Представленные профили скорости демонстрируют возможность регистрации не только движения свободной поверхности ударника, но и моменты прихода ударной волны в дейтерии на границу с окном из полиметилметакрилата (ПММА).

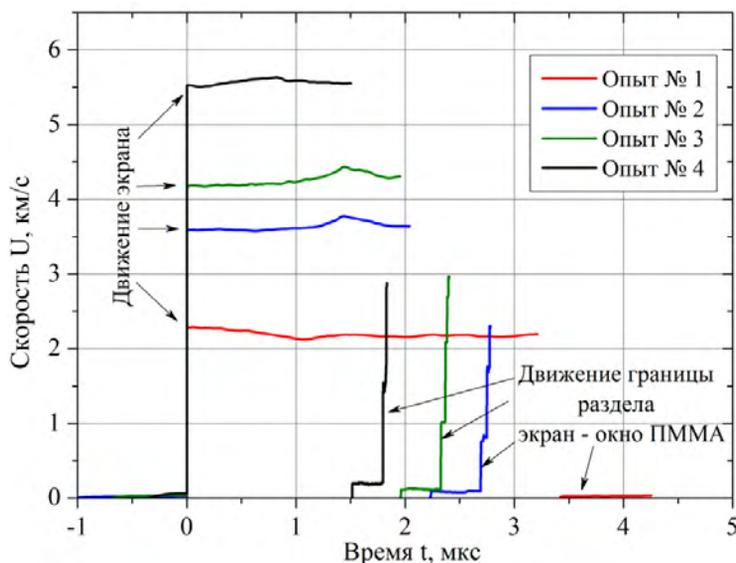


Рисунок 3. Экспериментальные зависимости скорости свободной поверхности экрана и границы раздела экран – окно ПММА от времени, зарегистрированные гетеродин-интерферометром

На рисунке 4 представлены зависимости скорости свободной поверхности экрана от времени, зарегистрированные гетеродин-интерферометром и радиоинтерферометром. Сравнение результатов демонстрирует согласие между двумя методиками, которое свидетельствует об отражении микроволнового излучения только от поверхности экрана. Следовательно, в опытах не зарегистрировано превышения проводимости ударно-сжатого дейтерия выше 0,001 См/см, а

определение скорости ударной волны в дейтерии при начальном давлении $P_0 = 15$ атм в диапазоне скоростей 2 – 5,6 км/с радиоинтерферометром невозможно.

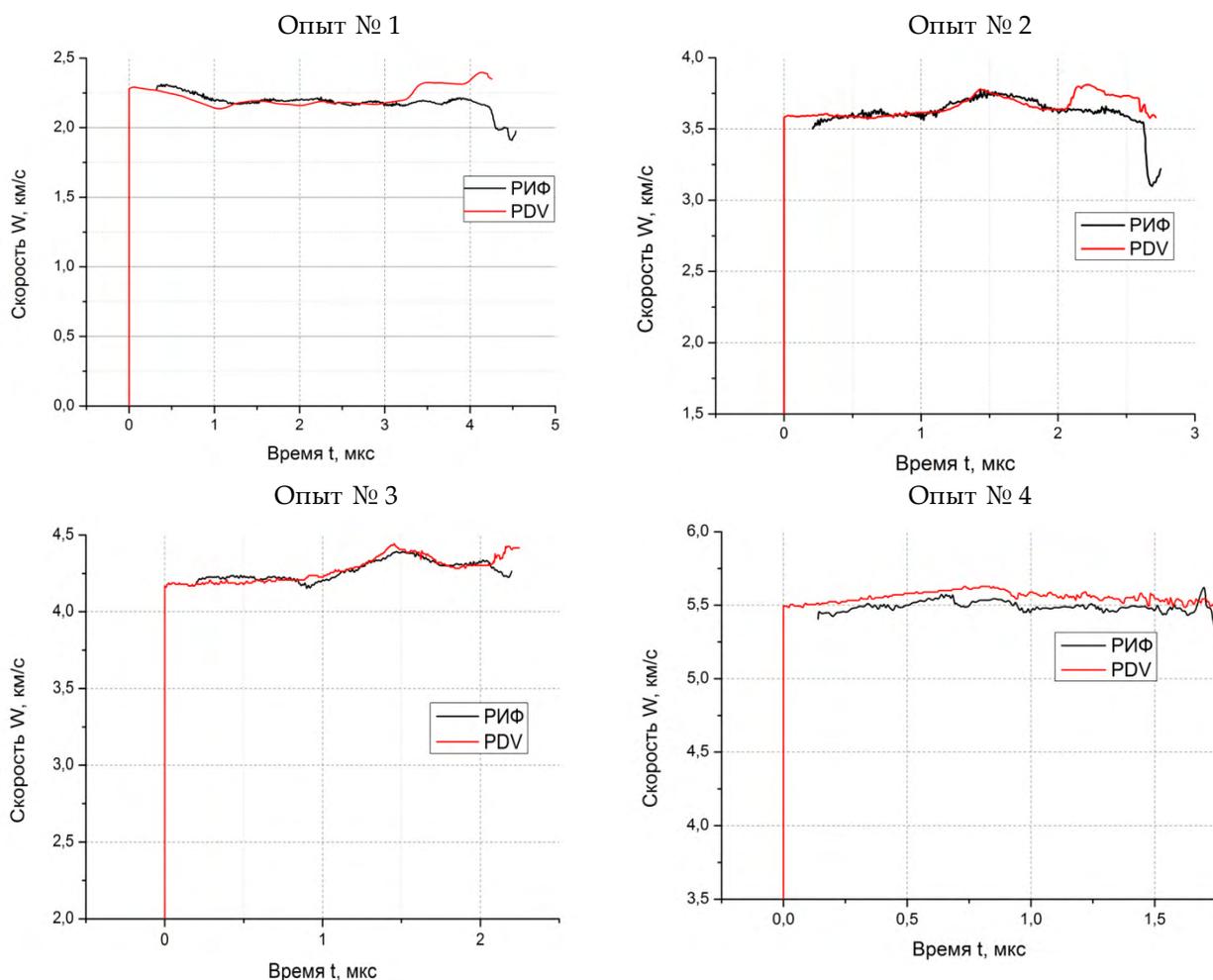


Рисунок 4. Зависимости скорости свободной поверхности экрана от времени, зарегистрированные гетеродин-интерферометром PDV и микроволновым радиоинтерферометром РИФ

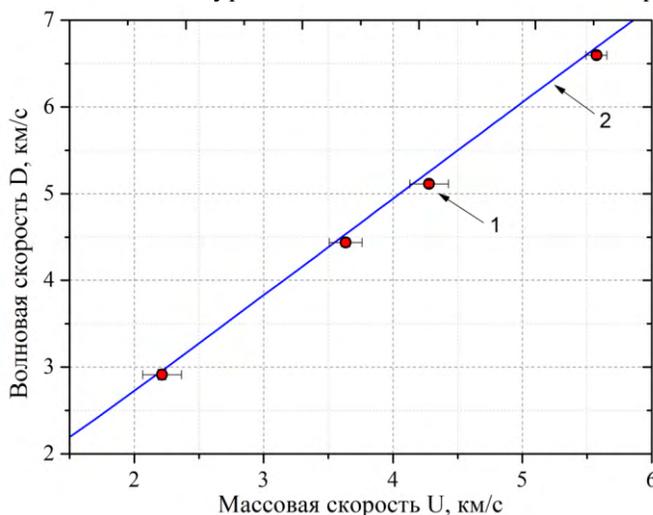
Полученные с помощью методики гетеродин-интерферометра данные позволяют получить информацию о параметрах ударно-волновой сжимаемости дейтерия. Средняя по базе измерения 10 мм скорость ударной волны в дейтерии D определялась по моментам времени начала движения свободной поверхности экрана и выхода ударной волны на поверхность оптического окна из ПММА. Массовая скорость U определялась путем усреднения скорости движения экрана на базе измерения. Данная процедура применялась для каждого из четырёх каналов регистрации, после чего производилось усреднение. В таблице 2 представлены результаты определения характеристик ударного сжатия с помощью гетеродин-интерферометра и радиоинтерферометра. Представленные в таблице 2 результаты демонстрируют согласие между двумя методиками регистрации скорости движения свободной поверхности экрана.

Данные методики гетеродин интерферометра были использованы для определения параметров ударного сжатия дейтерия, для этого использованы законы сохранения массы и импульса. Результаты приведены также в таблице 2.

Таблица 2. Результаты экспериментов

Опыт	U, км/с (РИФ)	U, км/с (PDV)	D, км/с (PDV)	P, ГПа	ρ , г/см ³
№1	2,20±0,07	2,22±0,15	2,91±0,04	0,0184±0,0015	0,0109±0,0016
№2	3,64±0,11	3,63±0,13	4,44±0,05	0,0438±0,002	0,0145±0,0016
№3	4,27±0,12	4,28±0,15	5,11±0,03	0,0588±0,0025	0,0161±0,0022
№4	5,49±0,06	5,57±0,08	6,60±0,04	0,0978±0,002	0,0169±0,0008

На рисунке 5 в D-U-переменных, а на рисунке 6 в P(ρ)-переменных, представлены полученные в настоящей работе методикой гетеродин-интерферометра точки на ударной адиабате дейтерия в сравнении с результатами расчета по уравнению состояния дейтерия Копышева-Хрусталева [2]. Учитывая, что на каждую точку на ударной адиабате проводился всего один эксперимент, наблюдается неплохое согласие в пределах погрешности измерений экспериментальных данных с результатами расчета с использованием уравнения состояния Копышева-Хрусталева.



1 – экспериментальные данные; 2 – результат расчета с использованием уравнения состояния Копышева-Хрусталева

Рисунок 5. Зависимость волновой скорости от массовой скорости на ударной адиабате дейтерия ($P_0=15$ атм., $T_0=10^\circ\text{C}$)

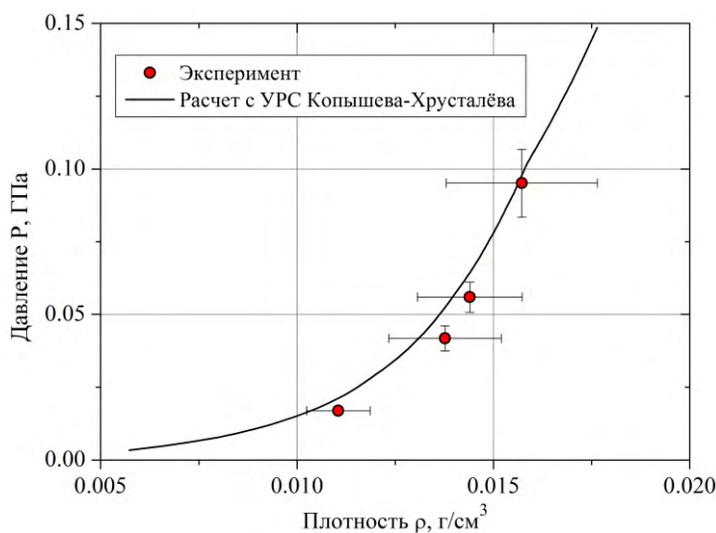


Рисунок 6. Зависимость давления от плотности на ударной адиабате дейтерия ($P_0=15$ атм., $T_0=10^\circ\text{C}$)

Выводы. В докладе представлены результаты экспериментальных исследований ударно-волновой сжимаемости газообразного дейтерия, изначально находившегося при давлении 15 атм. и температуре $T_0 = +10^\circ\text{C}$, в диапазоне волновых скоростей от 2,9 до 6,6 км/с.

В каждом опыте методикой гетеродин-интерферометра PDV регистрировались зависимости скорости движения металлического экрана от времени и моменты выхода ударной волны в дейтерий на поверхность оптического окна, а также скорость границы раздела экран-окно. Зависимости скорости движения экрана от времени, зарегистрированные методикой микроволновой диагностики, согласуются с результатами измерений методикой гетеродин-интерферометра, при этом в проведенных опытах не зарегистрировано превышения проводимости ударно-сжатого дейтерия выше 0,001 См/см.

Полученные в экспериментах данные по ударно-волновой сжимаемости плотного газообразного дейтерия согласуются с результатами расчета с использованием уравнения состояния Копышева-Хрусталева.

Список литературы

1. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов / Под ред. доктора техн. наук А.Л. Михайлова. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015. – 322 с.
2. Копышев В.П., Хрусталева В.В. Уравнение состояния водорода до 10 Мбар // ПТМФ. 1980, №1, С. 122-128.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗОЭНТРОПИЧЕСКОМУ СЖАТИЮ СПЛАВА ВМ 3-2 ДО СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

*Г.В. Борисков, А.И. Быков, Н.И. Егоров, А.С. Коршунов, В.Н. Павлов,
И.С. Стрелков, О.М. Сурдин, В.И. Тимарева, С.И. Белов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Изложены постановка и результаты экспериментов по изоэнтропическому сжатию в устройстве на основе магнитокумулятивного генератора «тяжёлого» сплава марки ВМ 3-2 (на основе вольфрама) с нормальной плотностью 17,29 г/см³ и 18,22 г/см³. Полученные на P - r диаграмме точки сопоставляются с нормальными изоэнтропами, построенными ранее по данным ударно-волновых экспериментов методом Альтшулера-Брусникуина-Кузьменкова. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных точек и указанных полуфемениологических кривых.

Введение

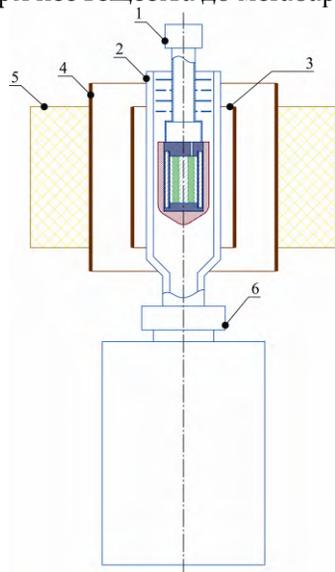
В работе [1] обсуждались результаты экспериментов по изоэнтропическому сжатию тяжёлого сплава марки ВМ-3-2 (содержит 95 % W, 3 % Ni, 2 % Cu) с нормальной плотностью 17,29 г/см³ в устройстве на основе взрывомагнитного генератора (ВМГ) типа МК-1 с целью построения кривой холодного сжатия (нулевой изотермы) данного сплава в области сверхвысоких давлений. В данной работе изложена постановка и результаты двух дополнительных экспериментов по исследованию нулевой изотермы сплава ВМ-3-2. Нормальная плотность исследуемых образцов, используемых в проведённых экспериментах, равнялась 18,22 г/см³.

1 Постановка эксперимента

Экспериментальная установка содержит: устройство сжатия; рентгенографическое устройство; элементы электроизмерительных схем; устройства подрыва и синхронизации; источники питания. Рентгенографическое устройство, в свою очередь, состоит из бетатрона (в

качестве генератора импульсов рентгеновского излучения) и системы регистрации. Основными элементами устройства сжатия являются (см. рисунок 1): магнитокумулятивный генератор МК-1 [2]; цилиндрическая камера сжатия; криогенное устройство (Криоустройство, необходимое для охлаждения содержимого камеры сжатия до требуемой начальной температуры и удержания его в этом состоянии в течение времени, необходимого для проведения эксперимента. Оно включает в себя сосуд для хранения жидкого хладагента и вакуумируемый криопровод, изготовленный из стальных тонкостенных трубок и предназначенный для подачи хладагента из криососуда к месту расположения камеры сжатия. В проведённых опытах начальная температура $T_0 \approx 295$ К поэтому криогенное устройство в них не применялось). Двухкаскадный генератор МК-1 сверхсильного магнитного поля служит источником сверхвысокого давления и включает в себя соленоид начального магнитного потока (он же – первый каскад генератора), дополнительную токонесущую оболочку (второй каскад) и кольцевой заряд взрывчатого вещества в качестве основного источника энергии. Камера сжатия образована толстостенной медной обжимающей трубкой и массивными торцевыми заглушками из сплава на основе вольфрама. В камере коаксиально располагаются слои исследуемого и эталонного веществ, отделённые друг от друга и от обжимающей трубки контрастирующими оболочками, а сама камера размещена коаксиально с генератором таким образом, что её центр совпадал с центром области однородности магнитного поля, создаваемого генератором (Показанная на рис. 1 ребристая стальная трубка, припаянная к камере, применяется лишь в опытах с криоустройством и служит для ввода в камеру элементов электрической цепи измерения температуры, а кольцеобразные рёбра на её наружной поверхности обеспечивают эффективное охлаждение камеры сжатия парами хладагента). Начальное давление в камере равно атмосферному.

В процессе работы генератора МК-1 созданное при запитки соленоида начальное магнитное поле B_0 усиливается до мегагауссных значений, оказывая на внешнюю поверхность камеры сжатия однородное, плавно изменяющееся во времени, магнитное давление. (Начальное поле генератора регистрировалось осциллографическим способом по показаниям индукционных датчиков, его значение оказалось равным 156 кГс в первом опыте и 153 кГс – во втором.) Под действием давления магнитного поля трубка камеры схлопывается без образования ударных волн и сжимает расположенные внутри неё вещества до мегабарных давлений.



- 1 – камера сжатия, заполненная эталонным, контрастирующим и исследуемым веществами,
- 2 - криопровод,
- 3 – второй каскад генератора,
- 4 – соленоид начального магнитного поля генератора (первый каскад),
- 5 – кольцевой заряд взрывчатого вещества,
- 6 – сосуд для хранения жидкого хладагента

Рисунок 1. Эскиз устройства сжатия

При проведении опыта производилось рентгенографирование центральной части экспериментального устройства в начальный момент (предварительный снимок) и в тот момент процесса сжатия, когда в камере сжатия достигалось сверхвысокое давление (основной снимок). Предварительный снимок необходим для юстировки рентгенографического устройства.

Извлечённая из основного снимка информация о размерах образцов используется для определения их сжатия. Зная сжатие, коэффициент термического расширения и плотность образца при нормальных условиях, легко определить его плотность в момент рентгенографирования. По плотности эталонов, с помощью их известной изоэнтропы, можно определить давление в эталонах и, с учётом градиентов, в исследуемом веществе. В качестве эталона лучше всего подходит алюминий [3-6]. Используемая нами изоэнтропа алюминия построена в соответствии с работой [6], в основе которой лежат данные, полученные авторами [6] на алмазных наковальнях до давления 2,2 Мбар, а также данные ударно-волнового сжатия вплоть до 10 Мбар [3-5]. Для того чтобы определить по рентгеновскому снимку размеры сжатых образцов с приемлемой точностью, на границах, отделяющих эталонные образцы друг от друга и от обжимающей трубки, должен располагаться тонкий слой из высокоплотного материала (т.н. контрастирующий слой, или контрастер). В его состав входят вещества с большими порядковыми номерами в таблице Менделеева. Для экспериментов по изоэнтропическому сжатию контрастирующие слои обычно изготавливаются из тяжёлого сплава на основе вольфрама (марки ВНМ или ВНЖ).

В качестве исследуемого вещества с большим атомным номером в проведённых опытах, как и в работе [1], использовался сплав ВНМ-3-2. Такой выбор обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, сжимаемость этого сплава при сверхвысоких давлениях близка к сжимаемости веществ, которые предполагается исследовать в дальнейшем (Ta, U); а во-вторых, он неоднократно использовался в качестве контрастера в выполненных ранее опытах с изотопами водорода [7], а также в качестве утяжелителя и контрастера в экспериментах по исследованию проводимости инертных газов [8].

Размещение образцов внутри камеры было таким же как и в [1] (см. рисунок 2): на оси – стержень из алюминия (т.н. центральный, эталон), далее по радиусу – исследуемый образец цилиндрической формы, над ним – второй образец из алюминия (т.н. периферийный эталон) также в виде толстостенной трубки. Выше коаксиально располагался т.н. датчик давления – эталонный слой алюминия, отделённый от периферийного эталона и от обжимающей трубки тонкими контрастирующими слоями из сплава ВНМ. Внешний контрастирующий слой необходим для повышения качества рентгеновского изображения (С помощью датчика давления можно определить давление, а по нему сжатие периферийного эталона. Зная последнее, можно найти внешний радиус исследуемого образца, необходимый для определения его сжатия. Внутренний радиус исследуемого образца, тоже необходимый для определения сжатия этого образца, а также сжатия, а, следовательно, и давления в центральном эталоне, измеряется по рентгеновскому снимку. По этому же снимку находятся и внутренние радиусы контрастирующих слоёв, определяющие размеры датчика давления. Их знание необходимо для определения давления в самом датчике. Здесь и далее под давлением слоя подразумевается величина, усреднённая по объёму слоя).

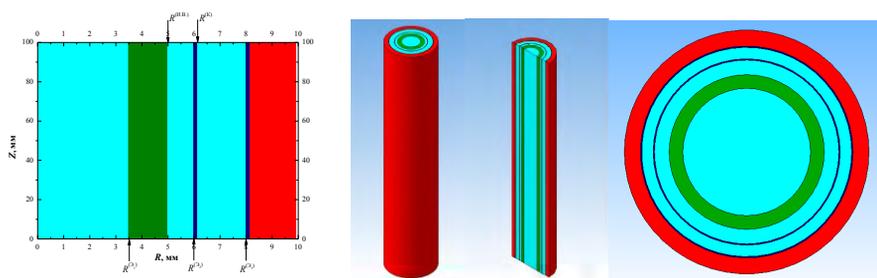


Рисунок 2. Способ взаимного расположения образцов в камере сжатия с двумя эталонами и дополнительным датчиком давления

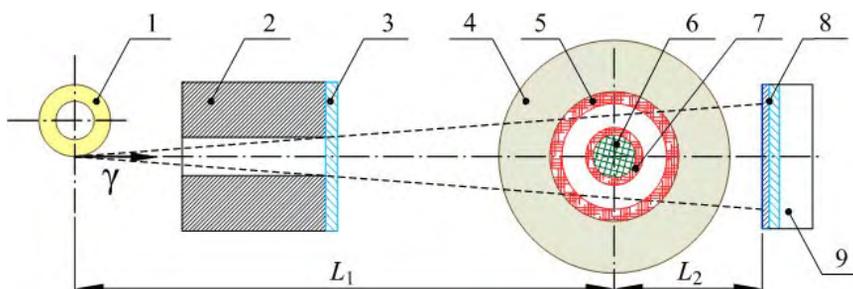
Эталоны изготовлены из алюминиевого сплава высокой чистоты (не менее 99,5 % Al). Контрастеры изготовлены из сплава ВНМ-3-2 с нормальной плотностью 17,29 г/см³, исследуемый образец – из того же сплава, но с нормальной плотностью 18,22 г/см³. Начальные размеры камеры

сжатия и её содержимого близки к приведённым в [1]: радиус центрального эталона $R^{(31)}$ равен 3,50 мм, внешний радиус исследуемого образца $R^{(1,2)}$ – 5,00 мм, периферийного эталона $R^{(32)}$ – 7,35 мм, контрастирующего слоя $R^{(K)}$ – 7,50 мм, третьего алюминиевого слоя $R^{(33)}$ – 9,00 мм, толщина внешнего контрастирующего слоя равна 0,15 мм и, наконец, толщина медной обжимающей трубки равняется 1,75 мм.

Точность измерения начальных поперечных размеров исследуемого и эталонных образцов и контрастеров в проведённых экспериментах составляла 5 мкм.

2 Рентгенографическая методика

Применяемая схема радиографической регистрации процесса приведена на рисунке 3. Данные получают путём просвечиванием объекта коротким импульсом тормозного излучения бетатрона БИМ-234 [9, 10] с регистрацией теневого изображения на фотохромной пластине.



1 – бетатрон, 2 – канал вывода излучения с коллиматором, 3 – защита от продуктов взрыва, 4 – заряд ВВ, 5 – соленоид МК генератора (второй каскад не показан, чтобы не загромождать рисунок), 6 – содержимое камеры сжатия, 7 – обжимающая трубка, 8 – кассета, 9 – контейнер;
 $L_1 = 5$ м, $L_2 = 1,25$ м

Рисунок 3. Схема радиографической регистрации (вид сверху)

Регистратор представляет собой размещаемый на врытой в грунт бетонной плите взрывозащищённый контейнер (см. рис. 4), внутри которого расположена кассета с конвертирующими и фоточувствительными элементами. В качестве фоточувствительных элементов используются фотохромные пластины (5 ÷ 7 шт.) в комбинации с конвертирующими танталовыми экранами. Основным преимуществом фотохромных пластин по сравнению с плёнками является их большая чувствительность и возможность многократного использования каждой пластины для записи изображения.

Относящиеся к проведённым опытам рентгеновские снимки показаны на рисунке 4. Отметим достаточно высокое качество полученных рентгенограмм.

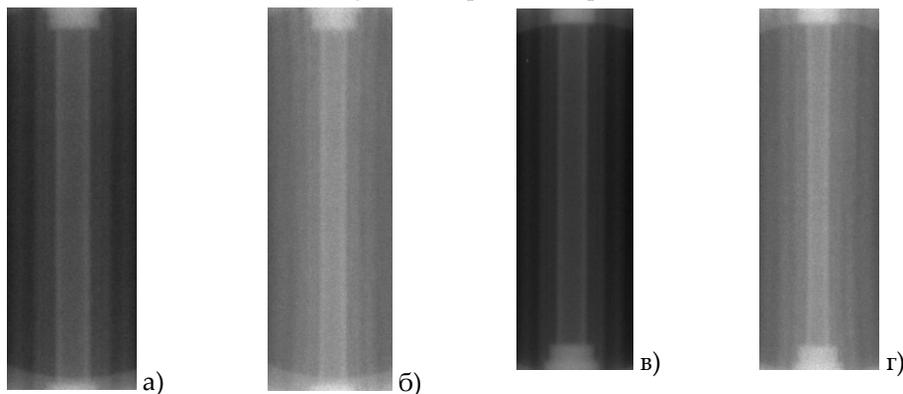


Рисунок 4. Экспериментальные рентгенограммы: а) – предварительный снимок (образцы в начальном состоянии) первого эксперимента, б) – основной снимок (момент сжатия) первого эксперимента, в) – предварительный снимок второго эксперимента, г) – основной снимок второго эксперимента

Полученные рентгеновские изображения сканировались, после чего подвергались математической обработке. Для каждого из снимков строилась денситограмма – зависимость плотности почернения плёнки от радиального расстояния. По расположению её минимумов определялись необходимые размеры. Изображения обрабатывались с помощью нелинейной фильтрации. Используемая нами методика позволяет измерять требуемые геометрические размеры с точностью до сотых долей миллиметра, при этом значения самих измеряемых радиусов сжатых образцов оказались лежащими в интервале 2÷7 мм.

В опытах в результате обработки снимков измерялись следующие величины: 1) радиус $r^{(Э1)}$ центрального эталона (совпадающий с внутренним радиусом исследуемого образца), 2) внешний радиус $r^{(Э2)}$ периферийного эталона (совпадающий с внутренним радиусом контрастирующего слоя датчика давления), 3) внешний радиус $r^{(Э3)}$ эталонного слоя датчика давления (совпадающий с внутренним радиусом второго контрастирующего слоя). Получены следующие значения измеряемых радиусов: $r^{(Э1)} = (2,66 \pm 0,03)$ мм, $r^{(Э2)} = (5,57 \pm 0,02)$ мм, $r^{(Э3)} = (6,68 \pm 0,03)$ мм – в первом эксперименте; $r^{(Э1)} = (2,15 \pm 0,02)$ мм, $r^{(Э2)} = (5,10 \pm 0,04)$ мм, $r^{(Э3)} = (6,25 \pm 0,02)$ мм – во втором.

3 Определение параметров сжатых образцов

Давление в исследуемом веществе, соответствующее его сжатию, вычисляется по формуле: $P^{(И.В.)} = P^{(И.В.)_{\text{прибл.}}}/(1 + \varepsilon_P)$, где $P^{(И.В.)_{\text{прибл.}}}$ – приближённое значение, вычисляемое только с использованием полученных в эксперименте данных (В случае сплава такими данными являются значения радиусов $r^{(Эi)}$ ($i = 1; 2; 3$), а в случае гидрида – значения радиусов $r^{(LiH)}$ и $r^{(Alj)}$ ($j = 1; 2$) и известных изоэнтроп эталона и контрастера, а ε_P – рассчитываемая с помощью кода «Н₂» [11] поправка, учитывающая отличие $P^{(И.В.)_{\text{прибл.}}}$ от точного значения $P^{(И.В.)}(\sigma^{(И.В.)})$. Здесь $\sigma^{(И.В.)}$ – сжатие исследуемого вещества по отношению к нормальной плотности. Для сплава ВНМ-3-2 давление $P^{(И.В.)_{\text{прибл.}}}$ находится путём усреднения по объёму исследуемого образца с помощью радиального профиля, аппроксимирующего истинное распределение давления в интересующих нас сжатых образцах. Метод построения такого профиля в эйлеровых координатах изложен в [12].

Сжатие сплава вещества вычисляется по формуле: $\sigma^{(И.В.)} = \sigma^{(И.В.)_{\text{прибл.}}}/(1 + \varepsilon_\sigma)$, где $\sigma^{(И.В.)_{\text{прибл.}}}$ – приближённое значение, вычисляемое с использованием $r^{(Э1)}$ и приближённого значения внешнего радиуса $r^{(И.В.)}$ исследуемого образца, найденного по изложенной в [12] методике, ε_σ – рассчитываемая с помощью кода «Н₂» поправка, учитывающая отличие $\sigma^{(И.В.)_{\text{прибл.}}}$ от значения, соответствующего точному значению радиуса $r^{(И.В.)}$. Способ нахождения поправок ε_P и ε_σ изложен в [12].

Точность определения сжатия и давления определяется, прежде всего, точностью измерения внешних радиусов эталонных образцов в начальном (при нормальных условиях) и в сжатом состоянии. Погрешности измерения радиусов сжатых оболочек на порядок превышают погрешность измерения начальных размеров, поэтому последней мы пока пренебрегаем. Погрешность измерения давления и сжатия вычислялась в соответствии с правилом вычисления погрешности функции от нескольких переменных по изложенной в [1] процедуре. В данном случае такими переменными являются радиусы $r^{(Эi)}$ ($i = 1; 2; 3$).

4 Результаты экспериментов

После обработки данных, полученных в описываемых опытах со сплавом ВНМ-3-2, на его фазовой диаграмме в координатах «сжатие-давление» построены две дополнительных точки. Обе принадлежит изоэнтропе, соответствующей начальной температуре исследуемого образца, равной $T_0 \approx 295$ К. Начальное давление в образце было близко к атмосферному ($P_0 \approx 1$ бар). Вследствие малости тепловой составляющей давления отличие этой изоэнтропы от кривой холодного сжатия намного меньше минимальной погрешности, с которой может быть определено давление или плотность исследуемого вещества. (Указанное различие в исследуемой нами области составляет менее процента, в то время как минимальная достижимая в настоящее время погрешность превышает 3 %.) Поэтому можно считать, что обе точки относятся к нулевой изотерме сплава ВНМ-

3-2. Они имеют следующие координаты: $P = (1,62 \pm 0,12)$ Мбар, $\sigma = (1,34 \pm 0,12)$ (первый эксперимент); $P = (3,64 \pm 0,15)$ Мбар, $\sigma = (1,56 \pm 0,11)$ (второй эксперимент).

Точки показаны на рисунке 5 в сопоставлении с нулевой изотермой, построенной нами ранее для сплава ВНМ-3-2 методом Альтшулера-Брусникина-Кузьменкова (АБК) [13] и используемыми при моделировании работы устройства сжатия. Наблюдается хорошее согласование всех полученных точек с изотермой АБК.

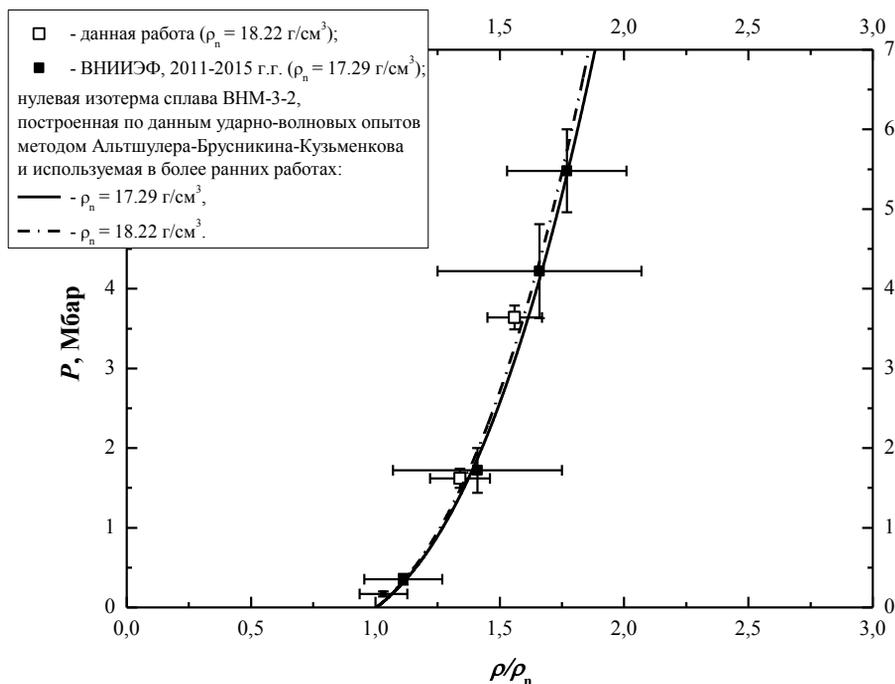


Рисунок 5. Расчётная кривая "холодного" сжатия сплава ВНМ-3-2 в сопоставлении с экспериментальными результатами

Заключение

Проведены эксперименты по изоэнтропическому сжатию вещества с большим атомным номером (сплав ВНМ-3-2) до сверхвысоких давлений. В результате обработки полученных в опытах данных построены точки на фазовой диаграмме указанных веществ. Для сплава положение всех точек согласуется с используемой в расчётах полуфеноменологической кривой его холодного сжатия.

Список литературы

- 1 Г.В. Борисков, А.И. Быков, Н.И. Егоров и др., ФГВ **54** (№ 5), 18 (2018).
- 2 Г.В. Борисков, А.И. Быков, М.И. Долотенко и др., УФН **181**, (№ 4) 37 (2011).
- 3 Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнения состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений // ЖЭТФ. 1960. Т. 38, № 3. С. 790-798.
- 4 Симоненко В. А., Волошин Н. П., Владимиров А. С. и др. Абсолютные измерения ударной сжимаемости алюминия при давлениях $P \tau 1$ ТПа // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1452-1459.
- 5 Nellis W. J., Moriarty J. A., Mitchell A. C. et al. Metals physics at high pressure: aluminum, copper and lead as prototypes // Phys. Rev. Let. 1988. Vol. 60, No 14. P. 1414-1417.
- 6 Greene R. G., Lue H., and Ruoff A. L. Al as a simple solid: high pressure study to 220 GPa (2.2 Mbar) // Phys. Rev. Let. 1994. Vol. 73, No 15. P. 2075-2078.

- 7 Boriskov G.V., Bykov A. I., Egorov N. I. et al. // Contrib. Plasma Phys. 51, No.4, 339-348 (2011); Egorov N. I., Boriskov G.V., Bykov A. I., et al. // Contrib. Plasma Phys. 51, No.4, 333-338 (2011).
- 8 Bykov A., Boriskov G., Dolotenko M. et al. "Isentropic Compression of Argon and Krypton Using MC-1 Flux Compression Generator". In: Megagauss Magnetic Field Generation, Its Application to Science and Ultra-High Pulsed-Power Technology. Proc. of the VIII-th Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Tallahassee, Florida, USA, 18-23 October 1998. / Ed. by Hans J. Schneider-Muntau, World Scientific, 2004, p. 237.
- 9 Павловский А.И. и др. ДАН СССР 160 68 (1965).
- 10 Kuropatkin Y. P. et al. Characteristics of the installation for flash radiography based on the uncored betatron BIM – M. In: 11th IEEE Pulsed Power Conference // Digest of technical papers / Eds. G. Cooperstein and I. Vitkovitsky. Piscataway NJ USA, IEEE, 1998. P. 1663-1668.
- 11 Boriskov G.V., Timareva V.I., Panov A.I., Sokolov S.S. "Simulation of Isentropic Compression Process in a Device Based on Magneto-Cumulative Generator". In: "Megagauss-XI". Proc. of the Eleventh Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. London, 10-14 September 2006 /Ed. by Ivor Smith and Bucur Novac, London, UK, 2007, p. 219. [These proceedings were printed at the VNIIEF, Sarov, Russia.]
- 12 Борисков Г.В., Быков А.И., Егоров Н.И., и др. Результаты экспериментов по изоэнтропическому сжатию вещества с большим атомным номером. // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Мощная импульсная электрофизика. XVII Харитоновские чтения. Саров, 23-27 марта. — 2015. — С. 201-212.
- 13 Альтшулер Л.В., Брусникин С. Е., Кузьменков Е. А. Изотермы и функции Грюнейзена 25 металлов // ЖПМТФ. 1987. № 1. С. 134-146.

МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА НА УДАРНОЙ ВОЛНЕ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ. ПЛАВЛЕНИЕ БЕРИЛЛИЯ

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

В работах автора был развит новый подход к описанию фазового превращения, как в инертных материалах, так и применительно к описанию детонации как процесса ФП [1,2]. Отличительной особенностью этого подхода являются такие детали:

- На основании известных экспериментальных данных для зависимостей на ударной волне $D(U)$, $P(U)$, которые получены с помощью классической методики «Отражения», строятся зависимости волновой скорости вещества от волновой скорости ударной волны в экране, и определяется область существования экспериментальных точек, которые можно отнести к области появления второго фазового состояния.

Эти точки на самом деле определяют координаты метастабильного состояния первой фазы вещества. Для получения из этих данных координат точек вещества в состоянии второй фазы координаты метастабильных точек первой фазы пересчитываются с помощью метода «Нескольких виртуальных экранов» [3]. Новые правила представляют собой законы сохранения, которые содержат начальные координаты точки старта ударной адиабаты второй фазы. И потому вид уравнений, определяющих законы сохранения (ударная адиабата и прямая Михельсона-Релея) отличается от вида аналогичных зависимостей, которые имеют точку старта в начале координат для первой фазы.

- Ударная адиабата второго фазового состояния и модифицированная прямая Михельсона-Релея стартуют из новой точки в плоскости давление P_{sw} , удельный объём V_{sw} , массовая

скорость U_{esw} , координаты которых определяются физическими параметрами при минимальной волновой скорости ударной волны начала ФП - D_f . Используя новые полученные экспериментальные координаты для чисто второй фазы вещества, находятся константы уравнения состояния вещества в чисто второй фазе. Часто удобно выбирать в этом случае представление Ми-Грюнайзена.

- Из закона сохранения потока энергии от момента начала до момента завершения фазового превращения при минимальной волновой скорости D_f , необходимой для начала процесса фазового превращения, находится энергетический сдвиг между начальными энергетическими уровнями для уравнений состояний первой и второй фаз вещества – параметр $q\theta$.
- В полной системе уравнений, описывающих газодинамическое течение вещества с учётом фазового превращения в нём, в импульсном и в энергетическом уравнениях применяется тензор напряжений в виде $P_Q = P - T \cdot d\sigma/dv$, который явно учитывает калорийность фазового превращения $dQ = T \cdot d\sigma$ и влияние этой калорийности на газодинамическое движение вещества. Величина этой калорийности не есть заранее заданная константа, но она вычисляется сама по ходу эволюции фазового превращения и будет разной величиной в различных обстоятельствах течения среды.
- В новой модели ФП используются линии равновесного (или неравновесного) ФП, положение которых в плоскостях физических величин зависит от внесённой на ударном скачке энтропии.
- В этом подходе по завершению фазового превращения реализуется "повторный" ударный скачок – "ударная" волна разрежения или сжатия. Этими деталями наше описание ФП отличается от традиционного подхода [4-9], в том числе и от современного изложения ФП, например, из работ [10-13].

То, что в традиционном описании ФП присутствуют определённые трудности, достаточно чётко изложено в работе [9]:

"Вследствие термодинамической неравновесности, характерной для полиморфных превращений в ударных волнах, общие термодинамические соотношения для фазовых переходов (равенство химических потенциалов в области сосуществования фаз, уравнение Клайперона-Клаузиуса) применительно к процессам в ударных волнах во многих случаях полезны лишь как приближённые ориентиры. Отсутствие общей количественной теории фазовых переходов отчасти компенсируется полуэмпирическими подходами к отдельным вопросам фазовых переходов в конкретных веществах".

Предполагается, что новый подход к описанию эволюции при фазовых переходах позволит в какой-то мере решить указанную выше проблему.

1 Модель плавления вещества на основе нового подхода к фазовым превращениям на ударных волнах

Первый шаг при применении метода "*Несколько виртуальных экранов*" заключается в определении минимальной волновой скорости D_f , выше которой идёт плавление вещества за ударным фронтом. Фактически это утверждение означает, что на зависимости $D(U)$ надо указать точку, при которой начинается ФП в виде плавления за ударным скачком.

Сам факт возникновения процесса плавления *определяется* условием, что при некотором давлении P_{bsw} происходит выравнивание упругой (продольной) скорости звука C_L и объёмной скорости звука C_B [14]:

$$C_L(P_{bsw}) = C_B(P_{bsw}) \quad (1)$$

Из экспериментальной зависимости $D(U)$ для рассматриваемого материала, используя известное соотношение на прямой Михельсона-Релея для первой (твёрдой) фазы найдём массовую скорость U_{bsw} за ударным скачком при таком давлении: $P_{bsw} = \rho_0^{(H)} \cdot U_{bsw} \cdot D(U_{bsw})$ (2)

Далее все остальные параметры: $D_F = D(U_{bSW}), v_{bSW} = v_0^{(H)} \cdot (1 - U_{bSW}/D_F)$ (3)

Здесь индекс "H" – hard, твёрдый. Индекс "L" - liquid, жидкий.

Обладая набором параметров $\{P_{bSW}, U_{bSW}, v_{bSW}, D_F\}$ и, применяя методику "Несколько виртуальных экранов", найдём точку начала ударной адиабаты жидкой фазы вещества $\{P_{eSW}, U_{eSW}, v_{eSW}, D_F\}$ и пересчитаем точки на $D(U)$ и $P(U)$ в зависимостях при $D > D_F$ в экспериментальные точки второй (жидкой фазы). По новым экспериментальным данным для точек жидкой фазы построим уравнение состояния жидкой фазы $\varepsilon^{(L)}(P, v^{(L)})$, нужного материала и энергетический сдвиг q_0 на шкале энергии: $q_0 \equiv \varepsilon^{(L)}(P_0, v_0^{(L)}) - \varepsilon^{(H)}(P_0, v_0^{(H)})$ (4)

В литературе [15,16] построение уравнения состояния жидкой фазы $\varepsilon^{(L)}(P, v^{(L)})$, представляет наиболее сложную задачу. Так в работе [15] говорится, что "построение уравнения состояния жидкости в сильной степени затруднено тем, что из-за сложности теплового движения атомов в ней невозможно создать адекватную модель, которая была бы такой же наглядной, как для кристалла или идеального газа". И далее:

"Для количественных расчётов, в частности, ударных адиабат в области жидкой фазы...наиболее удобным является аналитическое уравнение состояния, форма которого выбрана из физических соображений, а численные значения параметров взяты из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Форма уравнения состояния жидкой фазы и метод определения его параметров были предложены в [16]".

2 Плавление бериллия на основе нового подхода к фазовым превращениям на ударных волнах

В работе [17] приведена диаграмма измерений на Z - машине продольной C_L и объёмной C_V скоростей звука в бериллии:

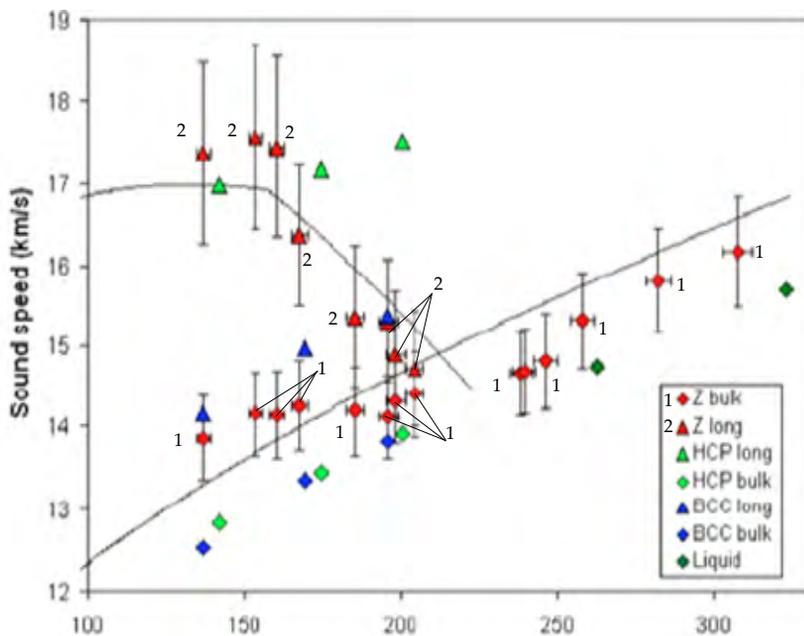


Рисунок 1. Скорости звука в бериллии – продольная и объёмная

Из рисунка 1 видно, что точка пересечения линии тренда для продольной скорости звука C_L (красные треугольники 2) и линии тренда для объёмной скорости звука C_V (красные точки 1) реализуется при давлении $P_{bSW} \sim 205$ ГПа.

На рисунках 2 и 3 показаны новые экспериментальные точки для построения уравнения состояния жидкой фазы бериллия.

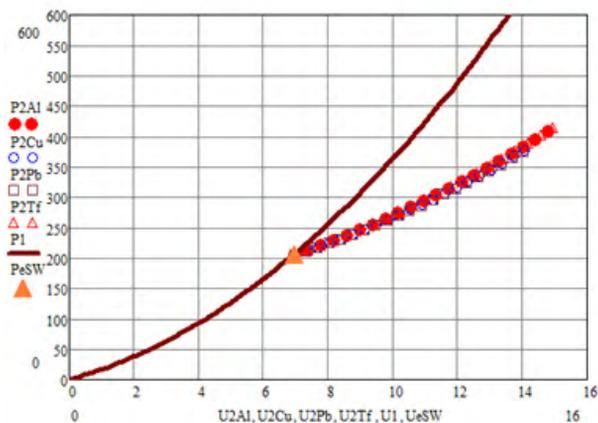


Рисунок 2. Точки зависимости давления P в ГПа от массовой скорости U в км/с. Сплошная кривая – зависимость $P(U)$ – точки твёрдой фазы, точки: круги, квадраты и треугольники – точки жидкой фазы, полученные пересчётом координат метастабильных точек на сплошной кривой твёрдой фазы

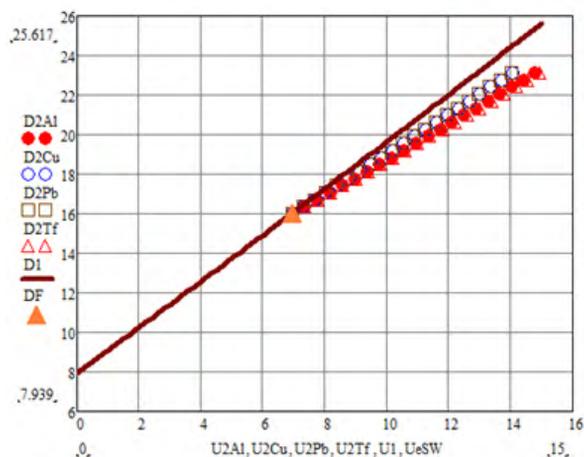


Рисунок 3. Точки зависимости волновой скорости D от массовой скорости U в км/с. Сплошная линия – зависимость $D(U)$ – точки твёрдой фазы, точки: круги, квадраты и треугольники – точки жидкой фазы, полученные пересчётом координат метастабильных точек на сплошной линии твёрдой фазы

Новые *экспериментальные данные* – координаты точек для жидкой фазы могут теперь послужить для определения параметров уравнения состояния жидкой фазы бериллия в приближении Ми-Грюнайзена (таблица 1).

Таблица 1. Параметры твёрдой и жидкой фазы бериллия

Твёрдая ф.	ρ , г/см ³	C_0 , км/с	n	$(G\rho)$, г/см ³	C_v , КДж/г ⁰ К	q_0 , КДж/г
Величины	1.85	7.939	3.275	1.215	$2.48 \cdot 10^{-3}$	0
Жидкая ф.	ρ , г/см ³	C_0 , км/с	n	$(G\rho)$, г/см ³	C_v , КДж/г ⁰ К	q_0 , КДж/г
Величины	1.82	8.25	1.09	3.3	$2.48 \cdot 10^{-3}$	-9.817467

Ниже приведены зависимости температуры $T(P)$ и фазовые плотности от давления $\rho^{(1,2)}(P)$ (рисунки 4 и 5), а на рисунках 6-9 приведены расчётные зависимости для физических параметров в зависимости от массовой доли второй фазы

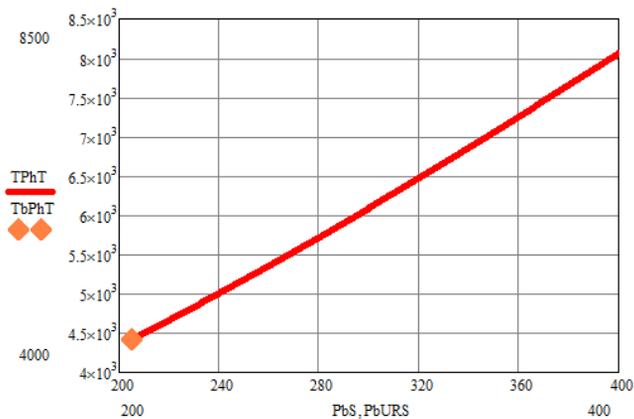


Рисунок 4. Расчётная фазовая диаграмма плавления – зависимость температуры в $^{\circ}\text{K}$ начала плавления от давления в ГПа. Минимальные величины: $T_{b\text{sw}} = 4421$ $^{\circ}\text{K}$. $P_{b\text{sw}} = 204.8$ ГПа

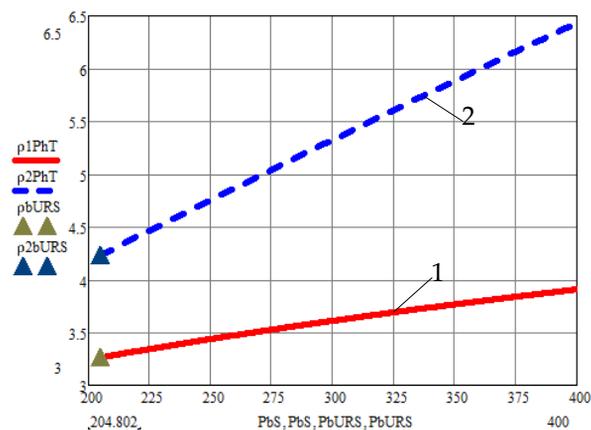


Рисунок 5. Расчётная зависимость плотностей твёрдой (линия 1) и жидкой (линия 2) фаз в $\text{г}/\text{см}^3$ в начале плавления от давления в ГПа

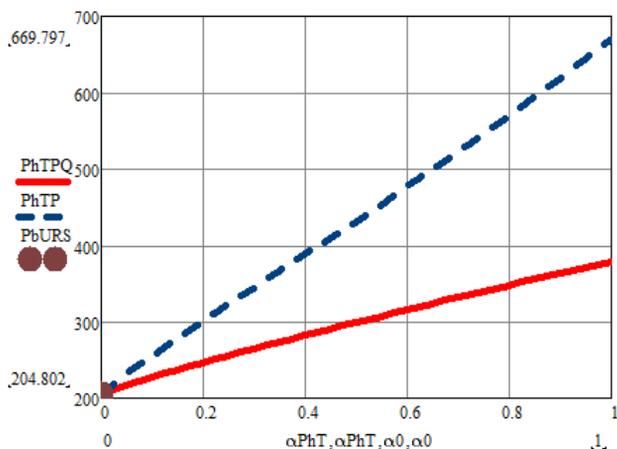


Рисунок 6. Зависимость давления P (без учёта калорийности ФП) –пунктир и тензора давления P_Q (с учётом калорийности плавления) – сплошная линия, в ГПа, от α

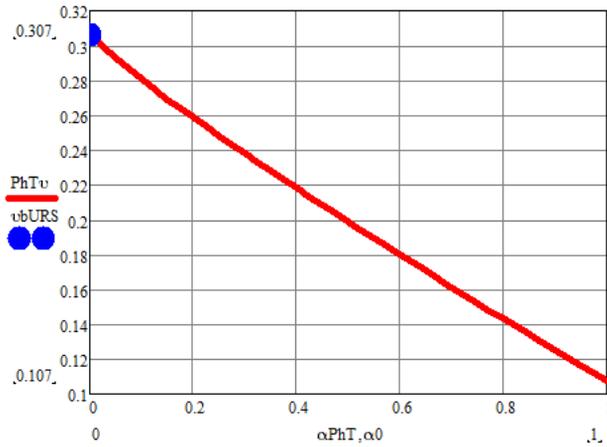


Рисунок 7. Зависимость удельного объёма ГФТ в $\text{см}^3/\text{г}$ от массовой доли жидкой фазы α

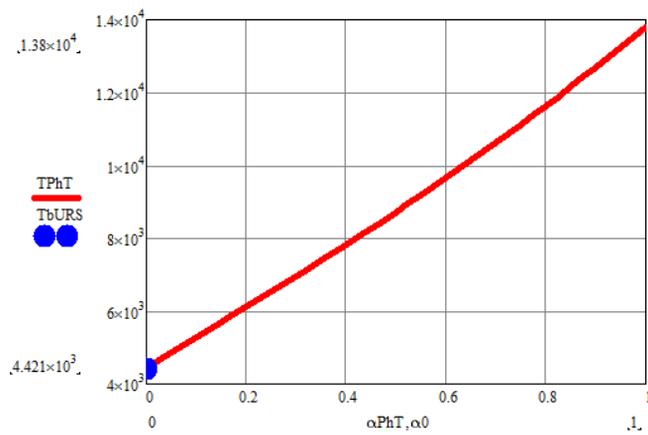


Рисунок 8. Зависимость температуры в $^{\circ}\text{K}$ от α

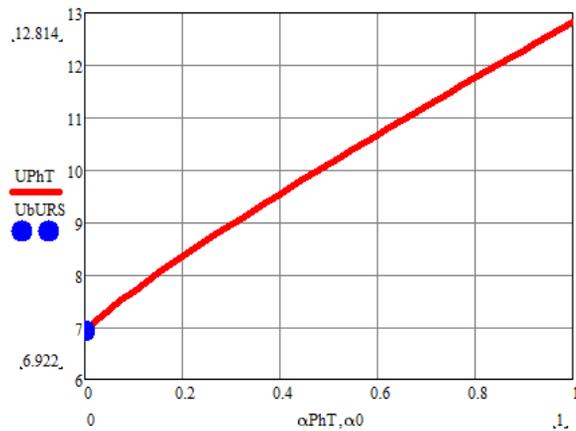


Рисунок 9. Зависимость массовой скорости U в $\text{км}/\text{с}$ от α

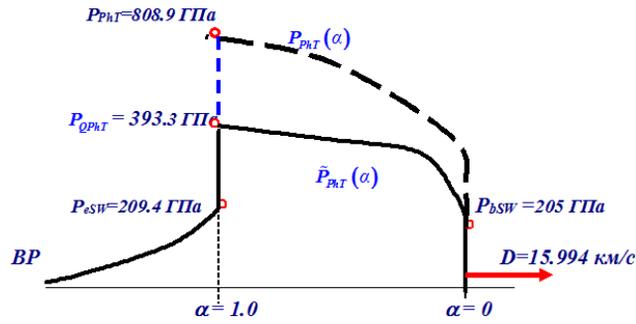


Рисунок 10. Вид ударного импульса в Be с процессом плавления за ударным скачком на шкале массовой доли жидкой фазы. Пунктир – вид импульса без учёта калорийности ФП

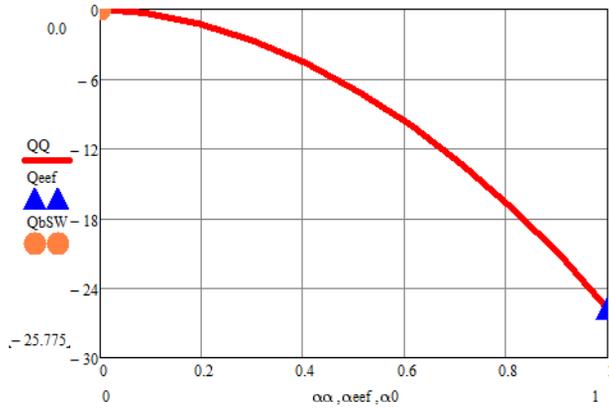


Рисунок 11. Калорийность за ударным скачком плавления в Be в КДж/г в зависимости от массовой доли жидкой фазы α

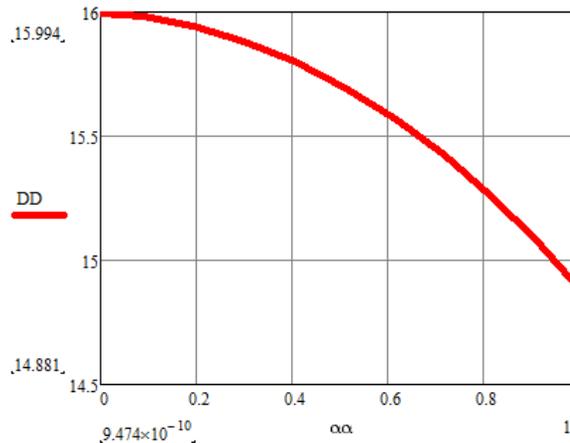


Рисунок 12. Снижение волновой скорости ударной волны при плавлении в Be в зависимости от массовой доли жидкой фазы

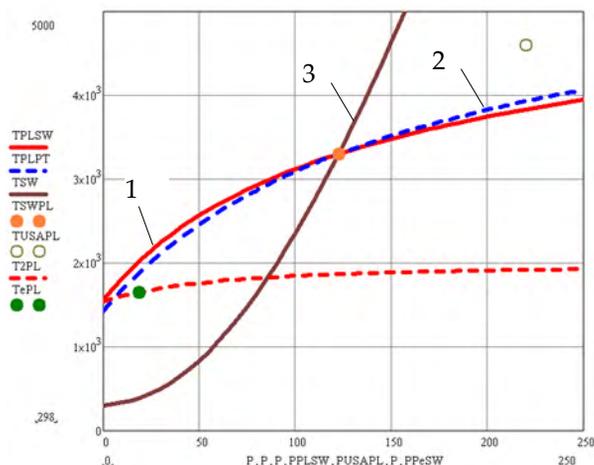


Рисунок 13. Сравнение температуры плавления бериллия на ударной волне (сплошная линия 1) и при изобарическом нагреве (пунктир 2) по модели Линдемана

На рисунке 12 видно, как ударная волна с давлением на ударном скачке $P = 205$ ГПа и волновой скоростью $D = 16$ км/с теряет энергию на плавление Be. Этот процесс приводит к снижению волновой скорости по закону:

$$D(\alpha) = \sqrt{D_0^2 + \frac{4}{3} \cdot Q(\alpha)} \quad (5)$$

На рисунке 13 кривая 3 – температура на ударной адиабате первой фазы бериллия. Пересечение этой ударной адиабаты и кривых плавления (по обоим расчётам по Линдемани) даёт точку начала плавления для первой фазы бериллия: $P_{PLSW} = 122.445$ ГПа, $T_{PLSW} = 3301$ ОК. Из рисунка видно, что точке плавления бериллия по американскому расчёту [17] отвечают величины $P_{USAPL} = 220$ ГПа, $T_{USAPL} = 4600$ ОК - не закрашенный круг. По расчёту плавления Be по новой модели получили (рисунок 4) параметры: $P_{bSW} = 204.8$ ГПа и $T_{bSW} = 4421$ ОК.

Список литературы

- 1 Кузьмицкий И.В., М.В. Жерноклетов, В.В. Комиссаров. Новый подход к построению уравнения состояния вещества с фазовым переходом на фронте ударной волны. Уравнение состояния фенилона//Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 4. С. 103-113//Combation, Explosion, and Shock Waves. 2012. Vol. 48, № 4. PP. 465-474.
- 2 Кузьмицкий И.В. Подвижная точка Жуге в классической теории детонации. Детонация как фазовый переход. Монография. Саров. 2018. 317 с.
- 3 И.В. Кузьмицкий. Фазовое превращение в бериллии. Метод нескольких виртуальных экранов. Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2015. С. 212-234.
- 4 Альтшулер Л.Б. Применение ударных волн в физике высоких давлений//УФН. 1965. Т. 85, вып. 2. С. 197-257.
- 5 Duvall G.E. and Horie Y. Shock induced Phase Transitions// IV Symp. On Det. 1966. PP. 248-257.
- 6 Duvall G.E., R.A. Graham. Phase transitions under shock-wave loading//Reviews of Modern Physics. 1977. Vol. 49. № 3. pp. 523-579.
- 7 Ахмадеев Н.Х., Нигматулин Р.И. Ударные волны и фазовые превращения в железе//ПМТФ. 1976. №5. С. 128-135.
- 8 Фунтиков А.И., Павловский М.Н. Ударное сжатие твёрдых тел и полиморфные превращения// Сб. "Ударные волны и экстремальные состояния вещества", под ред. акад. Фортова В.Е., Альтшулера Л.В., Трунина Р.Ф., Фунтикова А.И. М.: Наука, 2000. С. 174-198.

- 9 Кузнецов Н.М. Некоторые вопросы фазовых превращений в ударных волнах// Сб. "Ударные волны и экстремальные состояния вещества", под ред. акад. Фортова В.Е., Альтшулера Л.В., Трунина Р.Ф., Фунтикова А.И. М.: Наука, 2000. С. 174-198.
- 10 F.L. Addessio, D.B. Hayes et al. "Modeling Phase Transformations in Solids"/Theoretical Division. Special Feature 2004. Supplement to Theoretical Division's. Self-Assessment. LA-UR-04-2143. T-3. Fluid Dynamics. 2004. pp. 4-5.
- 11 G.A. Cox, C.M. Robinson. Empirical Multi-Phase EOS Modelling Issues//Sock Compression of Condensed Matter-2009. USA. 2009. pp. 1195-1200.
- 12 V.M. Yelkin, E.A. Kozlov, E.V. Kakshina, and Yu.S. Moreva. Two-Phase Equation of State for Cerium and Features of its Dynamic Compression//Sock Compression of Condensed Matter-2005. Baltimore, Maryland, USA. 2005. pp. 77-80.
- 13 F.J. Cherne, B.J. Jensen and V.M. Elkin. Implementation of Complex Multi-Phase Equation of State for Cerium and its Correlation with Experiment// Sock Compression of Condensed Matter-2009. Nashville, Tennessee, USA. 2009. pp. 1161-1164.
- 14 Б.Л. Глушак/"Начала физики взрыва". Саров. 2011. 307 с.
- 15 "Ударные волны и экстремальные состояния вещества". Под редакцией акад. В.Е.Фортова, Л.В.Альтшулера, Р.Ф. Трунина, А.И. Фунтикова. Гл. 5, раздел 5.1.5: Урлин Д.В. "Уравнения состояния твёрдой и жидкой фаз", с. 268.
- 16 Урлин Д.В.// ЖЭТФ. 1965. Т. 49. №2. С. 485-493.
- 17 M. D. Knudson. Megaamps, Megagauss, and Megabars: Using the Sandia Z-MACHINE to Perform Extreme Material Dynamics Experiments//International Conference "Shock Compression of Condensed Matter". 2011. AIP Conf. Proc. 1426, 35-42 (2012). Sandia National Laboratories, Albuquerque NM 87123.

ФАЗОВОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ПРИ БЕЗУДАРНОМ СЖАТИИ ЖЕЛЕЗА. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ЗАРУБЕЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ 2016 г.

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

В работе изложены результаты расчётов недавних экспериментов французских и японских авторов [1] по безударному сжатию при лазерном нагреве железа (iron) с целью исследования кинетики превращения при скоростях деформации от $3.0 \cdot 10^7$ до $9.0 \cdot 10^7$ с⁻¹. Ранее в [2] была описана новая модель фазового превращения вещества при безударном сжатии (изотермическое или адиабатическое сжатие) и изобарическом нагреве, основанная на модели фазового превращения вещества за фронтом ударной волны [3,4]. Ниже предполагается, что темп кинетики фазового превращения в железе заметно выше, чем темп его безударного нагружения. Поэтому процесс фазового превращения можно рассматривать как медленный квазистационарный процесс, к которому можно применить методику расчёта, разработанную в работах [3,4]. Если безударный темп нагружения вещества будет одного порядка или даже превышать темп кинетики фазового превращения железа, то расчёты должны проводиться с кинетикой такого превращения и по программе с нестационарным газодинамическим движением. В настоящее время численная методика новой модели фазового превращения ещё не введена в наши газодинамические комплексы. Поэтому в этой работе был проведён анализ результатов из работы [1] лишь для эксперимента с минимальным темпом нагружения железа при интенсивности нагрева лазером $3.7 \cdot 10^{12}$ Вт/см² и средней скоростью деформации $3.2 \cdot 10^7$ с⁻¹. Для этого эксперимента можно было бы

ожидать, что разработанная в [2] методика расчёта фазового превращения в статических безударных экспериментах (типа сжатия и нагрева вещества в «алмазных наковальнях») может оказаться полезной.

В статике "главный закон природы" совсем иной - условие достижения термодинамического равновесия неподвижной среды, или такого медленного безударного движения сплошной среды, что фазовый процесс идёт в квазистатическом режиме. А это не что иное, как условие достижения максимальной энтропии смеси фазовых фракций при заданном давлении P :

$$dS_{phT}(P, \lambda) = d\left\{(1-\lambda) \cdot S_{phT}^{(1)}(P) + \lambda \cdot S_{phT}^{(2)}(P)\right\} = 0$$

$$\text{Получим уравнение: } \frac{dP}{d\lambda} = \frac{\left(S_{phT}^{(1)}(P) - S_{phT}^{(2)}(P)\right)}{(1-\lambda) \cdot \left(dS_{phT}^{(1)}(P)/dP\right) + \lambda \cdot \left(dS_{phT}^{(2)}(P)/dP\right)} \quad (1)$$

Фазовое превращение начинается в какой-то неизвестной точке "b" с параметрами:

$$\left\{P_b, T_b, v_b^{(1)}, v_b^{(2)}\right\} \quad (2)$$

Если вещество было сжато адиабатически до давления P_b , то найти параметры (2) можно из

$$\text{системы уравнений: } \begin{cases} T^{(2)}(P_b, v_b^{(2)}) = T_b & (a) & \Phi^{(1)}(P_b, v_b^{(1)}) = \Phi^{(2)}(P_b, v_b^{(2)}, P_b, v_b^{(1)}, v_b^{(2)}) & (c) \\ T^{(1)}(P_b, v_b^{(1)}) = T_b & (b) & S^{(1)}(P_b, v_b^{(1)}) = S^{(1)}(P_0, v_0^{(1)}) = 0 & (d) \end{cases} \quad (3)$$

Решение дифференциального уравнения первого порядка (1) определит зависимость давления при фазовом превращении от массовой доли второй фазы вещества:

$$P_{phT} = P_{phT}(\lambda) \quad (4)$$

Из решения (4) найдём давление в точке завершения фазового превращения: $P_e = P_{phT}(\lambda = 1.0)$ (5)

Из полученных результатов в виде наличия точных границ для давлений начала и завершения фазового превращения $P_b \leq P \leq P_e$ следует не тривиальный вывод:

На эксперименте регистрация начала фазового превращения связана с тем фактом, что после превышения давления $P \geq P_b$ "включается" кинетика со скоростью $d\lambda/dt = K(P)$. Но при этом сам темп кинетики не влияет на положение точек начала и завершения фазового превращения. Физические параметры точек начала и завершения процесса фазового превращения диктуются только законами термодинамики – условием достижения энтропией смеси фазовых фракций максимального значения.

Для ударных процессов это не так. Начальная точка фазового процесса определяется параметрами на фронте ударной волны, если давление на фронте волны P_f превышает давление порога начала фазового превращения P_{bsw}

1 Эксперименты по изучению фазового превращения при безударном сжатии железа и полученные результаты

В работе [1] безударное сжатие поликристаллической пластины из железа осуществлялось нагревом её поверхности LULI2000 лазером импульсом 5-нс длительности. Энергия 250 Дж., длина волны 532 нм. Диаметр пятна 800 мкм. Толщина железной пластины 9.5 мкм. Волна безударного сжатия в железе выходила на противоположный торец пластины, к которой примыкало окно из сапфира толщиной 1мм. Профиль массовой скорости, выходящий на поверхность сапфира, регистрировался двухканальной интерферометрической системой (VISAR) с разрешением по времени 100 пс и 10 мкм по пространству.

На рисунке 1 показан профиль нагрева лазерным импульсом экспоненциального вида (линия 1) и профиль давления на фронте безударной волны сжатия в пластине, вычисленный с помощью программы MULTI в работе [1]. На рисунке 2 показан зарегистрированный системой VISAR профиль во времени для массовой скорости на границе железо-сапфир.

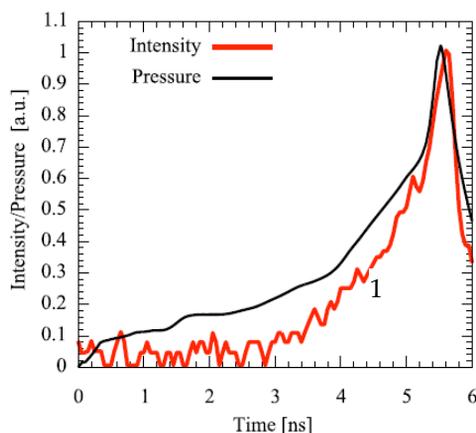


Рисунок 1. Лазерный профиль нагрева железной пластины (линия 1) и вычисленный профиль давления на фронте безударной волны сжатия в безразмерных единицах. Мощность лазера составляет $3.7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$

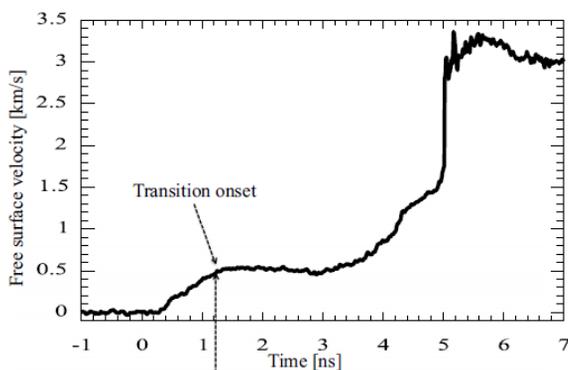


Рисунок 2. Зарегистрированный системой VISAR во времени профиль массовой скорости на границе железо-сапфир. Стрелкой показана точка на зависимости массовой скорости от времени, начиная с которой, по мнению авторов [1], включается фазовый переход в железе

2 Параметры фазового превращения в железе при безударном сжатии

Приведём необходимые здесь данные для построения уравнений состояний первой и второй фаз железа в "трёхчленном" виде в приближении Ми-Грюнайзена. Константы для уравнений состояний первой и второй фаз железа в этом представлении получены с помощью метода "Нескольких виртуальных экранов" и приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры уравнений состояний первой α и второй ε фазы железа

Параметры	P_0 , ГПа	T_0 , К	q_0 , КДж/г	C_v , КДж/г $^{\circ}$ К	$\rho_0^{(1,2)}$, г/см 3	C_0 , км/с	$G\rho$, г/см 3	n
α – фаза	$1.01325 \cdot 10^{-4}$	298	0	$4.486 \cdot 10^{-4}$	7.85	4.609	12.5	4.05
ε – фаза	$1.01325 \cdot 10^{-4}$	298	0.26806	$4.486 \cdot 10^{-4}$	8.0	3.0	15.0	4.45

В таблице 2 приведены параметры для точки начала ФП и точки старта ударной адиабаты второй фазы железа на ударной волне.

Таблица 2. Параметры точки начала ФП и точки старта ударной адиабаты ε фазы

Параметры точки начала ФП		Точка старта ударной адиабаты ε фазы	
D_F , км/с	5.06	D_F , км/с	5.06
P_{bSW} , ГПа	12.842	P_{eSW} , ГПа	28.76
U_{bSW} , км/с	0.3233	U_{eSW} , км/с	0.883
ρ_{bSW} , г/см ³	8.386	ρ_{eSW} , г/см ³	9.509
V_{bSW} , см ³ /г	0.11925	V_{eSW} , см ³ /г	0.1052

Таблица 2 приведена здесь ради возможности провести сравнения получаемых ниже параметров начала и завершения фазового превращения в железе для процесса *безударного квазистационарного адиабатического сжатия*.

Ниже приведены результаты расчётов фазового превращения при безударном квазистационарном адиабатическом сжатии железа

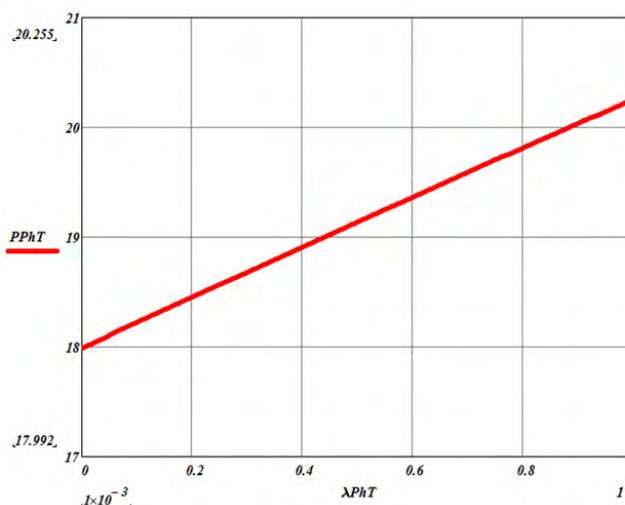


Рисунок 3. Изменение давления в ГПа в железе при безударном квазистационарном адиабатическом сжатии по мере роста массовой доли второй фазы. Видим, что по расчёту фазовое превращение в железе реализуется в узком интервале давлений 17.992...20.255 ГПа

В таблице 3 приведены параметры для давления начала P_b и завершения P_e фазового превращения в железе при безударном адиабатическом квазистационарном сжатии и аналогичные параметры для ударной волны из таблицы 2.

Таблица 3. Сравнение давлений начала и завершения ФП на ударной волне с минимальной волновой скоростью $D_F = 5.06$ км/с и аналогичных величин при безударном адиабатическом сжатии железа.

P_{bSW} , ГПа	P_b , ГПа	P_{eSW} , ГПа	P_e , ГПа
12.842	17.992	28.762	20.255

Из таблицы 3 видно, что параметры начала и завершения ФП в железе при безударном адиабатическом сжатии лежат между соответствующими параметрами на ударной волне минимальной интенсивности с волновой скоростью $D_F = 5.06$ км/с.

Приведём некоторые расчётные зависимости, характеризующие поведение ряда физических величин в железе при адиабатическом безударном сжатии в зависимости от массовой доли второй фазы.

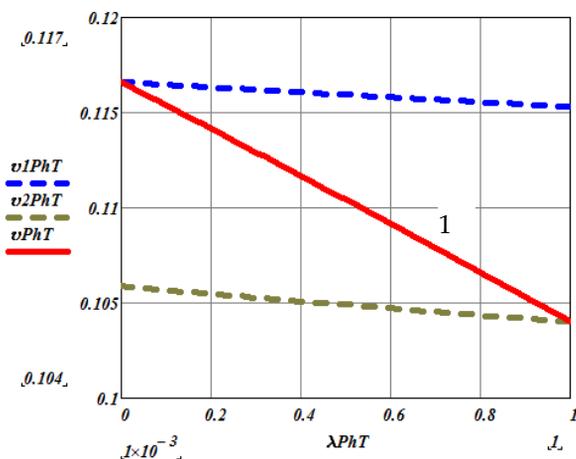


Рисунок 4. Изменение фазовых удельных объёмов первой и второй фазы и полного объёма (линия 1) в процессе фазового превращения в железе при безударном сжатии

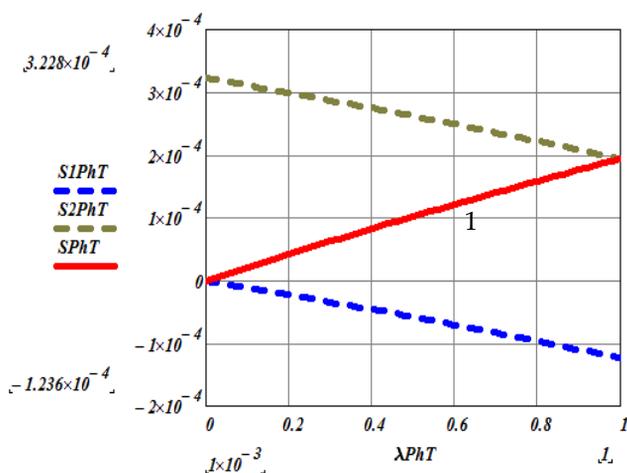


Рисунок 5. Изменение фазовых удельных энтропий и полной энтропии (линия 1) в процессе фазового превращения в железе при безударном сжатии

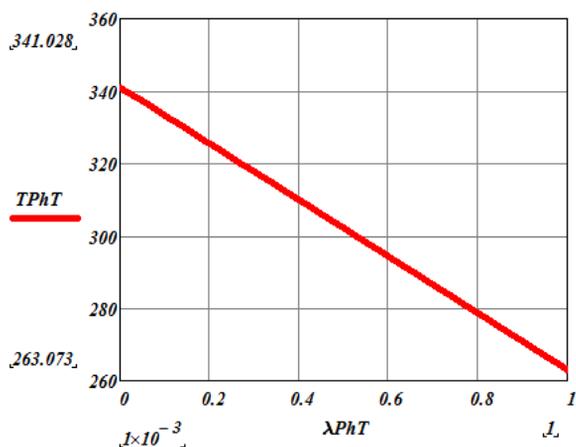


Рисунок 6. Изменение температуры в $^{\circ}\text{K}$ в процессе фазового превращения в железе при безударном сжатии

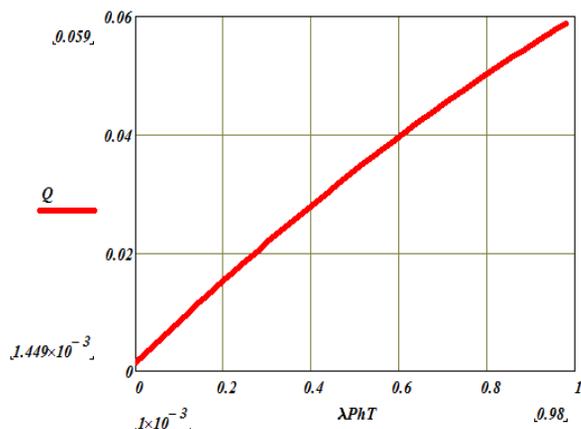


Рисунок 7. Выделение тепла в железе при безударном адиабатическом сжатии в процессе фазового превращения

Обратим внимание на несколько необычное поведение температуры в железе при безударном сжатии – **она снижается**. И это при возрастании энтропии при сжатии. Было бы очень полезно в эксперименте в работе [1] измерять ещё и температуру, чтобы установить или опровергнуть этот факт.

На рисунке 7 показано, как выделяется тепло в железе при безударном сжатии в процессе фазового превращения. Из рисунка 7 следует, что в согласии с ростом энтропии при фазовом превращении в железе (рисунок 5), тепловыделение положительно $Q > 0$. Но величина этого тепловыделения **чрезвычайно мала** $Q \approx 0.06$ КДж/г. Так что температура при фазовом превращении не только не растёт, но даже снижается (потому, что расходуется часть внутренней энергии железа в процессе фазового превращения при безударном адиабатическом сжатии) – рисунок 6. Кстати, измерение температуры железа в эксперименте в [1] могло бы заодно уточнить величину теплоёмкости второй фазы. В наших расчётах она принята равной теплоёмкости первой фазы (таблица 1).

В заключение этого раздела приведём рисунок зависимости температуры от давления при безударном фазовом превращении в железе – $T(P)$. Это так называемая **фазовая диаграмма**, которая в классической теории фазового превращения обычно считается **универсальной** и не зависящей от точки начала процесса фазового превращения и его характера – ударный или безударный

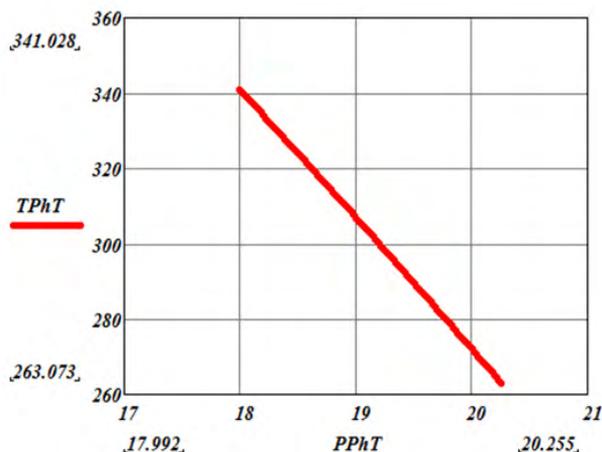


Рисунок 8. Фазовая диаграмма при безударном квазистационарном адиабатическом сжатии железа. Температура в °К, давление в ГПа

По мере роста давления при адиабатическом квазистационарном безударном сжатии железа температура снижается.

3 Простая волна сжатия для α и ε фазовых состояний в железе

Для проведения детального сравнения расчётных физических величин с результатами эксперимента, показанного на рисунках 1 и 2 из работы [1], необходимо предварительно получить ещё некоторые дополнительные расчётные зависимости. Речь идёт о массовых скоростях в железе, которые будут возникать по мере безударного адиабатического сжатия и распада разрыва при выходе такой волны на границу раздела железо-сапфир.

Особенность и трудность сравнения экспериментальных результатов на рисунке 1 с проводимым расчётом заключается в том, что авторы работы [1] не привели реальные величины давлений, которые были реализованы в эксперименте, хотя бы и расчётные. На рисунке 1 кривая изменения давления в железе обезразмерена и, самое главное, носит расчётный характер.

К счастью, на рисунке 2 показано поведение массовой скорости на границе раздела железа-сапфир с реально зарегистрированными величинами скоростей в км/с и в масштабе реального времени в нс.

Такой же временной масштаб присутствует и на рисунке 1. Этот факт позволит восстановить реальное давление на рисунке 1 и сравнить получаемые величины с расчётными параметрами.

Итак, адиабатическое безударное сжатие железа приводит к рождению в последнем *простой волны* (это волна безударная, с отсутствием ударного фронта, [6]).

Из всего выше изложенного следует, что интервал давления, внутри которого происходит ФП при безударном адиабатическом сжатии, чрезвычайно мал: $18 \leq P \leq 20.3$ ГПа. Фактически, на рисунке 1 происходит адиабатическое сжатие сначала железа в состоянии первой фазы (до давления ≈ 18 ГПа), а затем в состоянии второй фазы (после давления $P \approx 20$ ГПа). Для этих чистых по фазовому состоянию фракций железа можно применить известные аналитические зависимости для безударного сжатия в простой волне [6], которые вытекают из законов сохранения инвариантов Римана: $P_s(\rho) = P_x(\rho) + C_s \cdot \rho^{G+1}$ (6)

$$\text{Получим для каждой фазы Fe: } C_s^{(1)} \approx 7.212 \cdot 10^{-3} \text{ ГПа}/(\text{г/см}^3)^{2.592}, \quad C_s^{(2)} \approx 2.638 \cdot 10^{-3} \text{ ГПа}/(\text{г/см}^3)^{2.875}$$

Интегрируем дифференциальное уравнение, которое определяет зависимость давления от массовой скорости в простой волне (инварианты Римана):

$$dU/dP = [\rho_s(P) \cdot C(P, \rho_s(P))]^{-1.0} \quad (7)$$

Для первой фазы интегрирование уравнения (7) ведётся с учётом того, что начальная массовая скорость $U_0 = 0$. Для интегрирования уравнения (7) для второй фазы необходимо указать начальную массовую скорость для этой фазы. Воспользуемся законом сохранения потока массы при фазовом превращении: $U_e = U_b \cdot \rho_b / \rho_e$.

На рисунке 9 показана полученная зависимость.

Общее экспериментальное время фазового превращения из рисунка 2 можно оценить - $\Delta t_{\text{фкт}} \approx 1.8$ нс. Отметим только, что этот интервал времени не определяется темпом кинетики фазового превращения, а фактически это время сжатия железа от давления $P_b = 17.992$ ГПа до давления $P_e = 20.255$ ГПа при нагреве на эксперименте железной пластины с темпом $3.7 \cdot 10^{12}$ Вт/см².

Далее на рисунке 2 после момента времени $t_e \approx 3.0$ нс сжатие железа идёт уже *в чистом состоянии второй фазы*.

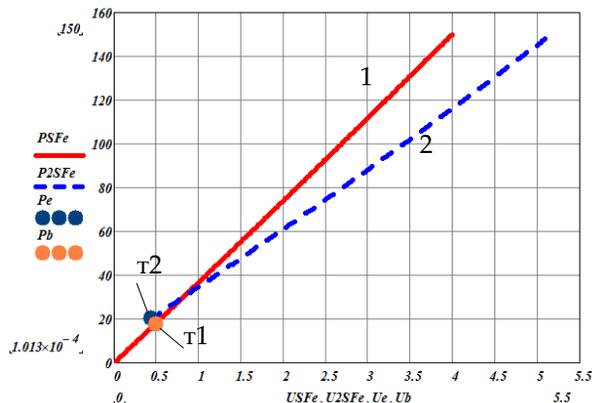


Рисунок 9. Зависимость давления в ГПа от массовой скорости в км/с в простой волне сжатия для первой фазы железа (линия 1) и второй фазы железа (пунктир 2). Точки – начало фазового превращения: $Pb = 17.992$ ГПа, $Ub = 0.49$ км/с (точка t_1). Завершение ФП $Pe = 20.255$ ГПа, $Ue = 0.437$ км/с (точка t_2). Зависимость давления от массовой скорости первой фазы для давления выше 20 ГПа носит чисто условный характер. В этой области давлений первая фаза отсутствует

5 Распад разрыва на границе железо-сапфир. Величины давлений и массовых скоростей в эксперименте

На рисунке 2 видно, что к моменту $t \approx 5.6$ нс массовая скорость достигает максимального значения $U_{max} \approx 3.3$ км/с. Как и давление на рисунке 1 достигает максимального значения. **Но какого?**

Уже из рисунка 9 по величине экспериментальной массовой скорости $U_{max} \approx 3.3$ км/с можно оценить эту величину так: $P_{max} \approx 97$ ГПа. Но эта величина не точна. Дело в том, что на рисунке 9 указано давление в железе в зависимости от массовой скорости в простой волне. А нам надо получить эти параметры в простой волне, но на границе железо-сапфир. Из-за распада разрыва на этой границе эти параметры изменятся и будут другими. Поэтому надо сначала построить зависимость для простой волны в сапфире – давление как функция массовой скорости [7]. На рисунках 10 и 11 показаны расчётные зависимости $P(U)$ для простых волн в сапфире (красная линия) и в железе для α и ε фазовых состояний.

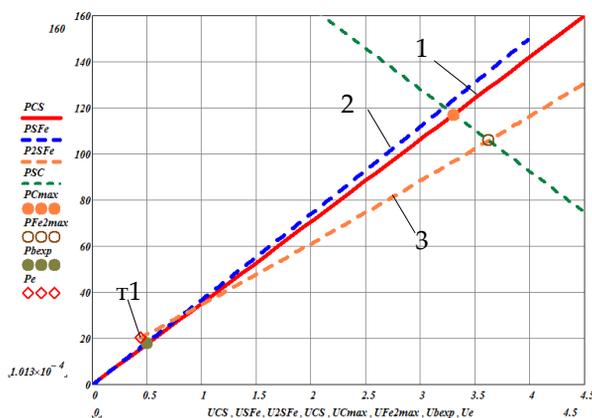


Рисунок 10. Расчётные зависимости $P(U)$ для простых волн в сапфире (линия 1) и в железе для фазовых состояний α, ε пункт 2 и пункт 3, соответственно

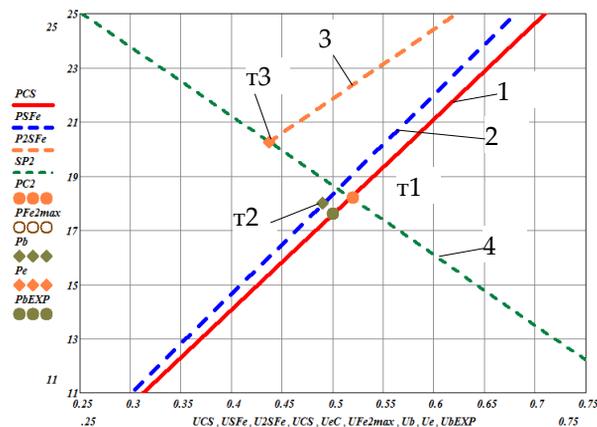


Рисунок 11. Фрагмент рисунка 10 в области начала и завершения фазового превращения

Точка 1 на линии 1 для простой волны в сапфире определяет давление в сапфире $P_c \approx 117$ ГПа при экспериментальной массовой скорости из рисунка 2 $U_{exp} \approx 3.3$ км/с.

Итак, не давление $P_{max} \approx 97$ ГПа, которое было получено выше в железе для массовой скорости $U_{exp} \approx 3.3$ км/с, а давление $P_c \approx 117$ ГПа в сапфире отвечает указанной массовой скорости, зарегистрированной методикой VISAR.

Пунктир 2 – это зависимость $P(U)$ для простой волны в железе для первой α фазы. Видим, что динамическая жёсткость этой фазы железа выше, чем динамическая жёсткость сапфира. Но реально в области давлений $P > P_e \approx 20.255$ ГПа (квадрат t1 на рисунке 10) этой фазы всё равно не существует. Реально при таких давлениях в железе существует только вторая ε фаза – пунктир 3.

Видно, что динамическая жёсткость этой фазы железа меньше, чем динамическая жёсткость сапфира. Поэтому распад разрыва на границе железо-сапфир при массовой скорости $U_{exp} \approx 3.3$ км/с и давлении $P_c \approx 117$ ГПа в сапфире определяет на зависимости $P(U)$ для второй фазы железа параметры в простой волне сжатия, которые на рисунке 10 показаны неокрашенной точкой.

Итак, к границе раздела железо-сапфир в железе подошла простая волна сжатия с параметрами на фронте волны:

$$P_{2Fe} \approx 106 \text{ ГПа}, \quad U_{2Fe} \approx 3.62 \text{ км/с}$$

Поэтому на рисунке 1 максимальное давление в железе в состоянии второй фазы можно оценить величиной $P_{2Fe} \approx 106$ ГПа, а массовую скорость можно оценить величиной $U_{2Fe} \approx 3.62$ км/с.

Если теперь на рисунке 1 поставить масштаб давления в безразмерной точке $P_{max} = 1.0$ реальную расчётную величину давления $P_{2Fe} \approx 106$ ГПа, то можно восстановить величины давлений из экспериментальной кривой на рисунке 1 для начала фазового превращения и его завершения в железе. Эти величины уже были оценены выше, но как указывалось, лишь приближённо. Теперь уточним эти расчётные значения. Получим: $P_{bEXP} \approx 18.02$ ГПа, а расчёт по новой методике фазового квазистационарного превращения дал значение давления $P_b \approx 17.992$ ГПа. Видим, что совпадение с экспериментом очень хорошее.

На рисунке 11 квадраты – реальные точки начала ФП (квадрат t2: $P_b = 17.992$ ГПа, $U_b = 0.49$ км/с) и завершения ФП (квадрат t3: $P_e = 20.255$ ГПа, $U_e = 0.437$ км/с) в железе.

На границе раздела железо-сапфир лазерная методика VISAR регистрирует другие массовые скорости. Это будут величины, показанные на рисунке 11 точками t2, t3. Точка t2 – точка начала ФП: $P_{bexp} = 17.6$ ГПа, $U_{bexp} = 0.5$ км/с.

Точка t3 – точка завершения ФП: $P_{eexp} = 18.279$ ГПа, $U_{eexp} = 0.52$ км/с.

На рисунке 2 это точки для массовой скорости: $U_{bexp} = 0.5$ км/с – начало ФП. $U_{eexp} = 0.52$ км/с – конец ФП. Видим, что согласие с экспериментом из раздела 1 вполне удовлетворительное.

Приведём ещё два рисунка. На рисунке 12 показан рисунок 1, но с оцифровкой шкалы давления, исходя из условия, что в точке максимального давления в железе в состоянии второй фазы получено значение $P_{2Fe} \approx 106$ ГПа.

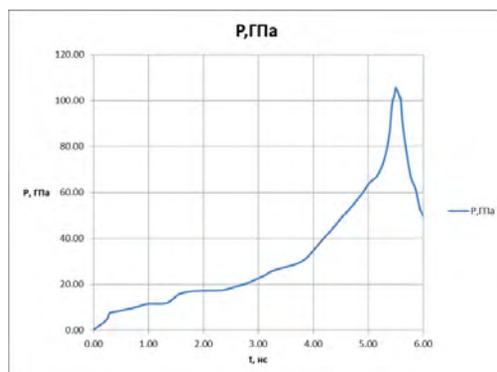


Рисунок 12. Зависимость давления от времени из рисунка 1с оцифрованной шкалой с максимальным давлением $P_{2Fe} \approx 106$ ГПа

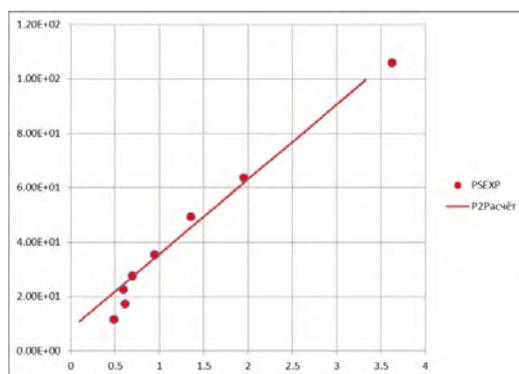


Рисунок 13. Расчётная $P(U)$ зависимость для второй фазы железа (линия 3 из рисунка 10) и экспериментальные точки из рисунков 1 и 2

Видим, что все экспериментальные точки на рисунке 13 хорошо согласуются с расчётной зависимостью $P(U)$ для второй фазы железа при давлении P выше давления начала второго фазового состояния железа $P_e = 20.255$ ГПа. Первые две точки на рисунке 13 для моментов времени $t = 1.0, 2.0$ нс – точки первого фазового состояния железа. Они, естественно, не согласуются с расчётной зависимостью для второй фазы.

Список литературы

1. N. Amadou, T. de Resseguier, E. Brambrink, T. Vinci, A. Benuzzi-Mounaix, G. Huser, G. Morard, F. Guyot, K. Miyanishi, N. Ozaki, R. Kodama, and M. Koenig. Kinetics of the iron $\alpha - \epsilon$ phase transition at high-strain rates: Experiment and model//Physical Review B **93**. 214108 (2016).
2. Кузьмицкий И.В. Фазовое превращение вещества при безударном сжатии и изобарическом нагреве. Результаты расчётов для бериллия// Труды XVII Харитоновских тематических научных чтений. Саров, 2015. С. 261-271.
- 2 Кузьмицкий И.В., М.В. Жерноклетов, В.В. Комиссаров. Новый подход к построению уравнения состояния вещества с фазовым переходом на фронте ударной волны. Уравнение состояния фенилона//Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 4. С. 103-113//Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2012. Vol. 48, № 4. PP. 465-474.
- 4 И.В. Кузьмицкий. Подвижная точка Жуге в классической теории детонации. Детонация как фазовый переход. Монография. Саров. 2018. 317 с.
3. Кузьмицкий И.В. Фазовое превращение в бериллии. Метод нескольких виртуальных экранов. Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Саров. 2015. С. 212-234.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидромеханика: М. «Наука». 1986. 736 с.
5. D. Erskin: High Pressure Hugoniot of Sapphire// in High Pressure and Technology AIP Conference Proceeding. 1994. P. 141-143.

**ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ
И РЕОЛОГИЯ МАТЕРИАЛОВ,
ДИНАМИКА КОНСТРУКЦИЙ**
**DYNAMIC STRENGTH AND RHEOLOGY
OF MATERIALS, DYNAMICS
OF CONSTRUCTIONS**

**ОЦЕНКА УСЛОВИЙ В ЗОНЕ КОНТАКТА ПРИ ВЗРЫВНОМ ОБЖАТИИ ДВУХСЛОЙНЫХ
КОРУНД / МЕДЬ ТРУБОК**

*И.А. Балаганский¹, И.С. Батраев², В.Ю. Ульяницкий^{1,2}, А.В. Пластинин²,
А.А. Штерцер², О.А. Зимоглядова¹*

¹Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

²Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

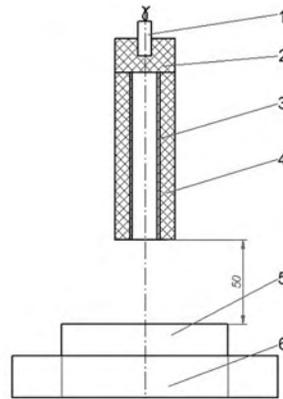
Введение

Известно, что при взрывном обжатию цилиндрических кумулятивных облицовок возможно образование кумулятивных струй, если скорость звука в облицовке превышает скорость детонации заряда ВВ [1]. В работе [2] было изучено формирование гиперскоростного потока керамических частиц при обжатию корундовых трубок и его действие по стальной мишени. В экспериментах было зафиксировано значительное проникающее действие потока керамических частиц. Металлографический анализ показал, что в процессе взаимодействия потока с мишенью материал мишени частично испарялся. Численный анализ процесса демонстрирует особенности формирования дискретной кумулятивной струи, максимальная скорость лидирующей части которой близка к 23 км/с, скорость основной части струи около 14 км/с. Однако, при взрывном обжатию керамических трубок не формируются сплошные кумулятивные струи. В статье [3] было высказано и численно обосновано предположение о возможности получения гиперскоростных сплошных кумулятивных струй при взрывном обжатию двухслойных корунд / медь трубок. В данной работе экспериментально и численно проанализированы особенности взрывного обжатию таких трубок.

Эксперименты с рентгеном

Для проведения экспериментов были изготовлены экспериментальные сборки показанные на рисунке 1. На медную трубку с внешним диаметром 7,4 мм, внутренним диаметром 6 мм и длиной 100 мм методом детонационного напыления наносился слой корунда толщиной 2,2 мм. Внешний диаметр заряда ТГ-40 был равен 30 мм, вес готовых зарядов был равен 100 г, вес инициирующего заряда 34 г.

Общий вид одной из экспериментальных сборок дан на рисунке 2. Всего вместе с отладочными было выполнено 6 экспериментов. Результаты экспериментов показали отсутствие сплошной медной кумулятивной струи, но в них были выявлены интересные особенности процесса взрывного обжатию двухслойных керамика/ медь трубок.



- 1 – электродетонатор;
2 – иницирующий заряд;
3 – основной заряд;
4 – двухслойная трубка;
5 – мишень;
6 – основание

Рисунок 1. Схема экспериментальной сборки

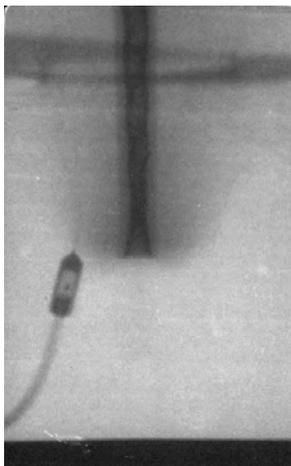


Рисунок 2. Общий вид экспериментальной сборки

На рисунке 3 показана типичная рентгенограмма одного из трех опытов по взрывному обжатию двухслойных керамика/ медь трубок. На рисунке 4 даны фотографии мишеней после подрывов. Во всех экспериментах скорость детонации, измеренная реостатными датчиками была равна 7,8 км/с

На рентгенограммах видно, что процесс имеет нестационарный характер, а на оси симметрии наблюдается периодическое образование полостей. Струя образуется только из нижней части облицовки и имеет скорость 2,5 км/с.

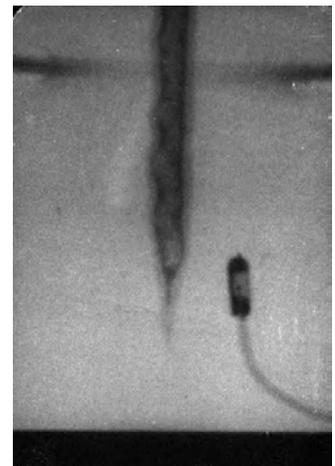
На мишенях из нержавеющей стали хорошо видны следы напыленной меди и керамики. Можно предположить, что в процессе взрывного обжатия трубок происходило испарение меди.



0,5 мкс



6,2 мкс



9,7 мкс

Рисунок 3. Последовательные стадии процесса взрывного обжатия двухслойной корунд/ медь трубки. Показаны времена с момента окончания процесса детонации заряда ВВ



Рисунок 4. Фотографии мишеней для опытов с трубкой № 3 (слева) и трубкой № 1 (справа)

Численное моделирование процесса взрывного обжатия двухслойных трубок

Для лучшего понимания процессов, происходящих при взрывном обжатии двухслойных трубок, было выполнено численное моделирование с использованием ANSYS AUTODYN. Моделирование проводилось в осесимметричной эйлеровой постановке. Нижняя граница расчетной области является осью симметрии.

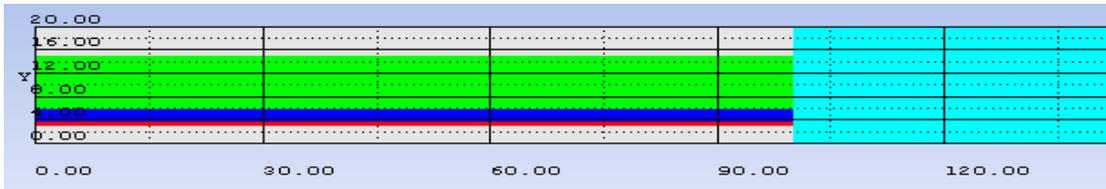


Рисунок 5. Начальная постановка задачи

Пространственное разрешение при постановке задач составляло 30 ячеек на 1 мм. Начальная конфигурация расчётной области соответствовала экспериментальным сборкам и показана на рисунке 5. Основные характеристики уравнений состояния участвующих в расчёте тел в терминологии AUTODYN даны в таблице 1. Параметры ударной адиабаты для корунда взяты из справочника [4] для давлений до 3 Мбар. Материал облицовки и мишени описывался ударной адиабатой, расчёт течения выполнялся по модели Джонсона-Кука. Результаты моделирования приведены далее в виде изолиний полей течений и графиков распределения основных параметров возникающих течений.

Таблица 1. Основные характеристики уравнений состояния участвующих в расчете тел

Material Name	Equation of State	Strength	Failure
Composition B	JWL	None	None
STEEL 1006	Shock	Johnson Cook	None
Copper	Shock	Johnson Cook	None
Al ₂ O ₃ Trunin	Shock	von Mises	Hydro (Pmin)

На рисунке 6 показана конфигурация полей течений и изолинии давлений в момент схлопывания трубки на ось симметрии $t=3,7$ мкс.

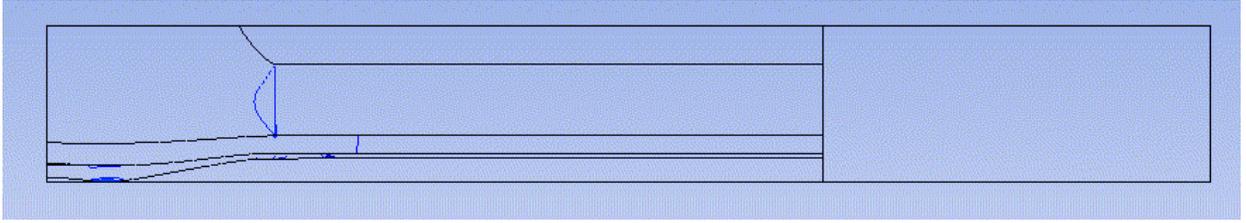


Рисунок 6. Поля течений и изолинии давлений $t=3,7$ мкс

Максимальное расчётное давление при схлопывании трубки около 3,5 ТПа, максимальная расчётная температура в зоне контакта 33860 К.

Отметим, что температура плавления меди 1358 К, температура кипения 2835 К при атмосферном давлении. Расчётные значения давлений и температур свидетельствуют о том, что начальные параметры в зоне контакта выходят далеко за пределы применимости определяющих соотношений для меди. Возможно плавление и испарение материала трубки в волне разрежения, что не учитывается в модели Джонсона Кука.

На рисунке 7 показана конфигурация полей течений и изолинии давлений в момент времени $t=5$ мкс. Можно видеть образование кумулятивной струи из материала медной трубки.

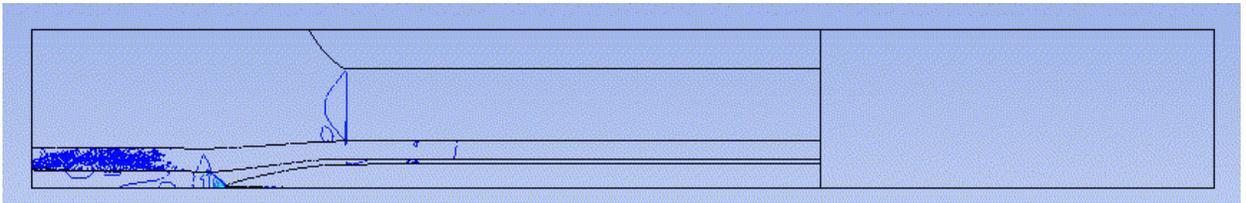


Рисунок 7. Поля течений и изолинии давлений $t=5$ мкс

На рисунке 8 даны пространственные графики распределения основных параметров течения вдоль оси симметрии.

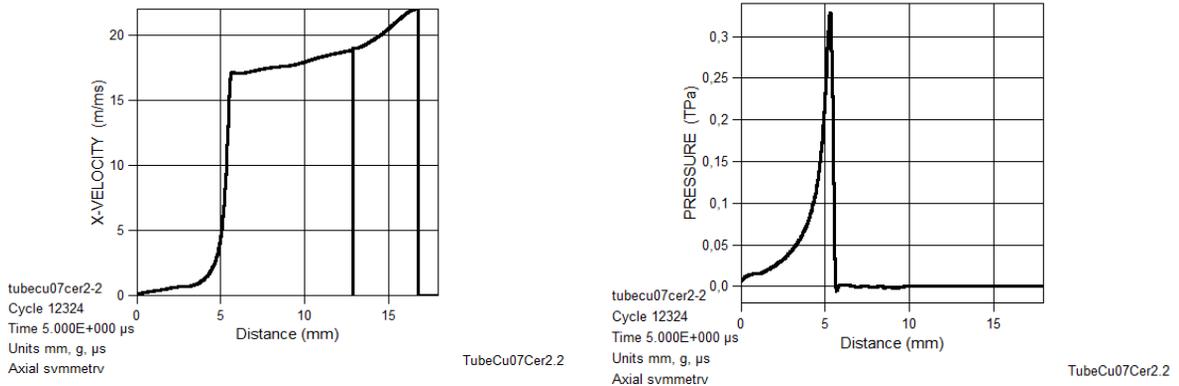


Рисунок 8. Профили массовой скорости и давления на оси симметрии в момент времени $t=5$ мкс

Максимальная температура в струе 2135 К, максимальная эффективная пластическая деформация струи 11,47.

На рисунке 9 показана конфигурация полей течений и изолинии давлений в момент времени $t=8,5$ мкс.

Полученные в расчетах значения давлений и температур на начальной нестационарной стадии связаны с тем, что начальные параметры в точке соударения далеко выходят за пределы применимости определяющих соотношений для меди.

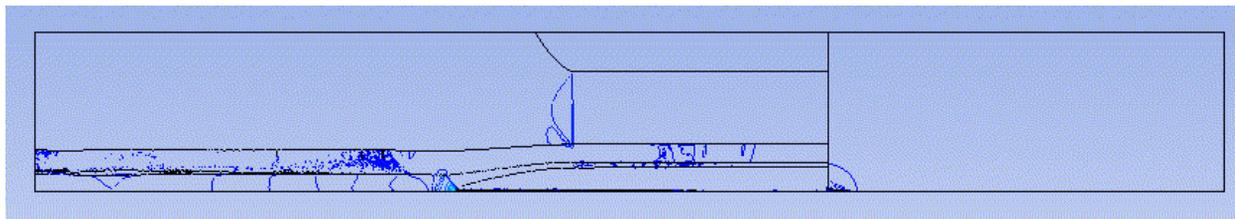


Рисунок 9. Поля течений и изолинии давлений $t=8,5$ мкс. Начало проникания струи в мишень

Численное моделирование с использованием уравнения состояния Тиллотсона для меди

В связи с изложенным была предпринята попытка моделирования начальной стадии с использованием широкодиапазонного уравнения состояния Тиллотсона. Это уравнение состояния позволяет рассчитывать параметры нагружения с учётом возможного плавления и испарения материала в волне разрежения. Все исходные данные при моделировании остались неизменными за исключением уравнения состояния меди, параметры которого были взяты из стандартной библиотеки AUTODYN.

На рис.10 показана конфигурация полей течений в области схлопывания трубки на ось симметрии $t=3,6$ мкс .

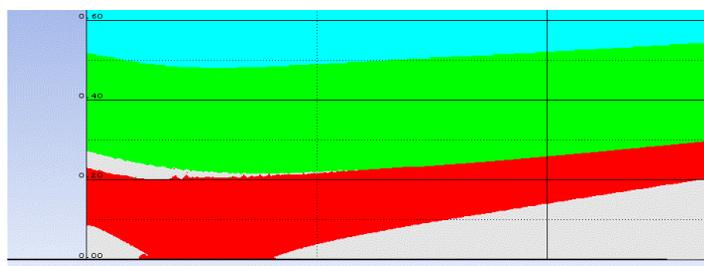


Рисунок 10. Поля течений $t=3,6$ мкс

Максимальное расчетное давление при схлопывании трубки около 4,5 Мбар, максимальная расчетная температура в зоне контакта 18200 К. Эти цифры выглядят более реалистично, по сравнению с ранее полученными. Они также значительно превышают температуру плавления и испарения меди.

На рисунке 11 показана конфигурация полей течений в зоне схлопывания в момент $t=3,8$ мкс. Можно видеть потоки испаренной меди. Струеобразование в точке контакта не наблюдается.

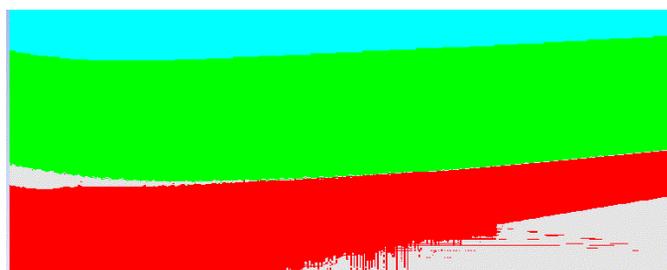


Рисунок 11. Поля течений $t=3,8$ мкс

На рисунке 12 даны графики распределения плотности и массовой скорости на расстоянии 1 мм от оси симметрии. Характер распределения плотности свидетельствует об испарении материала меди.

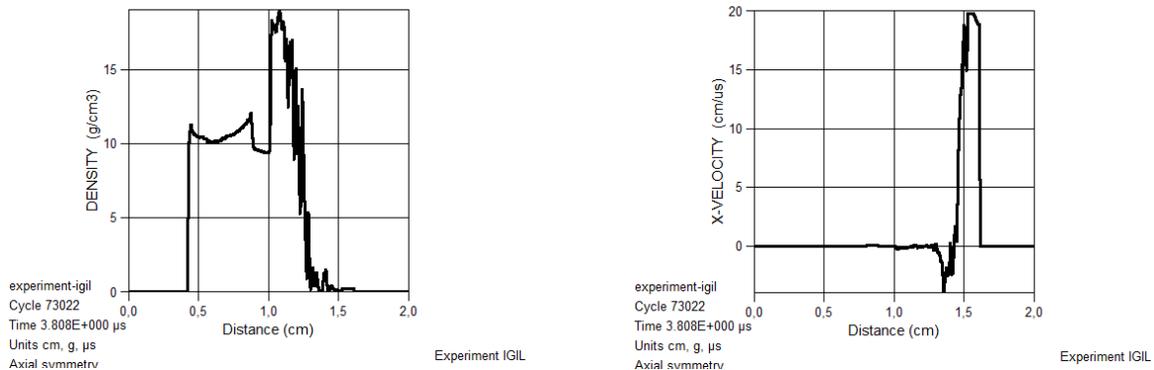


Рисунок 12. Распределение плотности и массовой скорости вдоль линии на расстоянии 1 мм от оси симметрии $t=3,8$ мкс

Выводы

Анализ результатов экспериментов и численного моделирования процесса взрывного обжатия двухслойных трубок позволяет сделать следующие выводы:

1. Нарушения процесса струеобразования связаны с высокими значениями давления и температуры, которые приводят к плавлению и испарению меди, что в дальнейшем приводит к образованию полостей внутри медной трубки.
2. Дальнейшие исследования должны быть направлены на углублённый анализ процесса взрывного обжатия двухслойных трубок с использованием адекватных определяющих соотношений для описания материалов при численном моделировании.

Список литературы

1. Ю.А. Тришин. О некоторых физических проблемах кумуляции // ПМТФ, 2000, Т.41, №5, С.10-26.
2. И.А. Балаганский, Л.А. Мерзгиевский, В.Ю. Ульяницкий, И.А. Батаев, А.А. Батаев, А.Д. Матросов,
3. И.А. Стадниченко, И.С. Батраев, А.В. Виноградов. Генерация гиперскоростных потоков частиц при взрывном обжатии керамических трубок //ФГВ, 2018, Т.54, №1, С. 132-138.
4. I.A. Balagansky, A.V. Vinogradov, L.A. Merzhievsky. Modelling of fast jet formation under explosion collision of two-layer alumina/copper tubes // The International Journal of Multiphysics, 2017, Vol. 11, № 3, pp. 265-375.
5. R.F. Trunin, L.F. Gudarenko, M.V. Zhernokletov, G.V. Simakov. Experimental Data on Shock Compression and Adiabatic Expansion of Condensed Matter // Sarov: RFNC-VNIIEF, 2001.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ ЗВУКА И КОЭФФИЦИЕНТА ПУАССОНА В БЕРИЛЛИИ НА УДАРНОЙ АДИАБАТЕ

Д.В. Крючков, В.И. Скоков, А.Н. Малышев, Д.Н. Замотаев, В.В. Барабин, Е.В. Кошатова, А.Н. Катыхов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В работе представлены экспериментальные данные по продольной, объемной скорости звука и коэффициенту Пуассона бериллия в диапазоне давлений ударной волны от 6 до 61 ГПа, полученные методом обратного удара, в котором движущийся исследуемый образец из бериллия тормозится на преграде из LiF. Экспериментальная информация представляет собой профиль скорости контактной границы Be-LiF, измеренный лазерным интерферометром. В диапазоне

давлений 6–61 ГПа определены значения упругой, объемной скорости звука и коэффициент Пуассона μ . Построена зависимость $\mu(P)$. В интервале давления до 20 ГПа наблюдается резкий рост μ , в диапазоне давлений 20–61 ГПа коэффициента Пуассона выходит на стационарное значение, равное $\sim 0,3$.

Введение

Бериллий широко применяется при конструировании многих изделий, и поэтому столь необычное для металлов поведение его коэффициента μ в УВ послужило основанием для проведения целенаправленных экспериментальных исследований с использованием метода обратного (reverse-impact arrangement) удара [1], [2]. В основе выбранного метода исследования лежит регистрация структуры упругопластической разгрузки ударно-сжатых металлов [3]. Для достижения высокой точности определения величин c_1 и c_2 регистрация профиля разгрузки осуществлялась лазерным интерферометром (Visar).

Для формирования в образце плоской УВ интенсивностью 12-61 ГПа использовались взрывные нагружающие устройства, а 6 и 12 ГПа - пороховая нагружающая установка калибром 100 мм (ПНУ-100).

Постановка экспериментов и результаты экспериментов

В опытах испытывались образцы бериллия диаметром 60 и толщиной 2 мм, полученные методом вакуумного горячего прессования [4]

Схема проведения экспериментов приведена на рисунке 1.

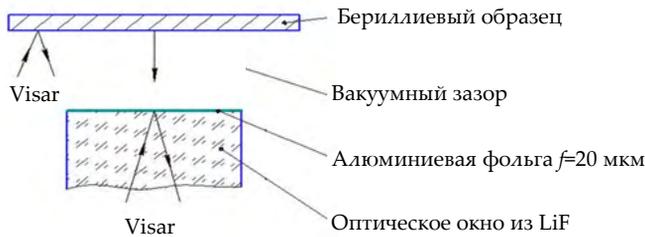


Рисунок 1. Схема проведения экспериментов

Разогнанный бериллиевый образец, тормозился на окне из LiF. К LiF устанавливался оптический датчик лазерного интерферометра Visar. Для обеспечения надежной регистрации профиля скорости границы Be-LiF на окно из LiF со стороны нагружения приклеивалась алюминиевая фольга толщиной 20 мкм.

Также лазерным интерферометром через второй оптический датчик, регистрировалась скорость бериллиевого образца на всем пути разгона.

В работе были использованы различные схемы проведения экспериментов. Для нагружения образцов в области давлений 12-61 ГПа использовались взрывные нагружающие устройства. В области давлений 6-12 ГПа эксперименты проводились на пороховой нагружающей установке калибром 100 мм.

Характерные $W(t)$ скорости бериллиевого образца, а также контактной границы Be-LiF, полученные с помощью лазерного интерферометра приведены на рисунках 2, 3.

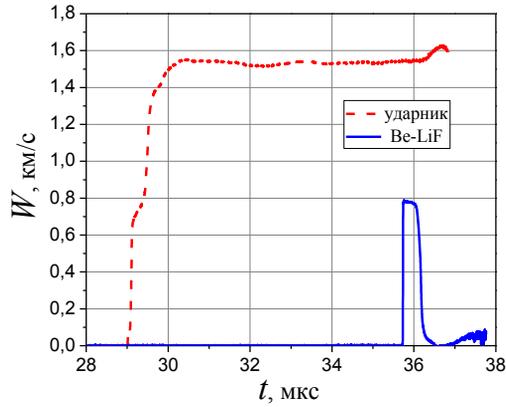


Рисунок 2. Зависимости скорости свободной поверхности образца и контактной поверхности Be-LiF при скорости нагружения 1,54 км/с

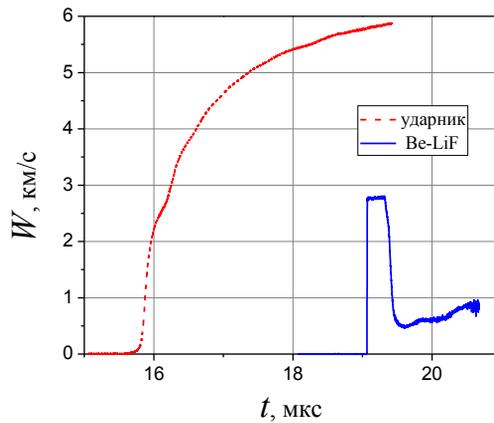


Рисунок 3. Зависимости скорости свободной поверхности образца и контактной поверхности Be-LiF при скорости нагружения 5,8 км/с

На рисунке 4 приведена характерная зависимость $U(t)$ контактной границы Be-LiF, а также данные по временам выхода упругой (t_1) и объемной (t_2) волны разгрузки, данные по амплитуде упругой разгрузки $\Delta U_{упр}$. Стационарная часть зависимости $U(t)$ имеет амплитуду $u_1 \sim 2,76$ км/с.

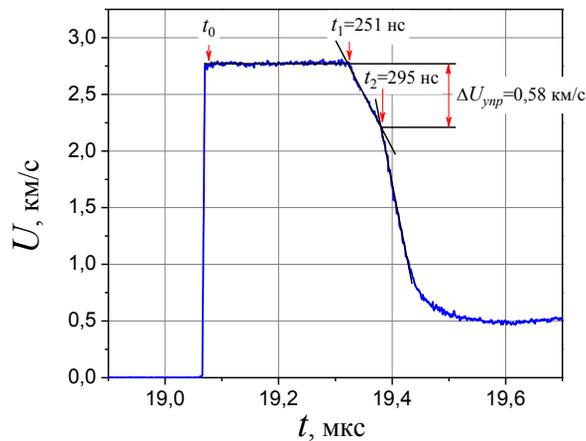


Рисунок 4. Характерные точки упругопластической разгрузки на профиле скорости контактной поверхности Be-LiF

В серии экспериментов в области интенсивности нагружения 6-61 ГПа, получены основные экспериментальные данные, которые необходимы для определения значений скоростей звука в бериллии. Эти данные приведены в таблице 1.

Таблица 1. Таблица результатов проведенных экспериментов

№ опыта	Толщина образца	Скорость образца W_{y0} , км/с	Скорость контактной границы U_{Be-LiF} , км/с	Давление в образце, ГПа	t_1 , мкс	t_2 , мкс	$\Delta u_{упр}$, км/с
1	2,02	0,77	0,395	6	0,298	0,445	0,081
2	1,98	1,54	0,767	12	0,286	0,408	0,227
3	2,01	1,55	0,78	12	0,290	0,410	0,29
4	1,96	2,25	1,10	19	0,277	0,369	0,270
5	2,01	4,32	2,07	40	0,267	0,328	0,43
6	1,99	4,27	2,03	40	0,264	0,326	0,40
7	2,00	4,71	2,21	46	0,259	0,312	0,41
8	2,03	5,80	2,76	61	0,251	0,295	0,58
9	1,99	5,91	2,74	61	0,245	0,288	0,59

Формулы для C_l и C_b с учетом двух волновой конфигурации УВ в бериллии:

$$C_l = \frac{2\Delta(D+u_1-W)}{t_1(D+C_{упр})-2\Delta}, \quad (1)$$

$$C_b = \frac{\Delta}{(t_2 - \frac{\Delta}{D})} \left(\frac{2\Delta u_{упр}(D+u_1+C_l-W)}{C_l(D+C_{упр})} - \frac{W-D-u_1+\Delta u_{упр}}{D} \right), \quad (2)$$

$$\mu = \frac{3 \cdot \left(\frac{C_b}{C_l}\right)^2 - 1}{3 \cdot \left(\frac{C_b}{C_l}\right)^2 + 1}, \quad (3)$$

где W - скорость ударника;
 D - скорость пластической ударной волны в бериллии;
 $C_{упр}$ - скорость упругого предвестника;
 Δ - толщина образца;
 u_1 - массовая скорость в бериллии;
 $\Delta u_{упр}$ - упругая разгрузка массовой скорости;
 C_b - объемная скорость звука;
 C_l - продольная скорость звука.

Дополнительно для расчетов привлекались данные по ударным адиабатам Be и LiF [5]:

$$P_{Be}(u)=1,85(7,99+1,32 \cdot u) \text{ у, ГПа}, \quad (4)$$

$$P_{LiF}(u)=2,65(5,13+1,31 \cdot u) \text{ у, ГПа}. \quad (5)$$

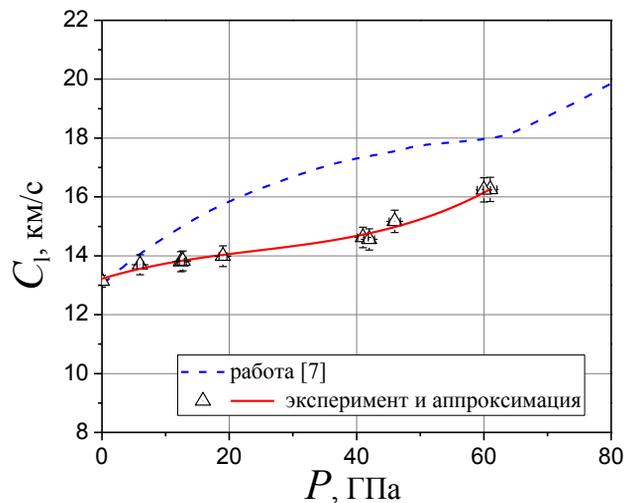
В таблице 2 приведены результаты расчетов C_l , C_b , и μ .

Таблица 2. Таблица результатов

№ опыта	Давление в образце, ГПа	C_l , км/с	C_b , км/с	μ
1	6,1±0,5	13,69±0,34	9,34±0,47	0,17±0,06
2	12,4±0,5	13,80±0,34	9,70±0,50	0,19±0,06
3	12,7±0,5	13,83±0,34	9,91±0,50	0,21±0,05
4	19,0±0,6	13,97±0,35	10,74±0,57	0,28±0,05
5	42,0±0,8	14,63±0,35	11,34±0,56	0,29±0,05
6	41,3±0,9	14,56±0,36	11,42±0,55	0,30±0,05
7	46,3±0,9	15,17±0,38	12,0±0,63	0,31±0,05
8	60,2±1,0	16,25±0,41	12,52±0,62	0,28±0,05
9	61,2±1,0	16,24±0,42	12,61±0,63	0,29±0,05

На рисунке 5 приведены:

- зависимость $C_l(P)$, продольной скорости звука от давления, построенная по данным таблицы 2;
- зависимость $C_l(P)$ из работы [6] для бериллия марки S200F.

**Рисунок 5.** Зависимости $C_l(P)$ продольной скорости звука от давления для бериллия

Как видно из рисунка 5, значения продольной скорости звука, полученные в проведенных экспериментах, находятся значительно ниже, чем значения, приведенные в работе [6] для бериллия марки S200F.

На рисунке 6 приведены:

- зависимость $C_b(P)$, объемной скорости звука от давления, построенная по данным таблицы 2;
- зависимость $C_b(P)$ из работы [6] для бериллия марки S200F, полученная из UPC SESAM.

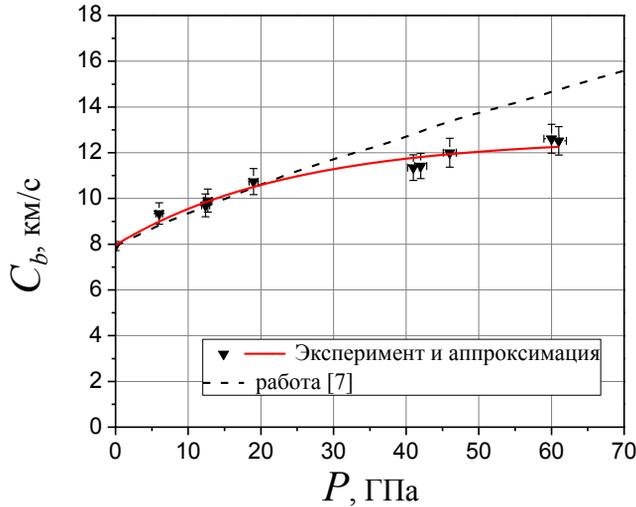


Рисунок 6. Зависимости $C_b(P)$ объемной скорости звука от давления для бериллия

Как видно из рисунка 6, экспериментальные точки $C_b(P)$ данной работы до давления УВ $P < 20$ ГПа лежат на графике $C_b(P)$ из [6], а при $P > 20$ ГПа – ниже его.

На рисунке 7 приведена зависимость коэффициента Пуассона от давления, полученная в серии экспериментов.

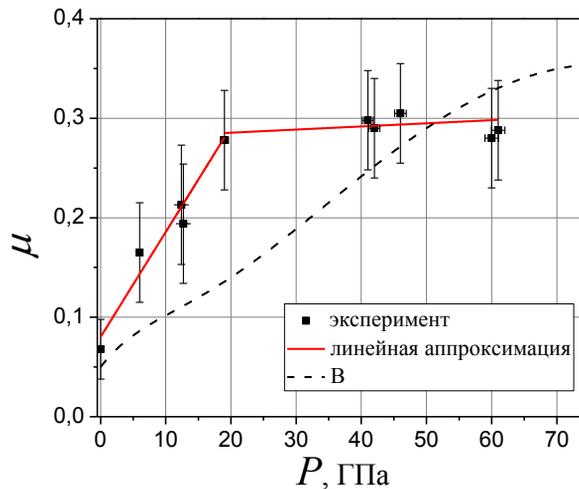


Рисунок 7. Зависимости $\mu(P)$, полученная в экспериментах

Как видно из рисунка 7, зависимость $\mu(P)$ для бериллия имеет сложный характер. В интервале давления до 20 ГПа наблюдается монотонный рост коэффициента Пуассона, а затем при $P > 20$ ГПа он выходит на стационарное значение $\mu \sim 0,3$. Похожий характер зависимости $\mu(P)$ получен для бериллия марки S200F в работе [6]. При этом угол наклона графика $\mu(P)$ меньше, чем у графика $\mu(P)$ для исследуемого бериллия, а интервал нарастания по давлению коэффициента Пуассона больше. Он длится до $P \sim 80$ ГПа. В итоге, он достигает максимального значения $\mu = 0,35$, которое больше, чем у объекта исследования данной работы. Возможно, это связано с различным размером зерна у этих марок.

Заключение

Таким образом, при использовании схемы эксперимента с обратным ударом и лазерно-интерферометрической методики измерения получены все необходимые данные для определения коэффициента Пуассона (C_l, C_b).

В диапазоне давлений УВ 6-61 ГПа методом обратного удара выполнены эксперименты с бериллиевыми образцами $\varnothing 60 \times 2$ мм. Для создания в образце плоской УВ интенсивностью 12-61 ГПа использовались взрывные нагружающие устройства, а 6 и 12 ГПа - пороховая пушка калибром 100 мм ПНУ-100. Для непрерывного измерения скорости движения образцов до торможения, а также контактной поверхности Be-LiF при торможении использовался лазерный интерферометр.

По результатам анализа измеренных профилей упругопластической разгрузки в диапазоне давлений 6–61 ГПа определены значения упругой, объемной скоростей звука и коэффициента Пуассона μ . Построена зависимость $\mu(P)$. В интервале давления от 6-20 ГПа наблюдается резкое нарастание μ от 0,07 до 0,3, в диапазоне давлений 20–61 ГПа коэффициент Пуассона выходит на стационарное значение, равное $\sim 0,3$. Близкий характер зависимости $\mu(P)$ получен экспериментально M.D. Knudson для бериллия марки S200F.

Список литературы

- 1 Thomas S. Duffy, Thomas J. Ahrens. Dynamic compression of an Fe–Cr–Ni alloy to 80 GPa // J. Appl. Phys. 82 (9), November 1997, pp. 4259-4269.
- 2 Jianbo Hu, Chengda Dai, Yuying Yu, Zijiang Liu, Ye Tan, Xianming Zhou, Hua Tan, Lingcang Cai, and Qiang Wu. Sound velocity measurements of tantalum under shock compression in the 10-110 GPa range // Journal of Applied Physics 111, 033511 (2012).
- 3 Б.Л.Глушак, В.Ф.Куропатенко, С.А.Новиков. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках // Новосибирск. Наука. Сиб. отделение, 1992, 295с.
- 4 В.А.Аринин, Ю.В.Батьков, Д.В.Крючков, А.Н.Малышев, К.Н.Панов, В.И.Скоков. Особенности откольного разрушения в бериллии при взрывном нагружении // Труды международной конференции «XV Харитоновские научные тематические чтения», Саров, 18-22 марта 2013 г. с.446-451.
- 5 М.В.Жерноклетов, В.Н.Зубарев, Р.Ф.Трунин, В.Е.Фортов. Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии // Черноголовка. ИХФЧ. 1996. 386с.
- 6 Marcus D. Knudson. Use of Pulsed Magnetic Compression to Investigate Constitutive Response of Materials. New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter // Paris, France May 24-28, 2010.

ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И УДАРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ПОЛЯРНЫХ ЖИДКОСТЯХ

С.Ю. Седов^{1,2}, В.А. Борисёнок¹

¹Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

²РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Флексоэлектрический эффект (ФЭ) определяют как электрическую реакцию диэлектрической конденсированной среды (поляризацию) на воздействие градиента деформации [1]. В одномерном случае:

$$P_f = \gamma \nabla E = \gamma \beta \nabla p \quad (1)$$

где P_f - поляризация, E - упругая деформация, γ - флексоэлектрический коэффициент, β - сжимаемость среды, p - давление.

ФЭ присущ всем диэлектрикам и описывает возникновение поляризации в непьезоэлектрической среде под действием механического воздействия. При описании флексоэлектрического эффекта используют также выражение для напряженности электрического поля E_f , которое является следствием (1):

$$E_f = \frac{\gamma\beta}{\varepsilon\varepsilon_0} \nabla p \equiv f \nabla p, \quad (2)$$

где ε и ε_0 – диэлектрическая проницаемость и диэлектрическая постоянная.

Для твердого тела ФЭ исследован теоретически и экспериментально. Результаты теоретических исследований наиболее полно изложены в [1]. Показано, что флексоэлектрический коэффициент имеет порядок величины e/a (e – заряд электрона, a – период решетки) - $\sim 10^{-9}$ Кл·м⁻¹. Отметим, что в [1] рассмотрен только ионный вклад в поляризацию. Эксперименты проведены в основном с сегнетоэлектрическими материалами в неполярной (параэлектрической) фазе [2-6]. Показано, что флексоэлектрическая поляризация есть линейная функция градиента деформации до значений последнего 0,015-0,020 м⁻¹; флексоэлектрический коэффициент μ составляет по порядку величины от 10^{-8} - 10^{-9} Кл/м (монокристалл титана стронция) [6] до 10^{-4} Кл/м (керамика титана бария стронция)[4]. Данные о проведении исследований ФЭ в жидких диэлектриках практически отсутствуют.

Теоретические оценки коэффициента f по порядку величины для воды проведены в работах [7,8], в которых предложена модель однопузырьковой сонолюминесценции (ОПСЛ) для систем вода-благородный газ. Известно [7-9], что на последней стадии коллапса пузырька газа в жидкости ускорение стенки пузырька, и, следовательно, градиент давления в ее окрестности весьма велики: ускорение 10^{11} - 10^{13} м/с² [9] градиент 10^{14} - 10^{16} Н/м³ [7,8]. Это, по мнению авторов [7,8], должно приводить к появлению в тонком слое воды электрического поля за счет ФЭ, достаточного для пробоя и ускорения свободных электронов до энергий возбуждения атомов благородных газов. Излучение при обратных электронных переходах и есть ОПСЛ.

При оценке коэффициента f авторы [7,8] рассмотрели два возможных механизма поляризации диэлектриков: смещение зарядов и упорядочение диполей (ориентационную поляризацию). Оценка f при первом типе поляризации проведена с использованием в качестве модельного вещества ионных кристаллов. Учет второго типа поляризации основан на утверждении, что ориентационная поляризация намного более эффективна, чем поляризация за счет смещения, так как диэлектрическая проницаемость полярных диэлектриков значительно больше, чем неполярных. В результате в обоих случаях получены одинаковые выражения:

$$f \sim \frac{e\beta}{\varepsilon_0 d} \quad (3)$$

где d – расстояние между атомами. Вычисление при $d \sim 10^{-10}$ м и $\beta = 5 \cdot 10^{-10}$ Па⁻¹ дает значение $f \sim 10^{-7}$ В/Па. Используя (2), получим $\gamma \sim 10^{-7}$ Кл/м. По нашему мнению, предложенный в [7,8] метод непригоден для оценки f и γ в случае жидкостей из-за не учета влияния теплового движения молекул при определении поляризации.

Цель настоящей работы – предложить новый подход для вычисления коэффициента флексоэлектрического эффекта. Для этого будем использовать результаты исследования поляризации диэлектриков электрическим полем и ближайшего аналога ФЭ – ударной поляризации: поляризации конденсированной диэлектрической среды в неоднородном поле сил фронта ударной волны (УВ).

1. Метод расчета коэффициента флексоэлектрического эффекта

Метод расчета ориентационной поляризации, возникающей в результате упорядочения внешним электрическим полем молекул, обладающих постоянным дипольным моментом, был впервые рассмотрен Дебаем в начале XX века. В изложении [10] суть метода в следующем.

Потенциальная энергия свободно движущейся молекулы с постоянным дипольным моментом $\vec{\mu}$ в однородном поле \vec{E} имеет вид:

$$W = - (\vec{\mu} \cdot \vec{E}) = - \mu E \cos\varphi, \quad (4)$$

где φ – угол между дипольным моментом и направлением вектора напряженности поля.

Следовательно, выражение для поляризации P записывают в виде:

$$P = N_0 \mu \overline{\cos \varphi}, \quad (5)$$

где N_0 – число молекул в единице объема, $\overline{\cos \varphi}$ – среднее значение косинуса по всему распределению по углам при тепловом равновесии.

Согласно закону распределения Больцмана вероятность того, что момент молекулы расположен внутри телесного угла $d\Omega$, пропорциональна $e^{-W/kT}$. Поэтому:

$$\overline{\cos \varphi} = \frac{\int e^{-W/kT} \cos \varphi d\Omega}{\int e^{-W/kT} d\Omega}, \quad (6)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура.

После вычисления интегралов в (6) получаем:

$$\overline{\cos \varphi} = \operatorname{cth} a - \frac{1}{a}, \quad (7)$$

где $a = \mu E / kT$

В [10] показано, что при обычных условиях экспериментов (температура порядка комнатной и выше) и величинах дипольных моментов, характерных для молекул веществ, выполняется неравенство $kT \gg \mu E$ и, следовательно, $\overline{\cos \varphi} \approx \frac{a}{3} = \frac{\mu E}{3kT}$. Поэтому:

$$P = \frac{N\mu^2 E}{3kT} \quad (8)$$

Из сказанного выше следует вывод, что рассмотренный метод можно использовать для определения поляризации и в тех случаях, когда упорядочение молекулярных диполей происходит в поле сил другой природы нежели электрические. В частности, этот метод использован в работе [11] для построения модели поляризации воды в поле сил фронта ударной волны.

Считается общепризнанным, что явление объемного разделения связанных зарядов во фронте ударной волны, т.е. поляризация конденсированной среды было экспериментально открыто авторами работы [12] для случая полярных полимеров и воды. Эти же авторы предложили и механизм открытого ими явления, получившего название «ударная поляризация», - который связывался с ориентацией асимметричных молекулярных диполей в поле сил фронта УВ. В последующие годы ударная поляризация была зарегистрирована в экспериментах с ионными кристаллами, полимерами, низкомолекулярными жидкостями [13]. Построены феноменологические модели явления [14-18], сделаны попытки построения физических моделей [11,19]. Две последние модели развиты для полярных жидкостей; с их помощью описывались результаты экспериментов с водой [11] и нитробензолом [19]. Рассмотрим их подробнее.

Авторы [11], исходя из предположения, что основной вклад в ударную поляризацию воды P_w вносит ориентационная поляризация, и, следуя описанному выше методу, получили следующий результат:

$$P_w = \frac{l_0 \mu N_0}{3kT} (2F_H - KF_0) = \frac{l_0 \mu N_0}{3kT} \frac{\partial}{\partial x} (2E_H - KE_0), \quad (9)$$

где $l_0 = R_{OH} \cos \alpha / 2$, R_{OH} – длина ОН связи, α – угол между ОН – связями. $K = \frac{2m_H}{m_0}$; m_H и m_0 – массы атомов водорода и кислорода, F_H и F_0 – равнодействующие сил фронта УВ и инерциальных сил, действующие на атомы водорода и кислорода и приводящие молекулу воды во вращательное движение вокруг оси, проходящей через центр масс; E_H и E_0 – разность между энергией, получаемой атомами водорода и кислорода за счет перепада давления на УВ, и кинетической энергией.

Молекула воды представлена в [11] в классической геометрии: с углом между ОН – связями $\alpha = 104^\circ 52'$. Далее авторы [11], используя уравнение состояния воды, определяют структуру фронта УВ, рассчитывают энергии E_H и E_0 и вычисляют электрические величины – потенциал, напряженность поля и ток смещения – применительно к условиям проведения эксперимента [12]. Сравнение результатов расчета и эксперимента показало, что предложенная модель при некоторых предположениях о поведении вязкости воды в сжатой зоне позволяет количественно описать эксперимент.

В работе [19] для описания ориентационной поляризации развита модель эффективного диполя, в которой молекула вещества представлена в виде жесткой гантели. Для гантели, центр масс которой движется со скоростью среды, составлено уравнение вращательного движения вокруг центра масс. В уравнение входят момент сил поля фронта УВ F_i , моменты стоковых сил сопротивления и сил электрического поля, создаваемого ударной поляризацией. Выражение для F_i дано в виде:

$$F_i = -V_i \nabla p, \quad (10)$$

где V_i – объемы атомных кластеров, образующих гантель, p_{sw} – давление во фронте УВ. Обоснование введения в модель такой силы в [19] не приведено. Кроме того, в [19] не учтено тепловое движение молекул, что делает результаты расчетов в [19] неверными (тепловые флуктуации в реальной ситуации преобладают). Отметим, что сила типа (10) успешно используется при описании взаимодействия пузырьков газа в жидкости с акустическим полем (первичная сила Бьеркнеса) [20,21]. Для стоячего одномерного звукового поля сила Бьеркнеса направлена вдоль градиента звукового поля; выражение для нее записывается в виде [20,21]:

$$F_B = - \langle V(t) \nabla p_a(x,t) \rangle, \quad (11)$$

где p_a – акустическое давление, $\langle \rangle$ – усреднение по времени.

В основу метода оценки коэффициента флексоэлектрического эффекта для жидкостей положим два предположения, как и в [19]:

- молекула вещества представляет собой жесткую осесимметричную гантель. Параметры гантели определяются, аналогично по геометрическому строению молекулы с учетом вандер-ваальсовых радиусов атомов.
- в зоне наличия градиента давления на молекулу действуют первичные силы Бьеркнеса.

При таких предположениях потенциальную энергию молекулы запишем в виде:

$$W_m = l_0 \nabla p \cos \varphi \left(\frac{V_1 m_2 - V_2 m_1}{m_1 + m_2} \right), \quad (12)$$

где l_0 – расстояние между центрами масс гантели; m_1, m_2, v_1, v_2 – массы и объемы атомов, составляющих гантель; ∇p – градиент давления ($\nabla p = \text{const}$); φ – угол поворота гантели вокруг оси, проходящей через центр масс и перпендикулярный оси гантели.

Далее, используя процедуру усреднения по фактору Больцмана, аналогичную приведенной в [10], получаем выражение для поляризации.

$$P = \frac{\mu N_0 l_0}{3kT} \left(\frac{V_1 m_2 - V_2 m_1}{m_1 + m_2} \right) \nabla p \quad (13)$$

Соотношение (13) удовлетворяет определению флексоэлектрического эффекта, т.е. в рамках выбранного подхода ударную поляризацию, формирующуюся в веществе за время прохождения УВ расстояния, равного толщине ее фронта, и ФЭ можно считать одним и тем же физическим явлением. Коэффициент ФЭ равен:

$$\gamma = \frac{\mu N_0 l_0}{3kT\beta} \left(\frac{V_1 m_2 - V_2 m_1}{m_1 + m_2} \right) \quad (14)$$

Рассчитаем γ для воды и нитробензола. Модельную гантель для воды представим следующим образом: $m_1=2 m_H, m_2 = m_O, V_1 = 2V_H = \frac{8\pi R_H^3}{3}, V_2 = V_O = \frac{4}{3}\pi R_O^3$. Вычисления при $m_1 = 2a.e.m, m_2 = 16a.e.m, R_H = 5,3 \cdot 10^{-11}m$ [22], $R_O = 6 \cdot 10^{-11}m$ [22], $\mu = 1,85 \text{ Д}$ [22], $N_0 = 3,3 \cdot 10^{28}m^{-3}, l_0 = 10^{-10}m, T = 293K$ и $\beta = 4,5 \cdot 10^{-10}Pa^{-1}$ [23] дают значение $\gamma = 3,7 \cdot 10^{-12} \text{ Кл} \cdot m^{-1}$.

В работе [19] для нитробензола предложена модельная гантель со следующими характеристиками:

$m_1= 46 a.e.m, V_1= 14 \cdot 10^{-30}m^3, m_2= 77 a.e.m, V_2= 38 \cdot 10^{-30}m^3, l_0 = 2,1 \cdot 10^{-30}m^3$. Проведя вычисления с использованием этих данных, а также $\mu=3,84 \text{ Д}$ [24], $N_0 = 6 \cdot 10^{27}m^{-3}, T=293K$ и $\beta=9,7 \cdot 10^{-10}Pa^{-1}$ [23] получим $\gamma=7,1 \cdot 10^{-12} \text{ Кл} \cdot m^{-1}$.

2. Сравнение расчетов и экспериментов

В рамках предложенного нами подхода начальную ударную поляризацию и флексоэлектрический эффект принимаем как физически равнозначные понятия, устанавливающие связь ориентационной

поляризации с градиентом давления в полярных жидкостях. Коэффициент флексоэлектрического эффекта обратно пропорционален температуре.

Величина флексоэлектрического коэффициента для рассмотренных полярных жидкостей составляет по порядку величины 10^{-12} - 10^{-11} Кл/м. Это на 2-3 порядка величины меньше теоретических оценок для твердого тела [1] и до 8 порядков величины меньше экспериментальных значений γ для сегнетоэлектрических материалов [4]. Отметим, что полученное в [7,8] оценочное значение γ для воды примерно на пять порядков величины больше полученного в настоящей работе.

Проведем тестирование предложенного подхода. Для этого рассчитаем ударную поляризацию воды и нитробензола (формула (13)) и сравним ее с экспериментом [25,26]. Данные для сравнения приведены в таблице 1. Необходимые для расчета величины взяты из работ [19,25,26].

Таблица 1. Результаты расчета и эксперимента

Вещество	$P_{ув}$, ГПа	Ширина фронта УВ, 10^{-10} м	Градиент давления, Па·м ⁻¹	Температура сжатого вещества, К	P , Кл·м ⁻²	
					эксперимент	расчет
Вода	1,0	24	$4 \cdot 10^{17}$	395	$3 \cdot 10^{-5}$	$22 \cdot 10^{-5}$
	10,0	50	$2 \cdot 10^{18}$	896	$44 \cdot 10^{-5}$	$50 \cdot 10^{-5}$
Нитробензол	1,5	100	$1,5 \cdot 10^{17}$	440	$3 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$
	2,0	100	$2 \cdot 10^{17}$	470	$3,51 \cdot 10^{-4}$	$9,5 \cdot 10^{-4}$
	3,4	100	$3,4 \cdot 10^{17}$	537	$6,85 \cdot 10^{-4}$	$14,1 \cdot 10^{-4}$
	4,2	100	$4,2 \cdot 10^{17}$	594	$8,54 \cdot 10^{-4}$	$15,7 \cdot 10^{-4}$
	5,1	100	$5,1 \cdot 10^{17}$	659	$8,98 \cdot 10^{-4}$	$17,2 \cdot 10^{-4}$
	7,3	100	$7,3 \cdot 10^{17}$	817	$10,9 \cdot 10^{-4}$	$19,8 \cdot 10^{-4}$
	9,2	100	$9,2 \cdot 10^{17}$	953	$15,1 \cdot 10^{-4}$	$21,5 \cdot 10^{-4}$
11,3	100	$11,3 \cdot 10^{17}$	1060	$16,2 \cdot 10^{-4}$	$23 \cdot 10^{-4}$	

Из таблицы следует, что наибольшее различие (в ~ 7 раз) имеет место для воды при давлении во фронте УВ 1 ГПа. В остальных случаях различие не превышает 3 раз, причем с увеличением давления оно становится меньше: 1,14 для воды при 10 ГПа и 1,41 для нитробензола при 11,3 ГПа. Отметим, что расчетные значения поляризации во всех случаях больше экспериментальных.

Результаты тестирования показывают, что несмотря на определенные трудности при расчете γ , связанные с определением ширины фронта УВ (оценкой градиента давления) и характеристик модельной гантели для достаточно сложных молекул (определение объемов, входящих в выражение для силы Бьеркнеса) предложенный подход можно использовать для оценки поляризации в неоднородных полях давления.

Заключение

В модели жесткой осесимметричной гантели для молекулы полярной жидкости, на которую в неоднородном поле давления действуют силы типа первичной силы Бьеркнеса, нами получено аналитическое выражение для коэффициента флексоэлектрического эффекта (14). Величина коэффициента прямо пропорциональна дипольному моменту молекулы, плотности диполей, комбинации параметров гантели и обратно пропорциональна температуре. Значение коэффициента для воды составило $3,7 \cdot 10^{-12}$ Кл·м⁻¹, для нитробензола - $8 \cdot 10^{-12}$ Кл·м⁻¹, что на 2-3 порядка величины меньше теоретических оценок для твердого тела [1] и до 8 порядков величины меньше экспериментальных значений для сегнетоэлектрических материалов в параэлектрической фазе [4].

Результаты тестирования предложенного подхода на экспериментальных данных по исследованию ударной поляризации воды и нитробензола показали, что он может быть использован для описания поляризации полярных жидкостей в неоднородных полях давления, в том числе, для расчетов ударной поляризации.

Список литературы

- 1 Таганцев А.К. Пиро, пьезо, флексоэлектрический эффекты в ионных кристаллах. УФН. 1987.Т.153.Вып.3.С.423-448.
- 2 Ma W., Cross L.E. Observation of the flexoelectric effect in relaxor PI ($Mg_{1/3}Nb_{2/3}$)O₃ ceramics. Appl. Phys. Lett.2001.V.78.N.19.P.2920-2921.
- 3 Ma W., Cross L.E. Large flexoelectric polarization in ceramic lead magnesium niobate. Appl. Phys. Lett. 2001. V.79.N26.P.4420-4422.
- 4 Ma W., Cross L.E. Flexoelectric polarization of barium strontium titanate in the paraelectric state. Appl. Phys. Lett.2002.V.81.N.18.P.3440-3442.
- 5 Cross L.E. Flexoelectric effect: charge separation in insulating solids subjected to elastic strain. J. of Material Science.2006. V.41. P.53-63/
- 6 Zubko P., Gatalan G., Buckley A., Welche P.R.L., Scott J.F. Strain – gradient – induced polarization in SrTiO₃ single crystal. Phys. Rev. Lett.2007.V.99.16761.
- 7 Garcia N., Levanyuk A.P., Osipov V.V. Scenario of the electric breakdown and UV radiation spectra at single bubble sonoluminescence // Pis'ma v ZhETF. 1999. V. 70. № 7. P. 428–433.
- 8 Garsia N., Levanyuk A.P., Osipov V.V. Nature of sonoluminescence: noble gas radiation excited by hot electrons in cold water // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. №2. P. 2168–2176.
- 9 Barber B.P., Hiller R.A., Lofstedt R., Putterman S.J.,Weninger K.R. Defining the unknowns of sonoluminescence // Phys. Rep. 1997. V. 281. № 2. P. 65–143.
- 10 Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Физматлит.1963
- 11 Skryl Yu., Belak A.A., Kuklya M.M. Shock – induced polarization in distilled water. Phys. Rev. B. 2007. V.76. 064107.
- 12 Eichelberger R.J., Hauver G.E. Solid state transducers for recording of intense pressure pulses. Les Ondes de Detonation. Ed. Du Center National de la Recherche Scientifique. France – Paris. 1962. P. 363-376.
- 13 Электрические явления в ударных волнах. Под редакцией В.А.Борисенка, С.С.Набитова и Е.З.Новицкого.Саров.РФЯЦ-ВНИИЭФ.2005.
- 14 Иванов А.Г., Новицкий Е.З. Задача о двойном слое в ударно-сжатых диэлектриках. ПМТФ. 1966.. №5. С.104-107.
- 15 Allison F.E. Shock – induced polarization in plastics. J. Appl. Phys. 1968. V.36. №7. P. 2111-2113.
- 16 Зельдович Я.Б. ЭДС, возникающая при распространении ударной волны по диэлектрику. ЖЭТФ. 1967. Т.53. Вып 1(7). P. 237-243.
- 17 Иванов А.Г., Лисицын Ю.В., Новицкий Е.З. ЖЭТФ. 1968. Т.54. Вып.1, С.285-291.
- 18 Зайдель Р.М. Определение режима электрической релаксации при ударном нагружении. ЖЭТФ. 1968.Т.54.С.1253-1258.
- 19 Еникеев Ф.У., Кубарев С.И., Пономарев О.А. Ориентационная модель ударной поляризации в конденсированной фазе. ФГВ. 1987.Т.23.С.68-75.
- 20 Brenner V.P., Hilgenfeld S., Lohse D. Single-bubble sonoluminescence // Rev. Mod. Phys.2002. V. 74. N 2. P. 425-484.
- 21 Lauterborn W, Kurz T. Physics of bubble oscilation // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73. P.106501.
- 22 Зацепина Г.Н. Свойства и структура воды. М.: Издательство МГУ.1974
- 23 Физические величины. Справочник. Под редакцией И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова. М.: Энергоиздат. 1991.
- 24 Осипов О.А., Минкин В.И., Гарновский А.Д. Справочник по дипольным моментам. М.: Высшая школа. 1971.

- 25 Harris P., Presles H-N. The shock induced electrical polarization of water. J. Chem. Phys. 1982. V.77. №10. P.5157-5164.
- 26 Якушев В.В., Дремин А.Н., Набатов С.С., Шунин В.М. Физические свойства и превращения нитробензола при динамических давлениях до 30 ГПа. ФГВ. 1979. Т15. N12. С.132-139.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ, ИЗГОТОВЛЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ (3D ПРИНТЕР), МЕТОДОМ СОСТАВНЫХ СТЕРЖНЕЙ ГОПКИНСОНА

*А.Ю. Гармашев, С.М. Долгих, Е.Б. Смирнов, Е.А. Петухов, А.И. Клёнов,
К.С. Сидоров, М.А. Шестириков, Д.Т. Юсупов, З.И. Завьялов, А.А. Борцов*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Исследование физических и механических свойств материалов, подвергаемых воздействию интенсивных динамических нагрузок и высокоскоростной деформации, представляет собой большой научный и практический интерес в связи с развитием ряда областей новой техники, а также в связи с разработкой и внедрением в промышленность новых перспективных технологических приемов обработки материалов.

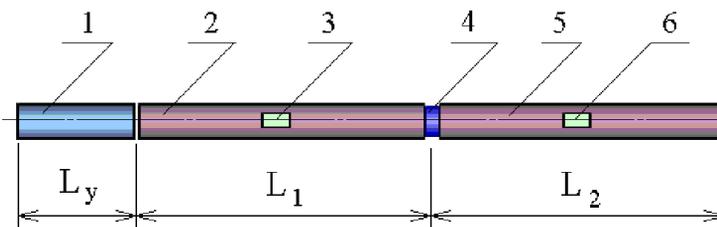
В настоящее время одним из наиболее динамично развивающихся направлений «цифрового» производства являются аддитивные технологии. Аддитивные технологии (часто именуемые 3D-технологиями) обобщенное название технологий, предполагают изготовление (построение) физического объекта (детали) методом послойного нанесения (добавления, англ. – «add») материала по данным цифровой модели (или САД-модели), в отличие от традиционных методов формирования детали за счет удаления материала из массива заготовки [1].

В практике динамических испытаний механических свойств конструкционных материалов наибольшее распространение получили такие методы и установки, как кулачковые пластометры, копровые испытания, метод динамической осадки, задача кольца с помощью электромагнитного поля или взрыва. Значительный прогресс в области динамических испытаний был достигнут в последние десятилетия благодаря методу Кольского с использованием составного стержня Гопкинсона.

Эта методика позволяет проводить испытания широкого круга материалов, исследовать динамические диаграммы сжатия и растяжения в диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon} = 10^2 - 10^4 \text{ с}^{-1}$ [2].

Система для исследований состоит из двух длинных мерных стержней (нагружающего и опорного) с достаточно высоким пределом текучести и тонкого образца в виде таблетки, расположенного между их торцами. В нагружающем стержне возбуждается упругий импульс сжатия определенной амплитуды и длительности. При подходе к образцу этот импульс, ввиду разности акустических жесткостей материалов стержня и образца, разделяется: часть импульса отражается от границы обратно в нагружающий стержень, а другая часть проходит через образец в опорный стержень. Деформации стержней измеряются тензодатчиками, наклеенными на нагружающий и опорный мерные стержни.

Схема установки приведена на рисунке 1.



1 – ударник, 2 – нагружающий стержень, 3 и 6 – тензодатчики,
 4 – образец, 5 – опорный стержень

Рисунок 1. Схема установки ССГ

При выводе основных соотношений метода ССГ предполагается, что ввиду очень малой длины образца по сравнению с длиной нагружающего импульса в образце в течение испытания реализуется одноосное напряженное состояние с равномерным распределением напряжений и деформаций по его длине. Таким образом, несмотря на высокие скорости деформации образца (до $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$), испытание может рассматриваться как квазистатическое.

Параметрические зависимости $\sigma(t)$, $\varepsilon(t)$, $\dot{\varepsilon}(t)$ в образце определяются на основе экспериментальных записей упругой деформации в нагружающей $\varepsilon_I(t)$ и проходящей $\varepsilon_T(t)$ волнах напряжения (соответственно, в нагружающем и опорном стержнях) по следующим формулам [3]:

$$\sigma(t) = \frac{ES}{S_s^0} [\varepsilon_T(t)]; \quad (1)$$

$$\varepsilon(t) = \frac{2C}{L_0} \int_0^t [\varepsilon_I(t) - \varepsilon_T(t)] \cdot dt; \quad (2)$$

$$\dot{\varepsilon}(t) = \frac{2C}{L_0} (\varepsilon_I(t) - \varepsilon_T(t)), \quad (3)$$

где S_s^0 – исходная площадь поперечного сечения образца, S – площадь поперечного сечения мерных стержней, E – модуль упругости материала мерных стержней, C – скорость продольных волн в стержнях, L_0 – первоначальная длина образца.

Из полученных параметрических зависимостей исключается время и строится диаграмма деформирования σ - ε конкретного образца и зависимости скорости деформации от деформации $\dot{\varepsilon} \sim \varepsilon$.

С помощью установки можно исследовать диаграммы сжатия, растяжения, локализованный сдвиг, трещиностойкость, эффект Баушингера и другие характеристики материалов при скоростях деформации $\dot{\varepsilon} \sim 10^2$ - 10^4 с^{-1} . Смена вида испытаний в установках стержней Гопкинсона достигается достаточно просто. Для этого требуется применить другие типы образцов и стержни с измененной геометрией в месте крепления образца. Нагружение и способ регистрации упругих деформаций стержней остаются такими же.

Измерение упругих импульсов деформаций в мерных стержнях проводится с помощью наклеенных на их боковые поверхности тензорезисторов. Регистрируются нагружающий $\varepsilon^I(t)$, отраженный $\varepsilon^R(t)$ и прошедший $\varepsilon^T(t)$ через образец импульсы деформации, являющиеся "откликами" материала на приложенную нагрузку. Тензорезисторы (см. рисунок 1) наклеиваются на образующую поверхность на расстоянии 4-5 диаметров от торца нагружения (нагружающий стержень) или от торца касания с образцом (нагружающий и опорный стержень).

Для питания тензорезисторов выбрана потенциометрическая схема ввиду её простоты и возможности питания нескольких измерительных каналов от одного источника. Обе группы (тензорезисторов на опорном и нагружающем стержнях) питаются постоянным током от стандартного стабилизированного блока питания через оригинальные схемы питания и калибровки. Сигналы с датчиков регистрируются запоминающим осциллографом.

Аддитивные технологии (от английского Additive Fabrication) – обобщенное название технологий, предполагающих изготовление изделия по данным цифровой модели (или CAD-модели) методом послойного добавления материала.

В отличие от технологии механической обработки, работающей по принципу "вычитания", т.е. поэтапного удаления материала с заготовки до получения необходимых формы и размера, получение изделия происходит послойно, шаг за шагом путем формирования (тем или иным способом) слоя материала, отверждения или фиксации этого слоя в соответствии с конфигурацией сечения CAD-модели и соединения каждого последующего слоя с предыдущим.

Образцы из стали 12X18Н10Т были изготовлены методом лазерного спекания металлического порошка (Selective Laser Sintering (SLS)) на базе СФТИ НИЯУ «МИФИ» на промышленном 3-D принтере.



Рисунок 2. Образцы из стали изготовленные на 3D принтере

В таблице 1 приведены результаты определения химического состава материала образцов

Таблица 1. Химический состав образцов

Образец	Массовая доля элемента, %				
	Cr	Ni	Ti	Mn	Si
Образец 1	17,2	10,5	0,55	0,61	0,63
Образец 2	17,4	10,0	0,56	0,58	0,66
Образец 3	17,3	10,7	0,56	0,60	0,72
12X18Н10Т ГОСТ	17,0- 19,0	11,0- 13,0	5 x C- 0,80	≤2,00	≤0,80

По содержанию основных легирующих элементов материал исследуемых образцов условно можно отнести к нержавеющей стали типа X18Н10Т по ГОСТ5632-72 .



Рисунок 3. Структура материала АТ-нержавеющей стали, оптические снимки

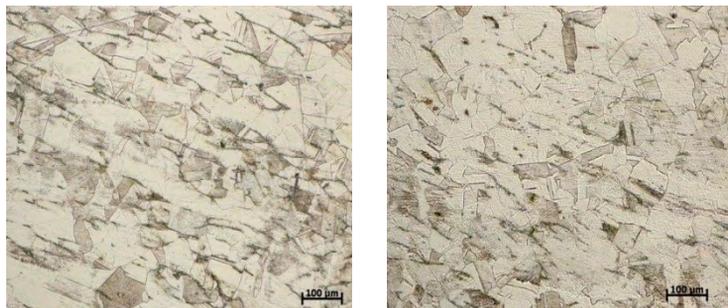


Рисунок 4. Структура материала традиционно изготовленной нержавеющей стали, оптические снимки

На рисунке 3 наблюдается упорядоченная структура, обусловленная, по-видимому, движением лазера, без чётко выраженных границ зёрен, что может свидетельствовать о процессе быстрой кристаллизации. По этой же причине зерно имеет меньшие размеры, чем в 12Х18Н10Т (на рисунке 4).

В ходе исследований проведена серия экспериментов с образцами АТ из нержавеющей стали Ø8x4 мм. Скорость ударника составила 7,24-13,88 м/с, собственные скорости деформации образцов варьируются в пределах: $0,75 \times 10^3$ до $2,8 \times 10^3$ 1/с.

На рисунках 5, 6 приведены семейства диаграмм динамического нагружения образцов, полученные при различных скоростях ударника. На диаграммах сплошными линиями обозначены зависимости «напряжение-деформация», а пунктирными линиями – «скорость деформации-деформация». Цифрами на диаграммах показаны номера образцов.

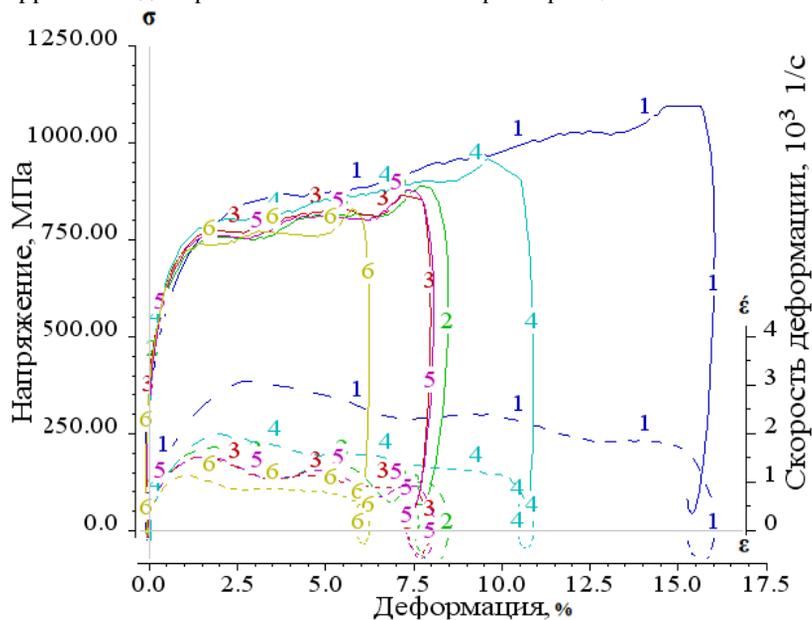


Рисунок 5. Семейство диаграмм «σ - ε» первой серии опытов

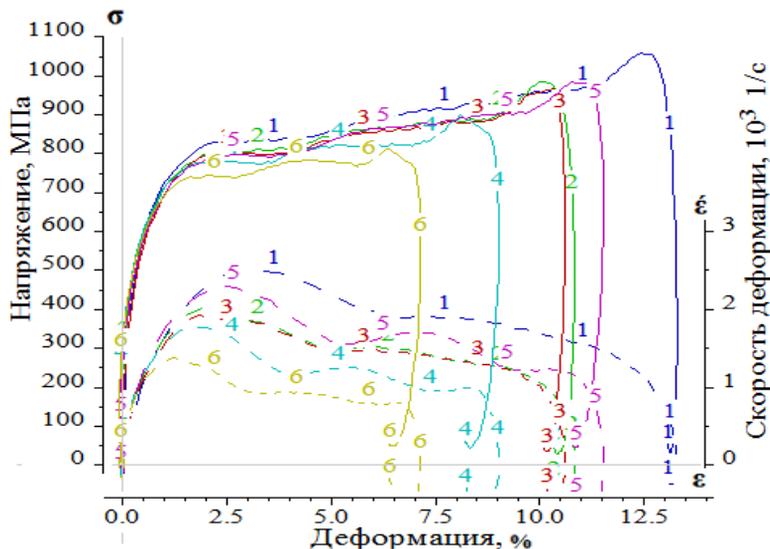
Рисунок 6. Семейство диаграмм « σ - ϵ » второй серии опытов

Таблица 2. Деформация и размеры образцов первого комплекта

№ образца	Скорость ударника, м/с	Толщина, мм	Диаметр, мм	Деформация, %
1	13,88	2,99	7,91	15,70
2	8,47	2,99	7,91	7,40
3	9,25	2,98	7,92	6,70
4	10,86	2,98	7,91	10,40
5	9,09	2,97	7,90	6,40
6	8,06	2,98	7,91	5,00

Таблица 3. Деформация и размеры образцов второго комплекта

№ образца	Скорость ударника, м/с	Толщина, мм	Диаметр, мм	Деформация, %
1	11,90	2,91	7,92	12,70
2	10,63	2,91	7,90	10,00
3	10,41	2,91	7,90	9,60
4	9,25	2,91	7,90	6,90
5	10,86	2,92	7,91	10,30
6	8,33	2,92	7,90	5,10

Диаграммы зависимостей « σ - ϵ » не являются монотонно возрастающими. Такой вид диаграмм « σ - ϵ » является типичным для динамических диаграмм, полученных по методу Кольского.

Из рисунков 5, 6 видно, что при разных скоростях деформации диаграммы σ - ϵ мало отличаются друг от друга, обладая приблизительно одинаковым деформационным упрочнением. Показатели предела текучести, (таблица 4) $\sigma_{0,2}$ и предела прочности σ_b для образцов из АТ стали \sim 2 раза выше, чем для стали, изготовленной традиционным способом (по марочнику сталей [4]).

Таблица 4. Показатели предела текучести $\sigma_{0,2}$ и предела прочности σ_b

Сталь	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_b , МПа
12X18H10T ГОСТ	282,43	561,14
АТ нержавеющая сталь	552,15	938,6

В ходе исследований проведено 12 экспериментов с образцами из нержавеющей стали. Диапазон скоростей ударника от 7 до 14 м/с, при этом собственные скорости деформации образцов

– от $0,75 \times 10^3$ до $2,8 \times 10^3$ 1/с. В работе приведены диаграммы напряжение-деформация и скорость деформации-деформация.

Проведен сравнительный анализ результатов исследования образцов, изготовленных с помощью аддитивных технологий, с табличными данными стали, изготовленной традиционным способом.

Список литературы

1. Валетов В.А., Аддитивные технологии (состояние и перспективы). Учебное пособие – СПб., Университет ИТМО, 2015. – 58 с.
2. Кольский Г. Исследование механических свойств материалов при больших скоростях нагружения. Механика, 1950, выпуск 4, 128 с.
3. Зукас Дж.А., Николас Т., Свифт Х.Ф. и др. Динамика удара. М.: Мир, 1985, 296 с.
4. М.М. Колосков, Е.Т. Долбенко, Ю.В. Каширский и др. Марочник сталей и сплавов., под общей ред. А.С. Зубченко – М., Машиностроение, 2001. – 672 с.

INVESTIGATING HIGH-RATE DEFORMATION OF STAINLESS STEEL MADE BY ADDITIVE FABRICATION (3D PRINTER) USING SPLIT HOPKINSON PRESSURE BARS TECHNIQUE

*A.Yu. Garmashev, S.M. Dolgikh, E.B. Smirnov, E.A. Petukhov, A.I. Klionov,
K.S. Sidorov, M.A. Shistirikov, D.T. Yusupov, Z.I. Zavialov, A.A. Bortsov*

RFNC-VNIITF, Snezhinsk, Russia

Investigation of mechanical and physical properties of materials exposed to intensive impact loading and high-rate deformation is of great scientific and practical interest owing to development of a number of new branches of technology, and due to development and industrial introduction of new advanced material processing approaches.

Additive fabrication is currently considered as one of the fastest growing lines of “digital” production. “Additive fabrication” (often named as 3D-technologies) indicates a general name for technologies implying that a physical object (a workpiece) is built by layer-upon-layer deposition (“adding”) of some material from digital model (CAD-model) engineering data, as opposed to conventional techniques of workpiece formation at the cost of material subtraction out of the blank array [1].

Such techniques and facilities as cam plastometers, drop-weight tests, dynamic deposition method, ring deposition driven by electromagnetic field or pulse have become very popular in practice of impact testing of the structural materials mechanic properties. Dramatic progress in impact testing was achieved in the past decades by the application of the split Hopkinson pressure bar system by Kolsky.

This technique allows a wide range of materials to be tested and stress-strain dynamic curves to be studied within the strain rate range of $\dot{\epsilon} = 10^2$ - 10^4 sec⁻¹ [2].

A research facility comprises two long measuring bars (incident and transmitter ones) with rather high yield point and a thin pelletized specimen inbetween their angles. The elastic compression impulse of specified amplitude and duration is excited in the incident bar. Going toward the specimen this impulse, owing to the acoustic stiffness difference of the bar and specimen materials, is divided: one part of the impulse reflects from the boundary back into the incident bar, while another part passes through the specimen into the transmitter bar. Bar strains are measured with strain gauges bonded onto the incident and transmitter measuring bars.

Installation diagram is presented in Figure 1.

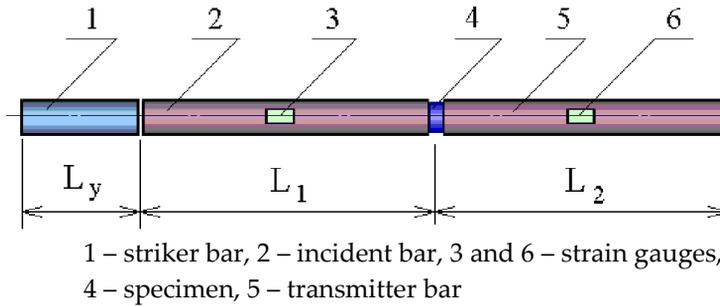


Figure 1. The schematic of SHPB technique

When deriving basic relations of SHPB technique it is suggested that in view of extreme short length of a specimen as compared with the length of loading impulse, the uniaxial stress state with uniform distribution of stress and deformation along its length is implemented in specimen during testing. Thus, in despite of the specimen high strain rates (up to $\sim 10^4 \text{ sec}^{-1}$), the test can be considered as quasi-static.

The parametric dependencies $\sigma(t)$, $\varepsilon(t)$ $\dot{\varepsilon}(t)$ in the specimen are determined based on the experimental records of elastic strain in loading $\varepsilon_I(t)$ and transient $\varepsilon_T(t)$ stress waves (in incident and transmitter bars correspondingly) according to the following formulas [3]:

$$\sigma(t) = \frac{ES}{S_s^0} [\varepsilon_T(t)]; \quad (1)$$

$$\varepsilon(t) = \frac{2C}{L_0} \int_0^t [\varepsilon_I(t) - \varepsilon_T(t)] \cdot dt; \quad (2)$$

$$\dot{\varepsilon}(t) = \frac{2C}{L_0} (\dot{\varepsilon}_I(t) - \dot{\varepsilon}_T(t)), \quad (3)$$

where S_s^0 – initial cross-sectional area of the specimen, S – cross-section area of measuring bars, E – elasticity modulus of measuring bars material, C – longitudinal wave velocity in bars, L_0 – specimen original length.

From the obtained parametric dependencies we exclude time and build a strain curve σ - ε of a specific specimen and strain rate versus strain curve $\dot{\varepsilon} \sim \varepsilon$.

The facility permits to explore compression and stress-strain curves, localized shift, fracture resistance, Bauschinger effect and other material properties at strain rates $\dot{\varepsilon} \sim 10^2$ - 10^4 sec^{-1} . Changing of test mode in the split Hopkinson pressure bar facilities appears to be fairly simple. The process needs applying the other specimen types and bars of modified geometry in a specimen fixturing point. Loading and recording mode for bars elastic strain remains the same.

Strains elastic impulses in measuring bars are measured with resistance strain gauges bonded onto their side surfaces. The following strain impulses being material "responses" onto the applied load are recorded: loading $\varepsilon^i(t)$, reflected $\varepsilon^r(t)$ and passed $\varepsilon^t(t)$ through the specimen impulses. Resistance strain gauges (see Figure 1) are bonded onto the resulted surface at a distance 4-5 diameters of loading face (incident bar) or of specimen contacting face (incident and transmitter bar).

We selected a potentiometric circuit as a power source for resistance strain gauges owing to its simplicity and supply capability for several measuring channels from one source. Both groups of resistance strain gauges on transmitter and incident bars are powered with direct current from a conventional constant-current power unit via original feed and calibrating circuits. Gauge signals are recorded with a storage oscilloscope.

Additive Fabrication indicates a general name of techniques implying that objects from 3D model data (or CAD-model) are made by adding material layer upon layer as usual.

As opposed to subtractive manufacturing technologies, when material is removed step-by-step from a blank till obtaining the needed shape and size, in this case an object is fabricated layer-by-layer, stepwise

by forming (in some manner or other) a material layer, hardening or fixing that layer according to the CAD-model cross-section configuration and joining each subsequent layer with preceding one.

Specimens of steel 12X18H10T were fabricated by Selective Laser Sintering (SLS) on the basis of Snezhinsk Physical and Technical Institute – Scientific and Research Nuclear University “MEPI” with a commercial 3D printer.

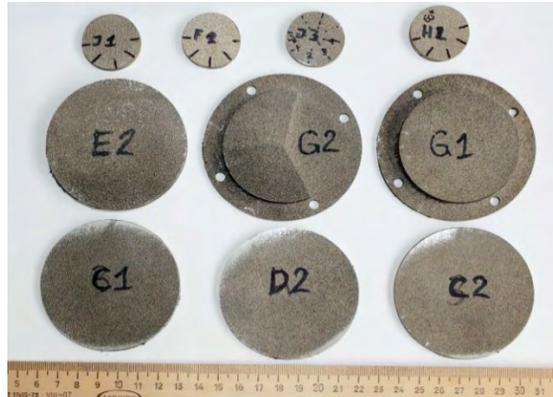


Figure 2. Specimens of steel fabricated with 3D printer

Table 1 presents chemical composition determinations of specimens material

Table 1. Specimens chemical composition

Specimen	Element mass content, %				
	Cr	Ni	Ti	Mn	Si
Specimen 1	17,2	10,5	0,55	0,61	0,63
Specimen 2	17,4	10,0	0,56	0,58	0,66
Specimen 3	17,3	10,7	0,56	0,60	0,72
12X18H10T	17,0-	11,0-	5 x C-	≤2,00	≤0,80
GOST	19,0	13,0	0,80		

By convention, as to content of basic alloy elements, the material of specimens under investigation fits into a group of stainless steel of type X18H10T as per GOST5632-72 standard.



Figure 3. AT-stainless steel, material structure, optical photos

In Figure 3 one can observe the ordered structure, apparently, due to a laser movement without well-pronounced grain boundaries that could indicate a rapid-solidification process. For the same reason a grain has got smaller size as compared for 12X18H10T (see Figure 4).

As part of the study the set of experiments with specimens AT of stainless steel Ø8x4 mm was conducted. The impact velocity was 7,24-13,88 m/sec, specimen deformation intrinsic rates varied from $0,75 \times 10^3$ to $2,8 \times 10^3$ 1/sec.

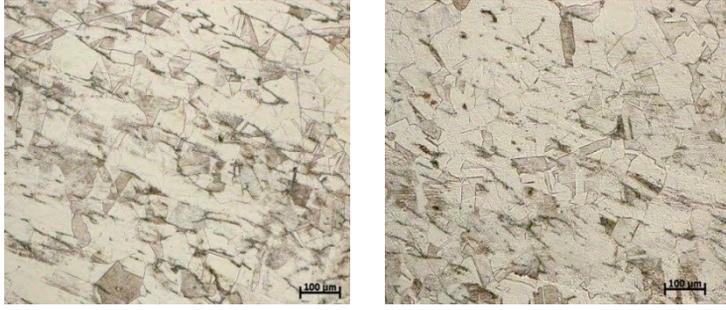


Figure 4. Conventionally fabricated stainless steel, material structure, optical photos

Figures 5, 6 present the curves set of specimen dynamic loading obtained at different impact velocities. Solid lines indicate “stress-strain” dependencies and dashed lines indicate “strain rate” dependencies. Figures indicate specimens numbers.

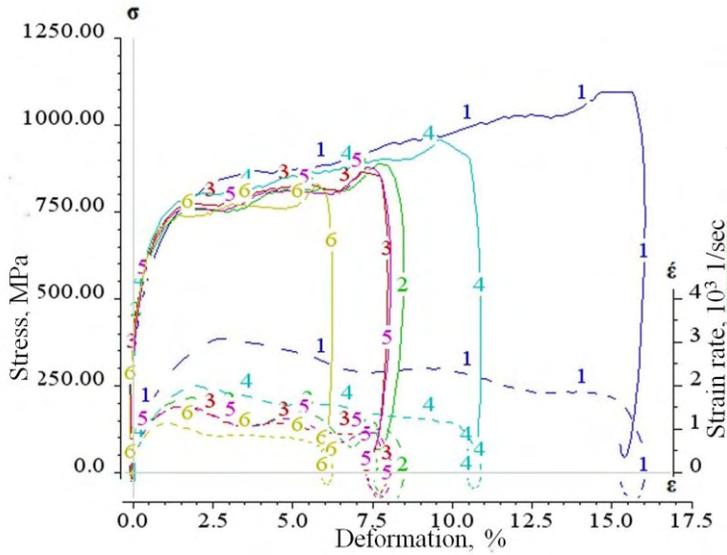


Figure 5. Curves family « $\sigma - \varepsilon$ » of the first set of tests

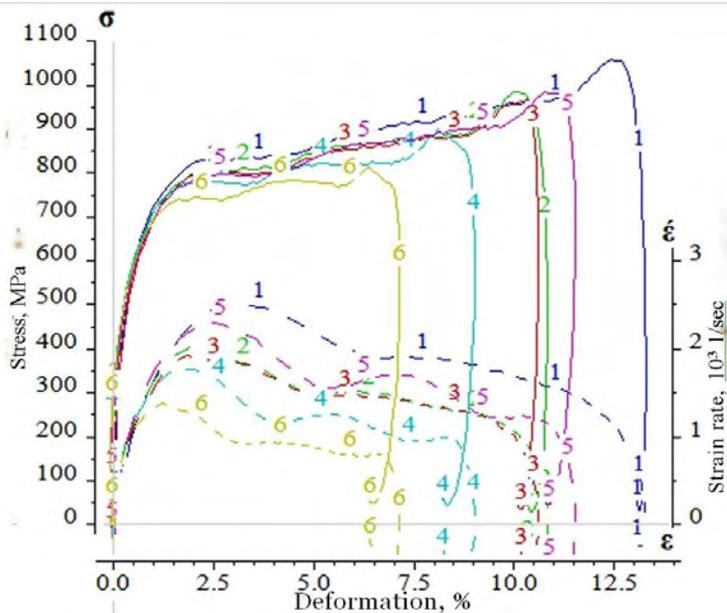


Figure 6. Curves family « $\sigma - \varepsilon$ » of the second set of tests

Table 2. Specimens deformation and sizes, first set

Specimen №	Impact velocity, m/sec	Thickness, mm	Diameter, mm	Deformation, %
1	13,88	2,99	7,91	15,70
2	8,47	2,99	7,91	7,40
3	9,25	2,98	7,92	6,70
4	10,86	2,98	7,91	10,40
5	9,09	2,97	7,90	6,40
6	8,06	2,98	7,91	5,00

Table 3. Specimens deformation and sizes, second set

Specimen №	Impact velocity, m/sec	Thickness, mm	Diameter, mm	Deformation, %
1	11,90	2,91	7,92	12,70
2	10,63	2,91	7,90	10,00
3	10,41	2,91	7,90	9,60
4	9,25	2,91	7,90	6,90
5	10,86	2,92	7,91	10,30
6	8,33	2,92	7,90	5,10

Dependence curves « $\sigma - \varepsilon$ » are not monotone increasing. Such kind of curves « $\sigma - \varepsilon$ » is typical for dynamic curves obtained by Kolsky method.

In Figures 5 and 6 one can observe that at different rate of deformation the curves $\sigma - \varepsilon$ vary little from each other developing much the same strain hardening. Yield stress (Table 4) $\sigma_{0,2}$ and stress limit σ_b factors for specimens of AT steel are nearly twice as large as that for steel fabricated with conventional techniques (according to steel grade guide [4]).

Table 4. Yield stress $\sigma_{0,2}$ and stress limit σ_b factors

Steel	$\sigma_{0,2}$, MPa	σ_b , MPa
12X18H10T GOST	282,43	561,14
AT stainless steel	552,15	938,6

As part of the study twelve experiments with specimens of stainless steel were conducted. Impact velocities vary from 7 to 14 m/sec, meanwhile specimens deformation intrinsic rates vary from $0,75 \times 10^3$ to $2,8 \times 10^3$ 1/sec. The paper includes the stress-train and strain rate-strain curves.

Comparative analysis was carried out for the results of investigation of the specimens made with additive fabrication with provided steel tabular information fabricated with conventional techniques.

References

1. Valetov V.A., Additive Fabrication (Current State and Development Prospects). Manual – SBR, ITMO University, 2015. – 58 pp.
2. Kolsky G. Investigation of Materials Mechanical Behavior at High Loading Rates. Mekhanika, 1950, Volume 4, 128 pp.
3. Zukas J.A., Nicholas T., Swift H.F. et al. Impact Dynamics. M.: Mir, 1985, 296 pp.
4. Koloskov M.M., Dolbenko E.T., Kashirsky Yu. V. et al., Steel and Alloys Grade Guide, under the general editorship of Zubchenko A.S. – M., Mashinostroenir, 2001. – 672 pp.

РАЗВИТИЕ ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ СООТНОШЕНИЙ БЕРИЛЛИЯ

О.Н. Игнатова, В.А. Раевский, О.Н. Апрельков, В.Н. Князев, М.А. Десятникова

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Построение модели сдвиговой прочности бериллия во ВНИИЭФ началось еще в 1990 году [1] в форме ФМП (подобно модели Стейнберга [2]):

$$Y_S = Y_0 \cdot \left[(1 + \beta \cdot \varepsilon_i^p)^m + \alpha \cdot P \right] \cdot \left[1 - \frac{E_T}{E_{Tnn}} \right], \quad (1)$$

где $Y_0=0.35$ ГПа, $Y_{max}=1.31$ ГПа, $\beta=26.0$, $m=0.78$, $\alpha=0.14$ ГПа⁻¹ – постоянные коэффициенты, E_T – текущая тепловая энергия, определяемая из уравнения состояния в форме Ми-Грюнайзена, E_{Tnn} – тепловая энергия, необходимая для гомогенного нагрева вещества до температуры плавления, определяемая из закона Линдемана, P – давление, ε_i^p – пластическая деформация. Данная модель основана лишь на экспериментальных данных, полученных методом главных напряжений [1] и применялась для описания состояния бериллия за фронтом ударной волны до давления 100 ГПа.

В области динамического деформирования ($\varepsilon_i^p < 0.2$, $\dot{\varepsilon}_i < 10^3$ с⁻¹, $297^\circ\text{K} \leq T \leq 573^\circ\text{K}$, $P < 1$ ГПа) предложено использовать уравнение по форме, близкое к модели Джонсона-Кука [3]:

$$Y_S = Y_0 \cdot \left[1 + \frac{a_0}{T} \cdot (\varepsilon_i^p)^n \right] \cdot \left[1 + \frac{b_0}{\left(1 - \frac{T}{T_{m0}}\right)^k} \cdot \left(\ln \frac{\dot{\varepsilon}_i}{\dot{\varepsilon}_{i0}} \right)^m \right] \cdot \left[1 - c \frac{T}{T_{m0}} \right] \cdot [1 + \alpha \cdot P], \quad (2)$$

где $\dot{\varepsilon}_i$ – интенсивность скорости деформации, T_{m0} – температура плавления при нормальном давлении, $Y_0=0.35$ ГПа, $a_0=1250$ 1/град, $n=0.35$, $b_0=0.018$, $m=0.97$, $k=3.4$, $c=1.04$, $\alpha=0.0155$ ГПа⁻¹ – постоянные коэффициенты, выбранные на основе экспериментальных σ - ε диаграмм сжатия Ве при различных скоростях деформирования и температурах, опубликованных в работе [4]. Отмечается сложная зависимость предела текучести от температуры.

С 2002 года во ВНИИЭФ начала развиваться релаксационная модель Ве, аналогичная модели из работы [5]:

$$\dot{Y}_d = 3G\dot{\varepsilon}_i - \frac{Y_d - Y_S}{\tau}, \quad \text{при } Y_d > Y_S \quad (3)$$

$$\sigma_{ij} = 3G\varepsilon_{ij}^e, \quad (\sigma_{ij} = 2 \cdot G \cdot \varepsilon_{ij}^e) \quad \text{при } \sigma \leq Y_S,$$

где Y_d – эффективный предел текучести в данный момент времени; G – модуль сдвига; ε_i^e – интенсивность упругой деформации; $\dot{\varepsilon}_i$ – интенсивность скорости деформации; Y_S – стационарный предел текучести, реализующийся в данном состоянии вещества при $\dot{\varepsilon}_i=0$; τ – время релаксации упругих напряжений; σ_{ij} – тензор напряжения; σ – интенсивность напряжений; ε_{ij}^e – тензор упругой деформации.

Уравнение для установившегося или стационарного предела текучести в уравнении (3) принято в форме:

$$Y_S = Y_0 \cdot [1 + f_1] \cdot f_2 \cdot f_3 \cdot f_4, \quad (4)$$

где f_1 – функция деформационного упрочнения:

$$f_1 = a_1 \cdot (1 - \bar{T}^{a_2}) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon + \varepsilon_0}{\varepsilon_1}\right) \right), \quad Y_0, a_1, a_2, \varepsilon_0, \varepsilon_1 - \text{постоянные коэффициенты, } \varepsilon -$$

пластическая деформация;

f_2 – функция гетерогенного разупрочнения:

$$\dot{f}_2(t) = -\frac{1}{\varepsilon_{i2}} \cdot \varphi_2(\dot{\varepsilon}_i) \cdot \dot{\varepsilon}_i \cdot f_2 + \frac{1 - f_2}{\tau_S}, \quad \varphi_2 = 1 - e^{-\left(\frac{\dot{\varepsilon}_i}{\dot{\varepsilon}_{2S}}\right)^{p_2}}, \quad \varepsilon_{i2}, p_2, \dot{\varepsilon}_{2S}, \tau_S - \text{постоянные коэффициенты, } \dot{\varepsilon}_i -$$

скорость деформации;

f_3 – функция компрессионного упрочнения:

$f_3 = \delta^n$, n – показатель политропы в УРС Ми-Грюнайзена;

f_4 – функция термического разупрочнения:

$$f_4 = (1 - \bar{T}^{a_3}), \quad a_3 - \text{постоянный коэффициент, } \bar{T} = \frac{T}{T_m}, \quad T, T_m - \text{текущие температура и температура}$$

плавления.

Время релаксации:

$$\tau = \frac{\tau_0 \cdot (1 - \bar{T})}{\left(1 + \frac{\dot{\varepsilon}_i}{\dot{\varepsilon}_{i0}}\right)^{0.5}}, \quad (6)$$

Для вычисления температуры плавления T_m в заданном напряженно-деформированном состоянии используется закон Линдемана:

$$T_m = T_{m0} \left(\frac{\delta_m}{\delta_{m0}} \right)^{2\left(\Gamma_\infty - \frac{1}{3}\right)} \exp\left[\frac{2(\Gamma_0 - \Gamma_\infty)}{M} \left(\frac{1}{(\delta_{m0})^M} - \frac{1}{(\delta_m)^M} \right) \right]. \quad (7)$$

Зависимость коэффициента Пуассона от температуры и давления записывается в следующем виде:

$$\nu = 0,5 - a_4 \cdot \left(1 + a_5 \cdot e^{-\left(a_6 \frac{T}{T_0 + T_\Phi(P)}\right)^{a_7}} \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_m} \right)^{a_8} \right), \quad (8)$$

где T_0 , a_4 - a_8 – постоянные коэффициенты, T_Φ - линия температуры фазового перехода в зависимости от давления на ударной волне: $T_\Phi = a_9 - a_{10} \cdot P - a_{11} \cdot P^2$, P – давление, a_9 - a_{11} – постоянные коэффициенты

В области сравнительно небольших давлений (<100 ГПа) шаровую составляющую тензора напряжений можно представить в упрощенной форме Ми-Грюнайзена с постоянной теплоемкостью:

$$P = P_X(V) + \Gamma_P \cdot \rho \cdot C_V \cdot T \cdot D\left(\frac{\Theta}{T}\right)$$

$$P_X(V) = \frac{\rho_{0K} C_{0K}^2}{n} (\delta^n - 1) \quad (9)$$

$$\Gamma_P = \Gamma_\infty + \frac{\Gamma_0 - \Gamma_\infty}{\delta^M}.$$

В выражениях (9): $P_x(V)$ – потенциальная («холодная») составляющая давления; Γ_P – коэффициент Грюнайзена решетки; $C_V = \frac{3R}{A}$ – удельная теплоемкость при постоянном объеме (закон Дюлонга-Пти); $D\left(\frac{\Theta}{T}\right)$ – функция Дебая, Θ – температура Дебая, $\delta = \frac{\rho}{\rho_{0K}}$ – сжатие.

Из-за высокого значения температуры Дебая бериллия ($\Theta=1031$ К) его удельная теплоемкость C_V при нормальной температуре значительно ниже величины $\frac{3R}{A}$ и является функцией текущей температуры. Соответственно, удельная тепловая энергия меньше величины $\frac{3R}{A} \cdot T$ и записывается

в виде: $E_T = E_{T_0} + \int_{T_0}^T C_V(T) dT$, где $E_{T_0} = \int_{T_0}^{T_0} C_V(T) dT$ – есть удельная тепловая энергия при нормальных температурах. Вычисления дают значение $E_{T_0}=183$ Дж/г.

Для построения и тестирования определяющих соотношений бериллия необходим большой объем экспериментальных данных, полученных в различных областях напряженно-деформированного состояния (НДС). Для тестирования представленной модели использовались следующие экспериментальные данные: статические σ - ε диаграммы сжатия, данные, полученные методом ССГ, измерение скоростей звука, результаты регистрации роста возмущений, затухание упругого предвестника, измерение ширины фронта ударной волны и др.

Исходя из имеющихся экспериментальных данных, выбраны параметры уравнений (5)-(9), представленные в таблицах 1-3.

Таблица 1. Постоянные коэффициенты уравнений бериллия

ρ_{0K} , г/см ³	ρ , г/см ³	C_{0K} , м/с	n	Γ_{∞}	Γ_0	M	c_V , Дж/гК	δ_{m0}	T_{m0} К	ν	C	K
1.8668	1.85	8.13	2.89	0.5	1.25	1.0	2.7	0.9145	1557	0.03	15.63	3.0

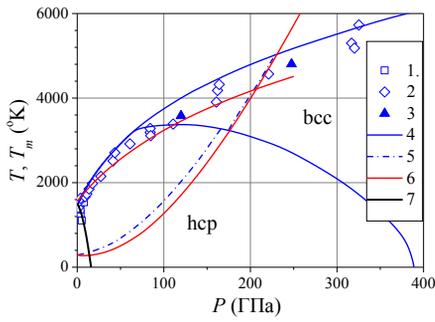
Таблица 2. Параметры стационарного предела текучести бериллия

Y_0 , ГПа	a_1	a_2	ε_1	ε_0	τ_0 , мкс	$\dot{\varepsilon}_{i0}$, с ⁻¹	ε_2	p_2	$\dot{\varepsilon}_{2S}$ 1/с	τ_S мкс
0,36	3,30	1,00	0,142	0,0	2,0	1,0	0,2	1,0	10 ⁷	0.5

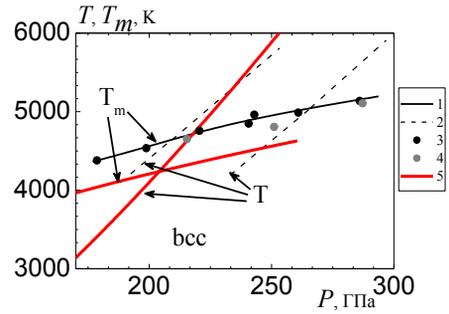
Таблица 3. Параметры коэффициента Пуассона бериллия

T_0 , К	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}
1.0	0.22	1.0	0.3	4.0	6.0	1520	38.75	3.125

Представить в статье описание моделью всех экспериментальных данных не представляется возможным. Ниже на Рис.1-Рис.5 для бериллия приведены лишь отдельные, наиболее значимые, результаты.

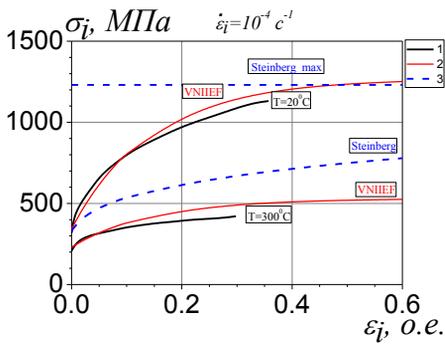


1-3 – данные [6]; 4,5 – расчет [8]; 6 – расчет по формулам (7), (9), 7 – линия фазового перехода

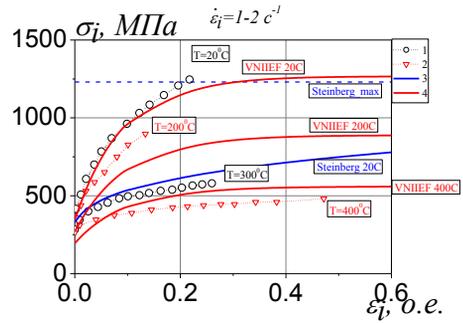


1-4 – данные [7];
5 – расчет по формулам (7), (9)

Рисунок 1. Экспериментальные и расчетные зависимости температуры и температуры плавления вдоль ударной адиабаты бериллия

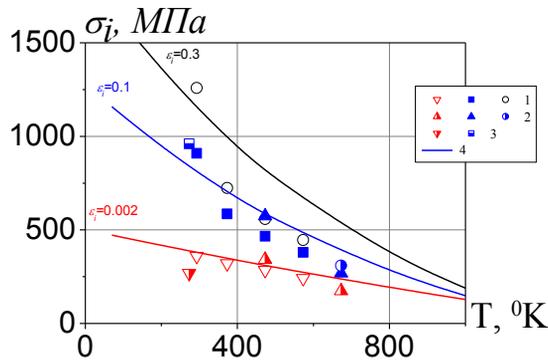


1 – эксперимент [4], 2-расчет ВНИИЭФ, 3 – расчет по модели Стейнберга [2]



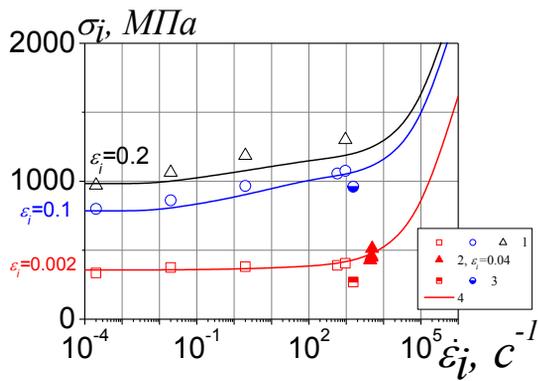
1,2 – эксперимент [4], [7], 3- расчет по модели Стейнберга [2], 4 – расчет ВНИИЭФ

Рисунок 2. Экспериментальные и расчетные σ - ϵ диаграммы сжатия бериллия при $T=20^\circ\text{C}$, $T=200^\circ\text{C}$, $T=300^\circ\text{C}$, $T=400^\circ\text{C}$ и $\dot{\epsilon}_i = 2 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1} - 1-2 \text{ c}^{-1}$



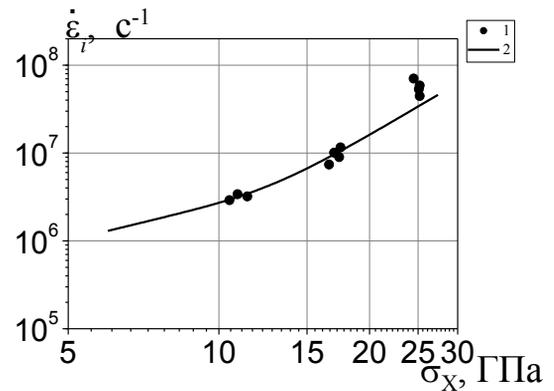
1-3 – эксперимент [1], [4], [7], 4 – расчет по модели ВНИИЭФ

Рисунок 3. Расчетные и экспериментальные зависимости предела текучести от температуры при различных деформациях и $\dot{\epsilon}_i = 2 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$



1-3 – эксперимент [1], [4], [7], 4 – расчет

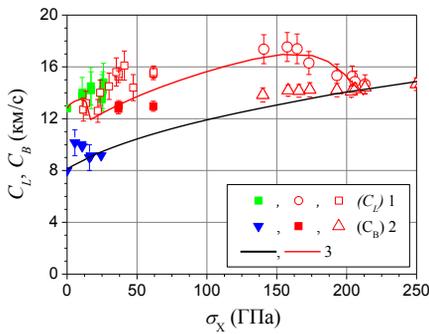
а)



1 – эксперимент [8]; 2 – расчет

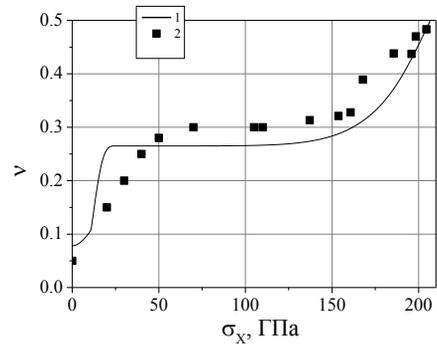
б)

Рисунок 4. Расчетные и экспериментальные зависимости предела текучести (а) и интенсивности нагружения (б) от скорости деформирования бериллия



1,2 – эксперимент [9]; 3 – расчет C_L , C_B ,

а)



1 – расчет; 2 – эксперимент [10]

б)

Рисунок 5. Расчетные и экспериментальные зависимости упругой и объемной скорости звука (а) и коэффициента Пуассона (б) бериллия от величины главного нормального напряжения

Таким образом, предложенные в работе определяющие соотношения не противоречат имеющимся экспериментальным данным. Однако остается ряд вопросов, не затронутых в настоящей работе, но крайне важных для исследования поведения бериллия. Например, неизвестно, как влияет на прочностные характеристики бериллия предварительное ударно-волновое упрочнение. Кроме того, диаграммы сжатия показывают, что с увеличением температуры и скорости деформирования бериллий становится более пластичным. Данный эффект не учитывается в модели.

Список литературы

1. Деформационные и прочностные характеристики бериллия при высоких скоростях нагружения (Обзор) Ю.В.Батьков, А.П.Большаков, Б.Л.Глушак, С.А.Новиков, В.А.Синицын. // Москва, 1990, 22с.
2. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate. Joun. of Appl.Phys. Steinberg D., Cochran S., Guinan M. Vol.51. № 3. 1980. P.1496-1504.

3. Proc.7th Intern. Symp. Ballistics, Am. Def. Prep. Org. (ADPA), Netherlands. Johnson G.R. and Cook W.H. 1983.
4. Comportement dynamique d'une nuance de beryllium. D.Montoya, G.Naulin, J.P.Ansart. 3 international conference on mechanical and physical behaviour of materials under dynamic loading. Journal de physique IV. 1991p.3-27
5. Interpretation of shock-wave data for beryllium and uranium with an elastic-viscoplastic constitutive model. J.Appl.Phys. Daniel J. Steinberg and Richard W. Sharp, 52 (8), August 1981, P.5072-5083.
6. Ph.Legrand and G.Robert First-principles thermoelasticity of beryllium. Shock Compression of Condensed Mater-2009, P. 513-516
7. Overview of Sandia High Energy Density Physics Program. Tom Mehlhorn. Zababakhin Scientific Talks Snezhinsk, Chelyabinsk Region, Russia 10-14 September, 2007
8. Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times. J.Appl.Phys. Swegle J.W. and Grady D.E. 58(2). 15 July. 1985. P.692-701.
9. Chhabildas L. C., Wise J. L., Asay J.R. Reshock and Release Behavior of Beryllium // in Proceedings of the Inter. Conf. "Shock Waves in Condensed Matter-1981", Eds. W.J.Nellis, L.Seaman, R.A.Graham. American Institute of Physics. 1982. P. 422-426.
10. Use of Pulsed Magnetic Compression to Investigate Constitutive Response of Materials. Marcus D. Knudson. New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter. Paris, France May 24-28, 2010

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ДИАГРАММ РАСТЯЖЕНИЯ МЕДИ М1, АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ АМГ-6 И АМц ПО МЕТОДУ СОСТАВНОГО СТЕРЖНЯ ГОПКИНСОНА С ПРИМЕНЕНИЕМ ГАЛТЕЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ

В.А. Пушков^{1,2}, А.Н. Цибиков¹, А.В. Юрлов¹, А.А. Окинчиц¹, Т.Г. Найданова¹

¹РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

²Саровский Физико-Технический Институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

Введение

Для разработки конструкций необходимы различные экспериментальные данные о поведении материалов конструкций, включая данные о динамическом растяжении.

Данные о динамическом растяжении материалов во ВНИИЭФ получают, используя метод составных стержней Гопкинсона (ССГ) [1]. В опытах на динамическое растяжение ранее в методе ССГ применялись образцы колпачкового типа [2]. При этом нагружающий стержень вставлялся в колпачок, а фланцы колпачка опирались на опорный стержень в виде трубки. С точки зрения однородности напряженно-деформированного состояния и расчетного описания более предпочтительными являются цилиндрические образцы галтельного типа, которые закрепляются на резьбе в нагружающий и опорный стержени (оба стержня сплошные) [3].

В настоящей работе представлена установка метода составных стержней Гопкинсона для исследований динамического растяжения конструкционных материалов на цилиндрических образцах галтельного типа. Установка создавалась на основе известных принципов метода ССГ, анализа применяющихся для динамического растяжения методик и опыта работ с устройствами и установками ССГ, используемыми нами для исследования различных материалов. Схема динамического растяжения, разработанная во ВНИИЭФ [5] и в НИИ Механики ННГУ [6], имеет сходство со схемой Т.Николаса [4], где волна растяжения формируется после отражения волны

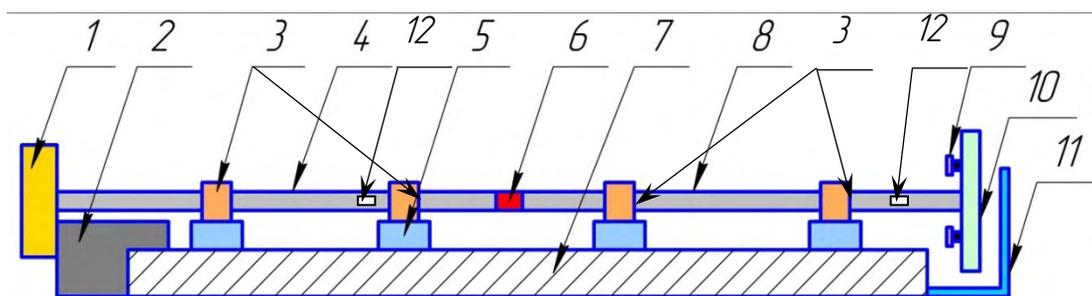
сжатия от свободного торца опорного стержня. Однако в новой схеме растяжение осуществляется первичной волной растяжения (прямое растяжение).

В устройствах метода ССГ используются, как правило, пневматический или гидропневматический способ создания нагрузки, например [3, 6]. В отличие от этого в настоящей работе применяется используемый нами в методе ССГ взрывной способ нагружения [1, 5].

Представлены результаты тестовых экспериментов по исследованию динамического растяжения меди М1, алюминиевых сплавов АМг-6 и АМц. Испытывались образцы галтельного типа с рабочей частью $\varnothing 5 \times 8$ мм. В опытах были реализованы скорости деформации $\dot{\epsilon} = 1000 - 1450 \text{ с}^{-1}$.

Конструкция установки ССГ

За основу была взята используемая нами установка ССГ для исследования динамического сжатия и локализованного сдвига различных материалов, включая ВВ [7-10]. Была изменена конструкция основания установки (швеллера) для крепления узла нагружения, где с помощью взрыва пластического ВВ (5-10 гр.) происходит формирование нагружающего импульса [6]. Был разработан ограничительный узел, предотвращающий движение опорного стержня в процессе нагружения. Изменена конструкция нагружающего и опорного стержней: на торцах, где происходит нагружение образца выполнены резьбы для его закрепления [6]. С противоположных торцов стержней также выполнены резьбы для закрепления деталей узла нагружения (на нагружающем стержне) и деталей ограничительного узла (на опорном стержне). Дополнительно внесены изменения в другие узлы, например, в узлы соосного крепления нагружающего и опорного стержней [6]. Схема новой установки приведена на рисунке 1.



- 1, 2 - ограничительный узел, 3- направляющие элементы, 4- опорный стержень,
5- подставки, 6-образец, 7- опорный швеллер, 8- нагружающий стержень,
9- узел взрывного нагружения, 10- ударник, 11- узел защиты, 12- тензодатчики

Рисунок 1. Схема установки ССГ для исследования диаграмм динамического растяжения

Фотография изготовленной и смонтированной установки приведена на рисунке 2.

Основа установки – мерные стержни из сплава титана ВТ16. Диаметр стержней 18 мм, длина 1400 мм, образец цилиндрический галтельного типа с резьбой на торцах, рабочая часть образца $\varnothing 5 \times 8$ мм. На рисунке 3 приведена геометрия образцов.

В установке с помощью взрыва создается первичная волна напряжения, распространяющаяся по стержням (рисунок 1, поз. 4 и 8) и растягивающая образец (поз. 6). Цилиндрический галтельный образец имеет резьбы с обоих торцов и с помощью них закреплен в стержнях. Механический импульс, создающий волну напряжения, формируется с помощью узла взрывного нагружения (поз. 9), представляющего собой стальной диск с наклеенным ВВ, установленный на демпфер. Узел взрывного нагружения (их может быть до 4 шт.) закрепляется на ударнике (поз.10), соединенном резьбой с нагружающим стержнем (поз. 8). При взрыве ВВ демпфер деформируется и механический импульс, передаваемый на ударник, создает волну напряжения (растяжения) в нагружающем стержне. Диск (поз. 1), соединенный с опорным стержнем резьбой, и вставка (поз. 2) служат для исключения перемещения опорного стержня (поз. 4) при нагружении образца. Узел защиты в виде стального уголка (поз. 11), служит для ограничения перемещения нагружающего

стержня (поз 8) в случае разрыва образца в процессе нагружения. Стержни с образцом вместе с направляющими элементами (поз. 3) и подставками (поз. 5) закреплены на основании - швеллере (поз. 7, длиной 2500 мм).

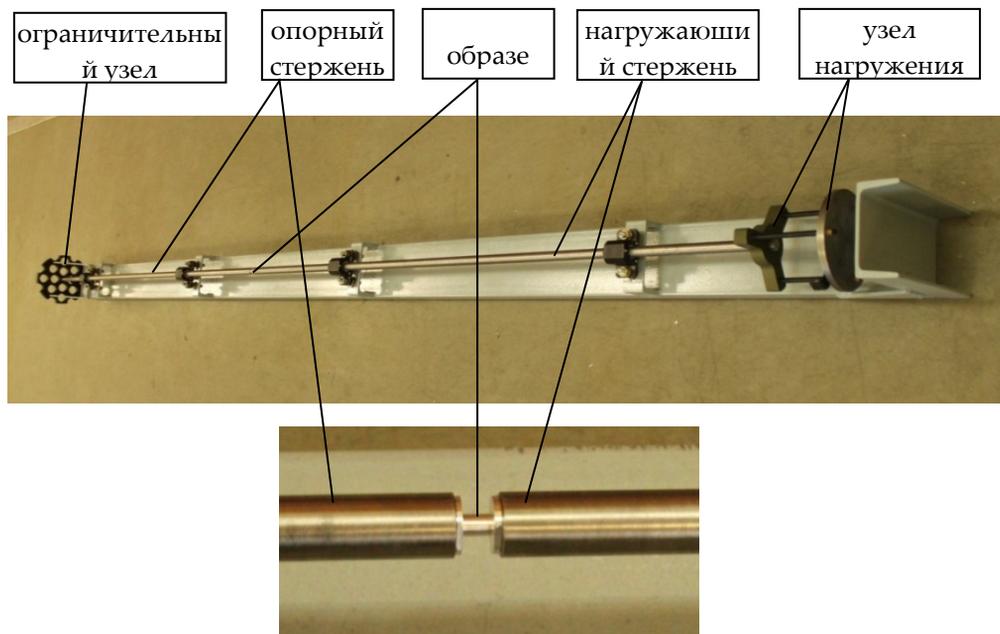


Рисунок 2. Фотографии установки и образца между стержнями

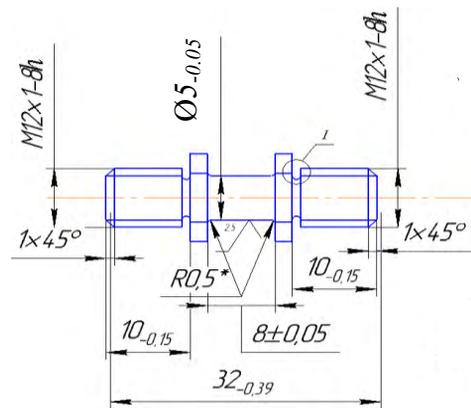


Рисунок 3. Геометрические размеры образцов

По записям упругих деформаций стержней $\varepsilon_1(t)$ на нагружающем стержне и $\varepsilon_T(t)$ на опорном стержне, зарегистрированным тензодатчиками 12, в традиционной манере метода ССГ строятся диаграммы «напряжение-деформация» σ - ε .

Установка предназначена для исследования диаграмм динамического растяжения конструкционных материалов в диапазоне скоростей деформации от 10^2 до $0,5 \cdot 10^4$ с⁻¹ методом составного стержня Гопкинсона.

Результаты тестовых опытов

Медь М1

Образцы меди М1 были в состоянии поставки. Было проведено 2 опыта при динамическом растяжении со скоростями деформации $\dot{\varepsilon} = 1000$ - 1100 с⁻¹.

Образцы в опытах деформировались и разрушались. На рисунке 4 приведены построенные по импульсам деформаций на стержнях диаграммы σ - ε опытов по динамическому растяжению меди М1.

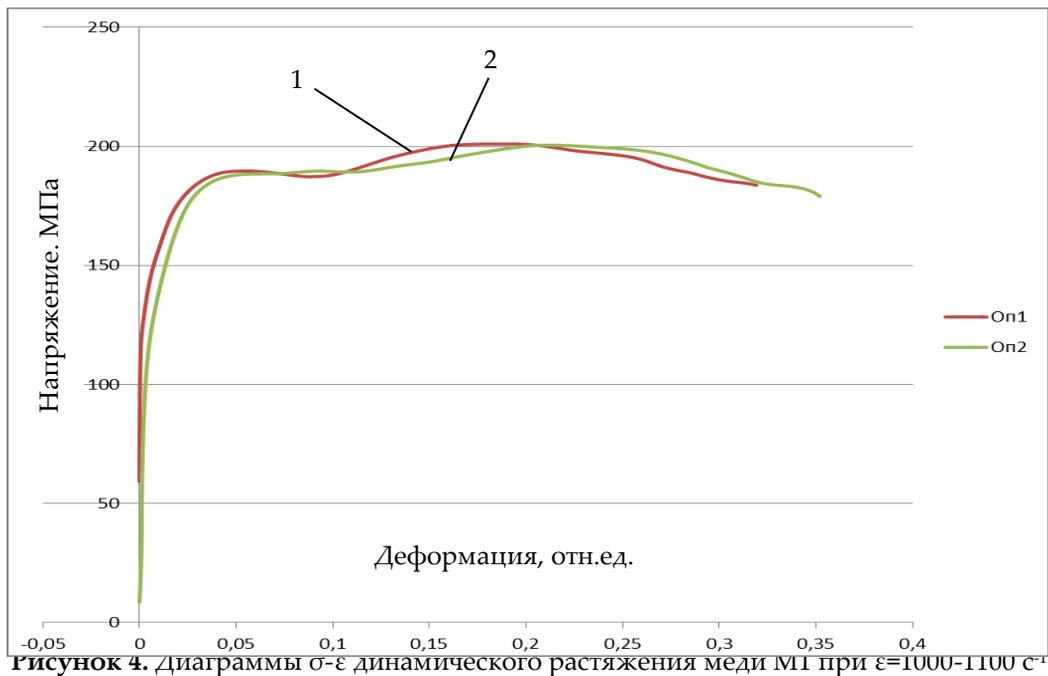


Рисунок 4. Диаграммы σ - ε динамического растяжения меди М1 при $\varepsilon=1000-1100$ с⁻¹

Следует отметить, что диаграммы σ - ε построены для первой волны напряжения (растяжения), проходящей по образцу. На последующие волны напряжения, проходящие по образцу, накладываются другие волны, отраженные от торцов стержней, что не позволяет корректно строить продолжение диаграмм σ - ε .

На рисунке 5 представлены типичные записи импульсов деформаций на нагружающем стержне $\varepsilon_I(t)$ и на опорном стержне $\varepsilon_T(t)$, зарегистрированные в одном из опытов с медью М1.

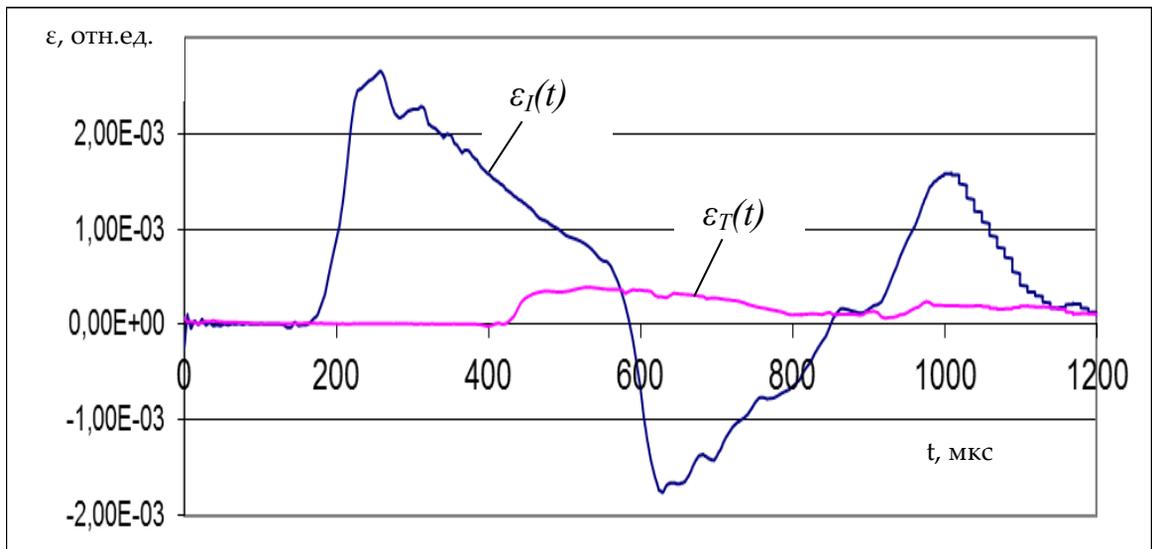


Рисунок 5. Типичные записи импульсов деформаций $\varepsilon_I(t)$ и $\varepsilon_T(t)$ на нагружающем и опорном стержне соответственно в одном из опытов с медью М1 (опыт №1)

Длительность первых волн, растягивающих образец, в опытах составили 400-440 мкс. Однако такой длительности не хватало для получения конечной деформации вплоть до разрушения. Поэтому на построенных диаграммах величины относительных деформаций составляют ~30-35 %, а по «постоянным» образцам, собранным из двух половинок, остаточные деформации разрушения составляют ~62-68 %. Таким образом, конечная деформация образцов

вплоть до разрушения достигалась не в первой волне напряжения, а в последующих волнах и она по диаграммам не определялась.

Из полученных диаграмм определены величины пределов текучести $\sigma_{0,2}$ и пределов прочности σ_b . В таблице 1 приведены результаты опытов с медью М1.

Таблица 1. Результаты опытов с медью М1

№ оп.	$\dot{\epsilon}$, с ⁻¹	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_b , МПа
1	1000	125	200
2	1100	115	198

Определено, что при скоростях деформации 1000-1100 с⁻¹ предел текучести и предел прочности не зависят от скорости деформации. Среднее значение $\sigma_{0,2}$, в этом диапазоне скоростей деформации составляет 120,0 МПа, среднее значение $\sigma_b=199,0$ МПа. По постопытным образцам среднее значение конечного остаточного удлинения при разрыве $\delta=65$ %. В работе [1] для отожженной меди М1 при динамическом растяжении и при скоростях деформации 500-3000 с⁻¹ получено среднее значение $\sigma_{0,2}=66$ МПа. В справочнике [11], приведено, что при статическом растяжении для отожженной меди $\sigma_{0,2}=70$ МПа, а для нагартованной $\sigma_{0,2}=380$ МПа. В справочнике [12] приведено, что также при статическом растяжении для прутков меди М0, М1, М2 $\sigma_{0,2}=80$ МПа, $\sigma_b=200-240$ МПа, а $\delta=30-50\%$.

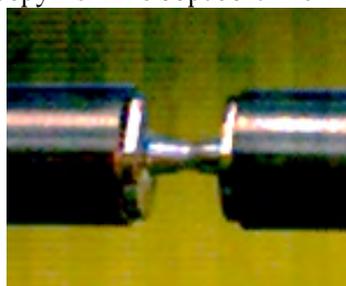
Следует отметить, что для меди М0, М1, М2 характерна сильная зависимость свойств (предела текучести, модуля упрочнения, предельных характеристик при растяжении) от исходного состояния, в частности, от исходной микроструктуры. Поэтому для разработчиков конструкций очень важно исследовать свойства именно той меди (имеющей то или иное состояние, структуру, состав), которая будет работать в конструкции. Подробных сведений о состоянии, структуре, химическом составе испытанной нами М1 на сегодня нет, однако исходя из приведенного выше разброса механических характеристиках меди, можно отметить, что полученные данные не противоречат имеющимся данным.

АМг-6

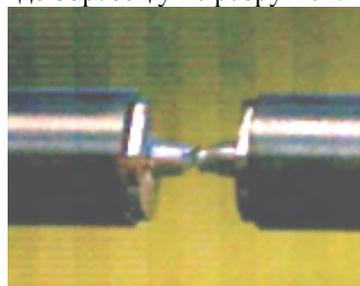
Образцы алюминиевого сплава АМг-6 были в состоянии поставки. Было проведено 4 опыта при динамическом растяжении со скоростями деформации $\dot{\epsilon}=1160-1450$ с⁻¹.

Во всех опытах образцы деформировались и разрушались, деформация разрушения составляла ~25-35%. Процесс деформирования и разрушения регистрировался скоростной видеокамерой типа FASTCAM, скорость видеосъемки составляла 4·10⁴ кадров/сек. В опытах образцы разрушались в первой волне напряжения, проходящей по образцу, когда еще не происходит ее взаимодействие с отраженной от торца опорного стержня волной. Это подтвердилось с помощью скоростной видеосъемки процесса и записанных импульсов деформаций с тензодатчиков.

На рисунке 6 представлены кадры видеосъемки одного из опытов, где образец находится в состоянии предразрушения с образованием шейки и где образец уже разрушен.



а) $t=675$ мкс



б) $t=975$ мкс

Рисунок 6. Видеокадры образца АМг-6 в состоянии предразрушения с образованием шейки (а) и разрушенного образца (б)

На рисунке 7 представлены типичные записи импульсов деформаций на нагружающем стержне $\varepsilon_I(t)$ и на опорном стержне $\varepsilon_T(t)$, зарегистрированные в одном из опытов с АМг-6.

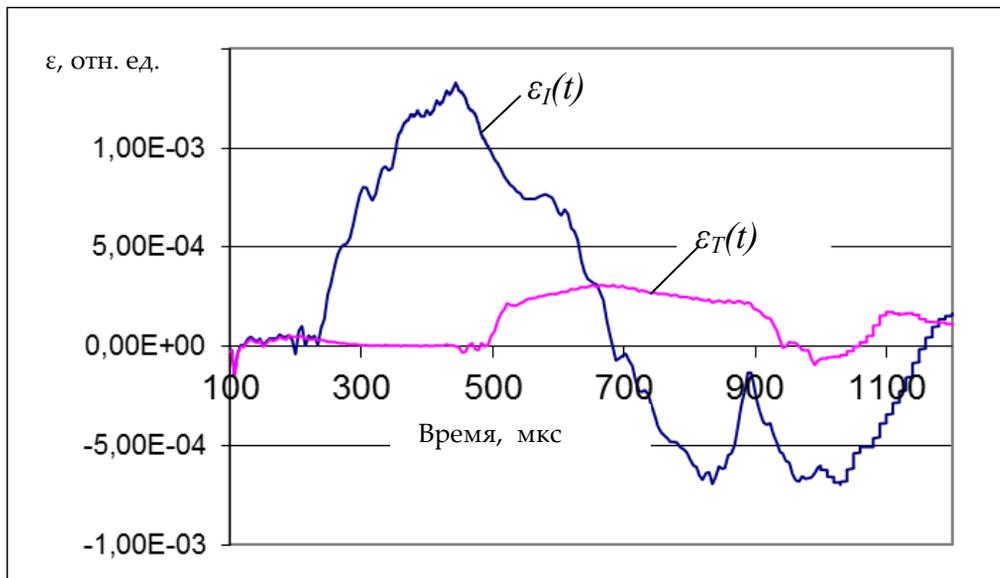


Рисунок 7. Типичные записи импульсов деформаций $\varepsilon_I(t)$ и $\varepsilon_T(t)$ на нагружающем и опорном стержне соответственно в одном из опытов с АМг-6 (опыт №4)

На рисунке 8 приведены построенные по импульсам деформаций диаграммы σ - ε динамического растяжения АМг-6.

Из диаграмм опытов №№1-4 видно, что после достижения максимального напряжения (предел прочности) разрушение образцов происходит не резко, а в течение довольно продолжительного времени, о чем говорит пологая форма ниспадающих участков σ - ε диаграмм. И только по достижении деформации ~25 % (опыт №4) и 33-35 % (опыты №№1-3) напряжение резко уменьшается, что говорит об окончательном разрушении образцов. После опытов штангенциркулем были измерены остаточные деформации разрушения образцов, составившие ~28 % (для опыта №4) и 34-35 % (для опытов №№1-3), что говорит о хорошем согласии расчетных (по записям деформаций) и экспериментальных постопытных данных.

Из полученных диаграмм определены величины пределов текучести $\sigma_{0,2}$, пределы прочности σ_b , остаточная деформация при разрушении δ . В таблице 2 приведены результаты опытов с алюминиевым сплавом АМг-6.

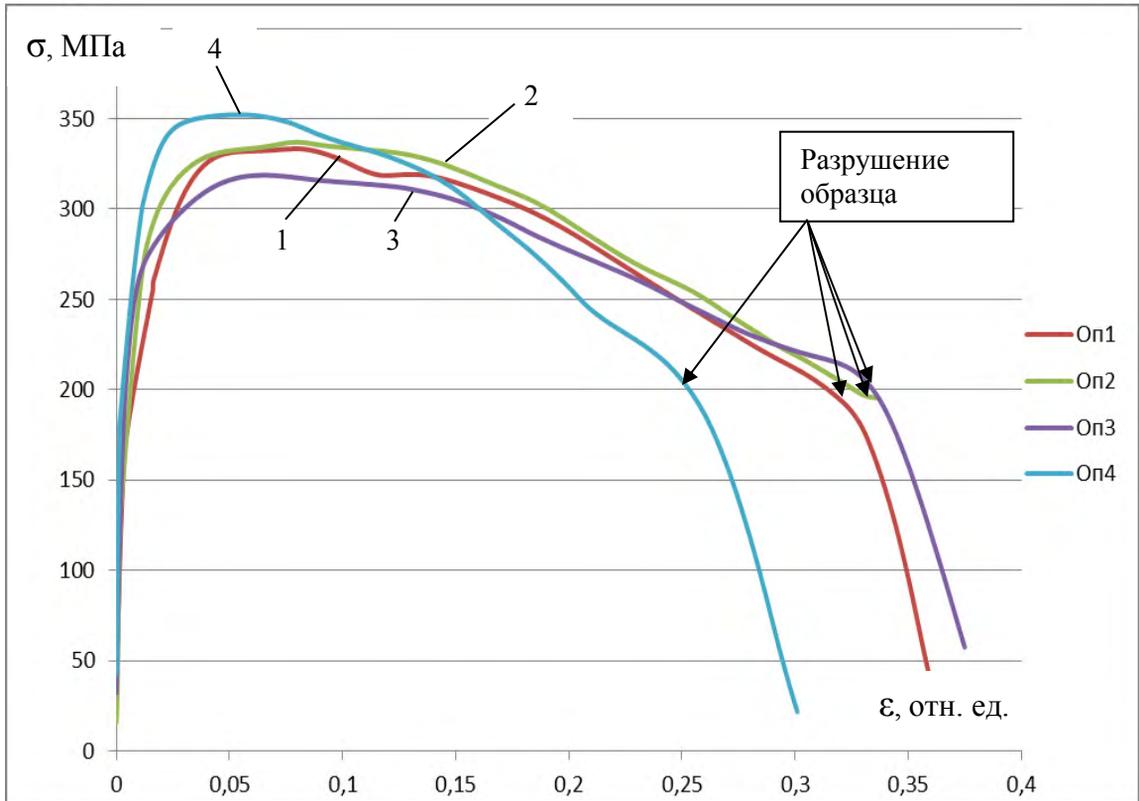


Рисунок 8. Диаграммы σ - ϵ динамического растяжения АМг-6 при $\dot{\epsilon}=1160-1450 \text{ с}^{-1}$

Таблица 2. Результаты опытов с АМг-6

№ оп.	$\dot{\epsilon}, \text{ с}^{-1}$	$\sigma_{0,2}, \text{ МПа}$	$\sigma_b, \text{ МПа}$	$\delta, \%$
1	1300	184	333	33
2	1160	187	337	35
3	1450	210	319	34
4	1200	212	352	25

Из полученных данных следует, что при скоростях деформации 1160-1450 с^{-1} предел текучести $\sigma_{0,2}$ и предел прочности σ_b не зависят от скорости деформации. Среднее значение $\sigma_{0,2}$, в этом диапазоне скоростей деформации составляет 198,3 МПа, а среднее значение $\sigma_b=335,3$ МПа. Для АМг-6 в работе [1] при динамическом растяжении со скоростью деформации $\dot{\epsilon}=1700 \text{ с}^{-1}$ получено значение $\sigma_{0,2}=205$ МПа. В работе [13] приведено, что для АМг-6 при динамическом растяжении с $\dot{\epsilon}=1200-1450 \text{ с}^{-1}$ среднее значение предела прочности $\sigma_b=338,3$ МПа. Это хорошо согласуется с полученными в настоящей работе данными.

При статическом растяжении в справочниках [11] и [14] приведено, что для АМг-6 (лист, профиль, поковка) предел текучести $\sigma_{0,2}$ составляет 150-170 МПа, а предел прочности $\sigma_b=300-340$ МПа, что в целом в 1,1-1,2 раза ниже, чем полученные нами данные. Это подтверждает чувствительность АМг-6 к увеличению скорости деформации от статических значений (10^{-3} с^{-1}) до динамических (600-1450 с^{-1}), проявившуюся при растяжении в опытах в работе [13].

Следует отметить, что при динамическом растяжении АМг-6 остаточное удлинение при разрыве, среднее значение которого составляет $\delta=31,8 \%$ (см. таблицу 2), выше, чем при статическом ($\delta_{\text{стат.}}=16 \%$, среднее значение из [11] и [14]) в 2 раза. На рисунке 9 представлены диаграммы σ - ϵ , полученные при статическом растяжении в [14].

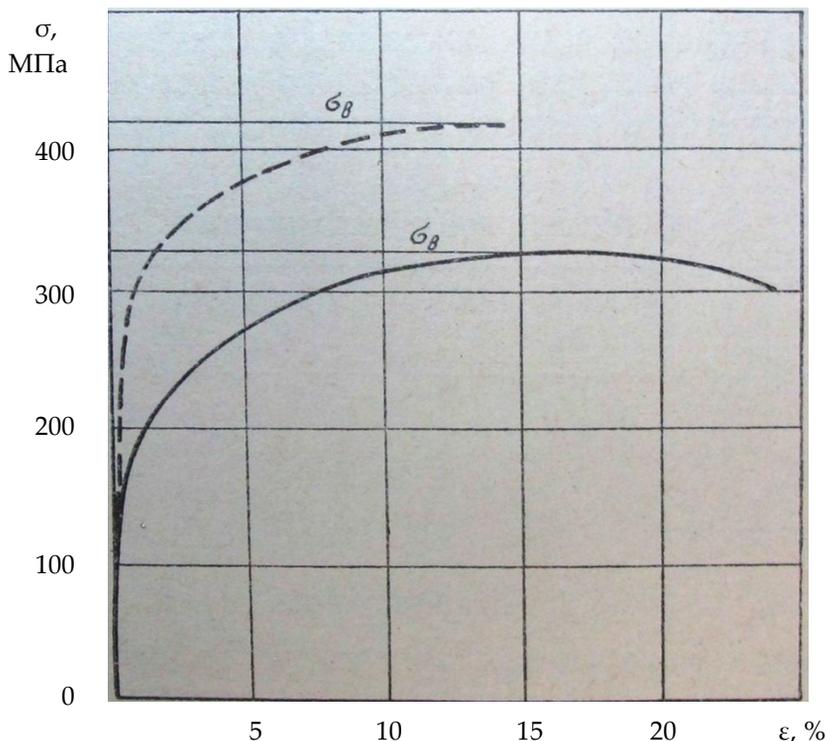


Рисунок 9. Диаграммы σ - ϵ статического растяжения АМг-6 при $\dot{\epsilon}=10^{-3} \text{ с}^{-1}$

Нижняя кривая на рисунке 9 относится к испытанию образцов АМг-6 в отожженном состоянии, верхняя – в нагартованном. Испытывались образцы, вырезанные из листа. Как видно, поведение АМг-6 при статическом растяжении аналогично его поведению при динамическом растяжении: после достижения максимального напряжения (предел прочности) разрушение образцов происходит не резко, а в течение довольно продолжительного времени с достижением остаточного удлинения $\delta \sim 22\%$. Это также говорит о хорошем согласии данных.

АМц

Образцы алюминиевого сплава АМц были также в состоянии поставки. Было проведено 4 опыта при динамическом растяжении со скоростями деформации $\dot{\epsilon} = 1200-1350 \text{ с}^{-1}$.

В целом во всех опытах образцы деформировались и разрушались, деформация разрушения составила $\sim 40-47\%$. Процесс деформирования и разрушения регистрировался скоростной видеокамерой типа FASTCAM, скорость видеосъемки составляла $4 \cdot 10^4$ кадров/сек. В опытах образцы АМц также как и образцы АМг-6, разрушались в первой волне напряжения, проходящей по образцу, когда еще не происходит ее взаимодействие с отраженной от торца опорного стержня волной. Это подтвердилось с помощью скоростной видеосъемки процесса и записанных тензодатчиками импульсов деформаций.

На рисунке 10 представлены кадры видеосъемки одного из опытов, где образец находится перед разрушением с образованием шейки и где образец уже разрушен.

На рисунке 11 приведены построенные по импульсам деформаций диаграммы σ - ϵ динамического растяжения АМц.

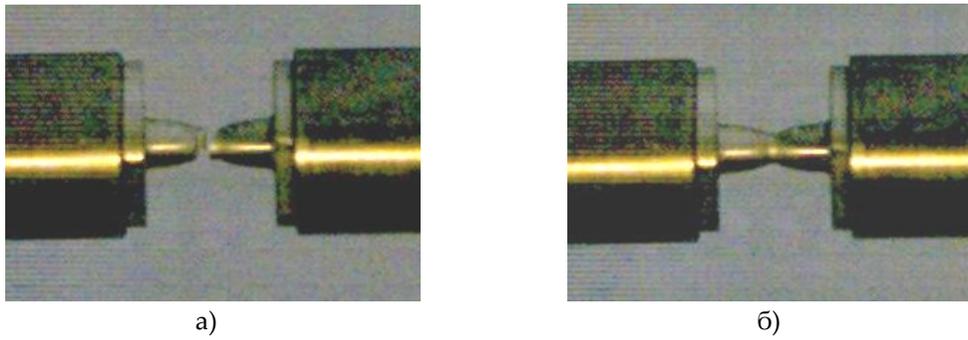


Рисунок 10. Видеокадры образца АМц перед разрушением (а) и разрушенного образца (б)

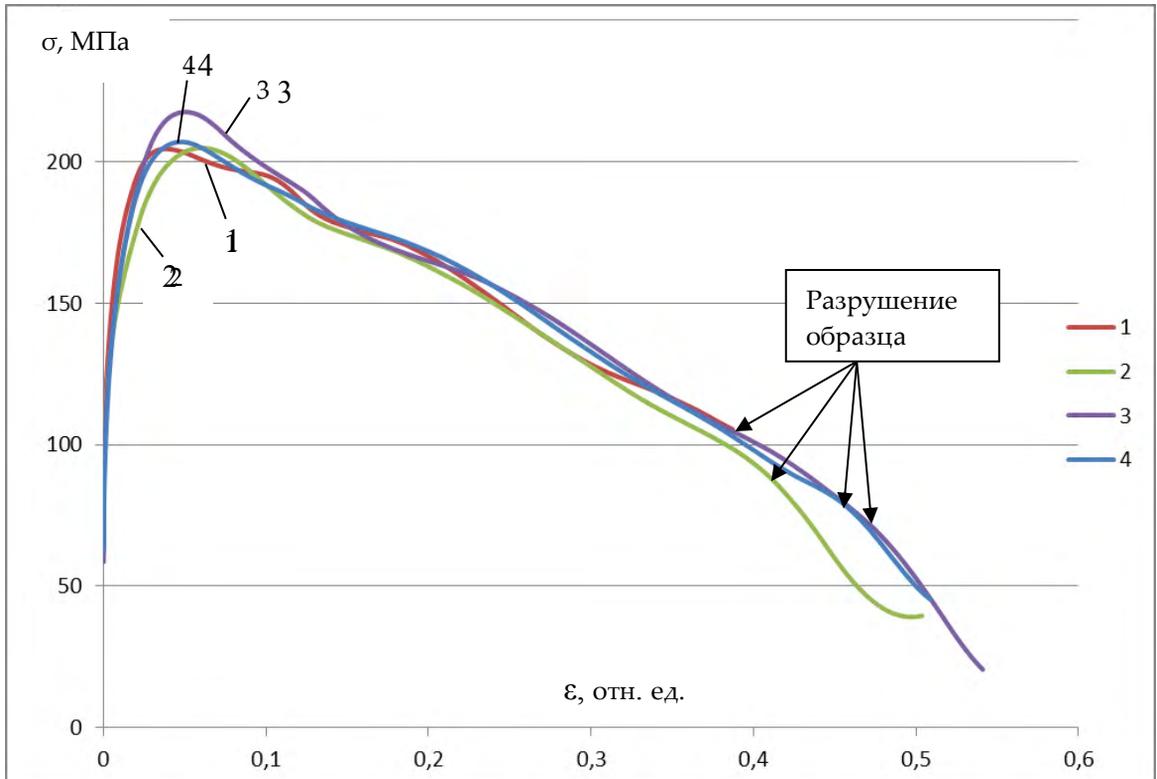


Рисунок 11. Диаграммы σ - ϵ динамического растяжения АМц при $\dot{\epsilon} = 1200-1350 \text{ с}^{-1}$

Из диаграмм опытов на рисунке 11 видно, что после достижения максимального напряжения (предел прочности) разрушение образцов АМц начинается более резко, чем у АМг-6, но окончательное разрушение происходит не сразу, а в течение продолжительного времени (аналогично АМг-6). Об этом говорит пологая форма ниспадающих участков σ - ϵ диаграмм. И только по достижении деформации ~42-47 % напряжение резко уменьшается, что говорит о окончательном разрушении образцов. После опытов штангенциркулем были измерены остаточные деформации разрушения образцов, составившие 42,5-46%, что говорит о хорошем согласии расчетных (по записям деформаций) и экспериментальных постопытных данных.

Из полученных диаграмм были определены величины пределов текучести $\sigma_{0,2}$, пределы прочности σ_b , остаточная деформация при разрушении δ . В таблице 3 приведены результаты опытов с алюминиевым сплавом АМц.

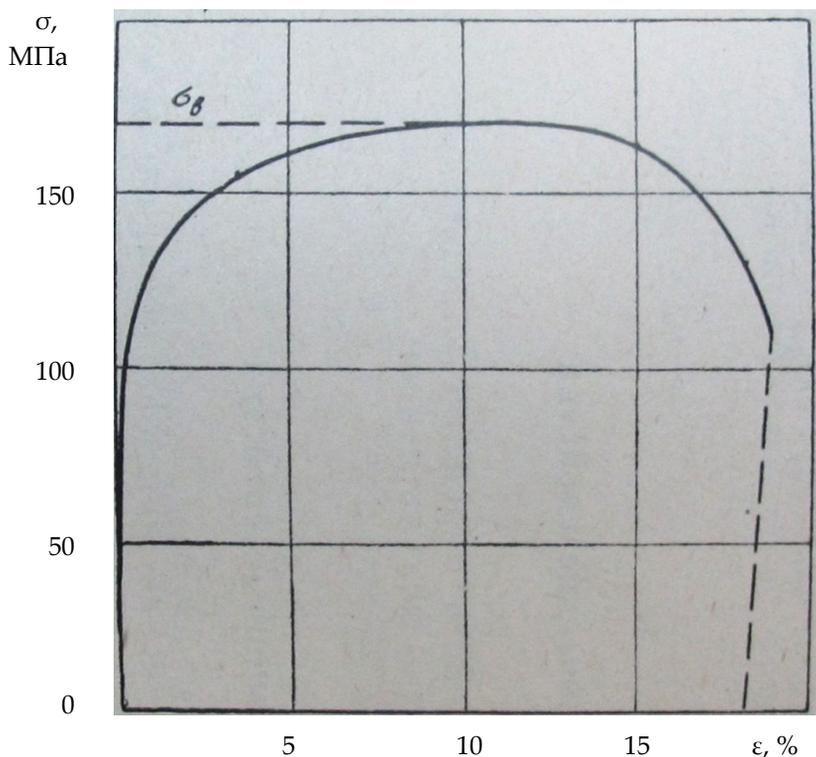
Из полученных данных следует, что при скоростях деформации $1200-1350 \text{ с}^{-1}$ предел текучести $\sigma_{0,2}$ и предел прочности σ_b не зависят от скорости деформации. Среднее значение $\sigma_{0,2}$, составляет 122,5 МПа, а среднее значение $\sigma_b=208,8 \text{ МПа}$.

Таблица 3. Результаты опытов с АМц

№ оп.	$\dot{\epsilon}$, c^{-1}	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_b , МПа	δ , %
1	1250	127	205	40,0
2	1220	121	206	41,5
3	1350	122	216	47,0
4	1200	120	208	44,5

В литературе не выявлено данных о динамическом растяжении сплава АМц, а данные о его статическом растяжении приведены в справочниках [11] и [14]. В [11] для полунагартованного листа АМц приведено, что $\sigma_{0,2}=130$ МПа, а $\sigma_b=170$ МПа, $\delta=10\%$. В [14] для не термообработанного прутка АМц (близко к испытанному нами материалу) приведено, что предел текучести $\sigma_{0,2}=110$ МПа, предел прочности $\sigma_b=170$ МПа, остаточное удлинение при разрыве $\delta \approx 20\%$. Сравнивая полученные нами данные о динамическом растяжении АМц с данными в [14] для близкого по качественным исходным характеристикам АМц, можно отметить, что предел текучести $\sigma_{0,2}$ при динамическом растяжении выше, чем при статическом растяжении в 1,1 раза. Подобно этому предел прочности σ_b при динамическом растяжении выше, чем при статическом растяжении в 1,2 раза. Аналогично сплаву АМг-6 такая зависимость говорит о чувствительности сплава АМц к скорости деформации при увеличении последней от статических значений (10^{-3} c^{-1}) до динамических (1200-1350 c^{-1}).

Аналогично АМг-6, при динамическом растяжении АМц остаточное удлинение при разрыве, среднее значение которого составляет $\delta=43,3\%$ (см. таблицу 3), выше, чем при статическом ($\delta_{\text{стат.}}=20\%$, [14]) в 2,2 раза. На рисунке 12 приведена диаграмма σ - ϵ статического растяжения образца из не термообработанного прутка АМц $\text{Ø}20$ мм [14].

Рисунок 12. Диаграммы σ - ϵ статического растяжения АМц при $\dot{\epsilon}=10^{-3} \text{ c}^{-1}$

Как видно, поведение АМц при статическом растяжении аналогично его поведению при динамическом растяжении: после достижения максимального напряжения (предел прочности) разрушение образцов происходит не сразу, а в течение довольно продолжительного времени с достижением остаточного удлинения $\delta \sim 18\%$. Это также говорит о хорошем согласии данных.

Сравнивая полученные динамические характеристики алюминиевых сплавов АМг-6 и АМц, можно отметить, что в целом сплав АМг-6 является более прочным и менее пластичным, чем сплав АМц, что характерно и при статических нагрузках

Заключение

1 Создана установка для исследования динамического растяжения конструкционных материалов по методу составного стержня Гопкинсона с формированием прямого растяжения галтельных образцов и более однородного напряженно-деформированного состояния в процессе нагружения.

2 Проведены эксперименты на установке по исследованию динамического растяжения меди М1 и алюминиевых сплавов АМг-6 и АМц в состоянии поставки. Испытывались образцы галтельного типа с рабочей частью $\varnothing 5 \times 8$ мм. В опытах были реализованы скорости деформации от 1000 до 1450 с⁻¹. Построены диаграммы динамического растяжения σ - ε , определены пределы текучести, пределы прочности, остаточные удлинения при разрыве. Полученные данные согласуются с имеющимися литературными данными.

3 Вместе с классическими опытами на динамическое сжатие по методу ССГ, опыты на динамическое растяжение дают дополнительные данные и повышают эффективность исследований прочностных характеристик материалов, а также расчетного описания поведения материалов.

Список литературы

1. А.П.Большаков, С.А.Новиков, В.А.Синицын. Исследование динамических диаграмм одноосного растяжения и сжатия меди, и сплава АМг-6 // Проблемы Прочности, №10, 1979, с.87-88.
2. U.S.Lindholm, L.M.Yeakley, Exp.Mech., 1, p.p.1-9, 1968.
3. А.Ю.Константинов. Экспериментально-теоретический подход к исследованию высокоскоростного деформирования и разрушения материалов с использованием мерных стержней. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. НИИМ Нижегородского университета // Нижегородский университет им. Н.И.Лобачевского, 2018, 38л.
4. Nicholas T. Tensile testing of materials at high rates of strain // Exp. Mech. 1981. Vol.21, №5, p.177-195..
5. Victor Pushkov, Alexey Yurlov, Valery Leonov, Andrew Tsibikov, and Tatiana Naydanova. Dynamic tension of aluminum alloy АМг-6 in a facility of Split Hopkinson Bar // Proceedings of the 12th DYMAT International Conference, France, Arcachon, EDP Sciences, 2018, pp.02036/1-02036/3.
6. Anatoly Bragov, Alexander Konstantinov, Leopold Kruszka, Andrey Lomunov, and Andrey Filippov. Dynamic properties of stainless steel under direct tension loading using a simple gas gun // Proceedings of the 12th DYMAT International Conference, France, Arcachon, EDP Sciences, 2018, pp.02035/1-02036/5.
7. V.A.Pushkov, A.V.Yurlov, A.P.Bol'shakov, A.M.Podurets, A.V.Kal'manov and E.V.Koshatova. Study of adiabatic localized shear in metals by split Hopkinson pressure bar method // Proceedings of the 9th DYMAT International Conference, Belgium, Brussels, EDP Sciences, 2009, Vol.1, pp.395-400.
8. V.A.Pushkov, A.V.Yurlov, A.M.Podurets, A.N.Tsibikov, K.P.Novikov, M.A.Pukhov. Influence of preloading on formation of adiabatic localized shear in copper // Proceedings of the 10th DYMAT International Conference, Germany, Freiburg, EDP Sciences, 2012, pp.02001/p1=02001/p4.
9. V.A.Pushkov, A.V.Yurlov, A.A.Okinchits, T.G.Naydanova. Beryllium strain under dynamic loading // Proceedings of the 11th DYMAT International Conference, Switzerland, Lugano, EDP Sciences, 2015, pp.02002/p1=02002/p3.
10. В.А.Пушков, А.В.Юрлов, Т.Г.Найданова, А.Н.Цибиков. Исследование реакции ВВ на основе октогена на динамическое нагружение методом составного стержня Гопкинсона // Физика горения и взрыва, 2016, т.52, №4, стр.134-138.

- 11 Физические величины. Справочник под редакцией И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова. М., Энергоатомиздат, 1991.
- 12 Справочник. Авиационные материалы. Под ред. Р.Е.Шалина. М.ОНТИ-ВИАМ. 1982. Т.6.
- 13 V.A.Pushkov, S.A.Novikov, V.A.Sinitsyn, I.N.Govorunov Deformation of aluminum alloys AD-1, AMg-6 and D-16 at dynamic compression and temperatures of 25-250°C // Journal Phys. IV. France (DYMAT-2003), 2003, 110, pp. 135-140.
- 14 Справочник. Авиационные материалы. Под ред. Р.Е.Шалина. М.ОНТИ-ВИАМ. 1982. Т.4.

ДЕФОРМАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА МАГНИТНОГО ПОЛЯ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Ю.Б. Кудасов^{1,2}, И.В. Макаров², В.В. Платонов^{1,2}, О.М. Сурдин^{1,2}, Д.А. Маслов^{1,2},
Р.В. Козабаранов^{1,2}, А.С. Коршунов², Е.Я. Попов¹, А.С. Светлов²

¹Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

²РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Исследуется динамическая деформация листовых магнитных и немагнитных заготовок под действием импульса магнитного поля, соответствующего режиму обратной электромагнитной формовке. Импульс магнитного поля состоит из медленно меняющегося первичного импульса и последовательности коротких импульсов противоположной полярности. Быстрое движение заготовки индуцирует дополнительную электродвижущую силу в индукторе и существенно изменяет форму импульса тока. Показано, что давления Лоренца и намагниченности имеют разное распределение по поверхности заготовки, что приводит к сложному изгибу под действием импульсного магнитного поля.

1. Введение

Импульсное магнитное поле индуцирует вихревые токи в проводящей среде. Их взаимодействие вызывает силу Лоренца, которая может быть достаточной, чтобы вызвать высокоскоростную пластическую деформацию в листовых или трубчатых заготовках [1,2]. Это явление лежит в основе технологии электромагнитного формования (EMF), которая нашла широкое применение в автомобильной и аэрокосмической промышленности. Традиционный процесс EMF производит в основном отталкивающее взаимодействие между индуктором и заготовкой вследствие закона Ленца [1,2]. Однако в определенных условиях можно достичь противоположного эффекта - силы притяжения и деформации заготовки в сторону индуктора [3-5] - обратное электромагнитное формирование (BEMF). Этот метод полезен для некоторых технологических операций, таких как удаление вмятин с корпусов самолетов и автомобилей [3].

Один из подходов, реализующих BEMF, состоит в комбинации медленно меняющегося первичного тока и короткий вторичный импульс противоположной полярности в индукторе [3]. В этом случае взаимодействие магнитного поля, создаваемого первичным током и вихревыми токами, вызванными коротким вторичным импульсом в заготовке, приводит к силе притяжения. Эта технология была применена для удаления вмятин с алюминиевых корпусов самолетов [3]. Чтобы распространить ее на стальные кузова автомобилей, было предложено генерировать последовательность коротких импульсов противоположной полярности вместо одного [6,7]. Было показано, что вторичный ток в форме многократных импульсов представляет собой перспективный подход к BEMF для тонких листовых заготовок с низкой проводимостью, то есть из стали.

Различные экспериментальные методы применяются для исследования динамических деформаций заготовки под действием силы Лоренца. Деформация измеряется волоконными

брэгговскими решетками [8] и тензодатчиками [9]. Прогиб заготовки изучается с помощью простых оптических датчиков отсечки [10] и усовершенствованной фотонной доплеровской велосиметрии (PDV) [11]. В настоящей работе мы используем высокочастотный (ВЧ) индуктивный метод определения динамического прогиба. Этот подход является недорогим и позволяет эффективно подавлять сильные электромагнитные помехи [12]. Также следует отметить, что в отличие от PDV индуктивный метод обеспечивает непрерывное измерение положения, которое является более надежным в случае сложного движения (вперед и назад) с точками остановки.

В настоящей работе исследуется динамика деформации заготовки под действием импульса магнитного поля сложной формы, соответствующего режиму ВЕМФ. Также подробно обсуждается давление намагниченности на заготовку; ниже показано, что выражение, используемое в работе [4], является некорректным в случае EMF.

2. Экспериментальное оборудование

2.1. Электромагнитная система

Экспериментальная установка состоит из блока формирования импульсов, индукторного блока, измерительной и вспомогательной систем. Ее подробное описание и технические аспекты были представлены ранее [13]. Блок формирования импульсов генерирует импульс тока сложной формы в индукторе. Упрощенная схема разряда показана на рис.1. Первичная конденсаторная батарея C_1 с общей емкостью 17 мФ и максимальным зарядным напряжением 3 кВ разряжается через тиристорный переключатель S_1 , блокирующую индуктивность L_1 около 100мкГн и индуктор L_2 около 20мкГн. После максимума первичного тока включается диод D_1 для блокировки обратного напряжения на конденсаторной батарее. Эта схема формирует медленно меняющийся прямой импульс тока. Поскольку напряжение на катушке индуктивности во время импульса меньше порога неконтролируемого запертого газонаполненного разрядника S_2 , оно остается в выключенном состоянии.

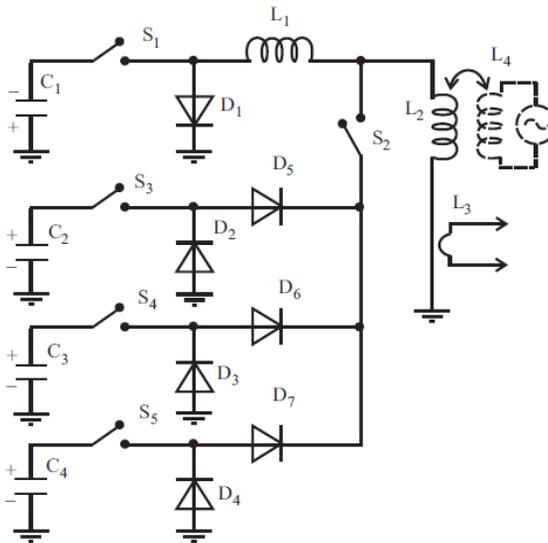


Рисунок 1. Схема разрядного контура

Три идентичных блока вторичных конденсаторов с общей емкостью 3мкФ каждая и максимальным напряжением 12кВ разряжаются последовательно вблизи максимума первичного тока. Амплитуда импульсов достаточна для включения искрового разрядника S_2 . Три канала образуют последовательность коротких вторичных импульсов полярности противоположной прямому импульсу. Временная диаграмма срабатываения источников задается с шагом 100 нс. Кроубарные диоды D_2 - D_4 включаются на задних фронтах вторичных импульсов. Диоды D_5 - D_7 предотвращают помехи между каналами. Пояс Роговского L_3 использовался для измерения тока индуктора. Блокирующая индуктивность L_1 развязывает первичный и вторичный источники тока на

высоких частотах. Организация блока формирования импульсов показано на рис. 2. Ширина импульсов была выбрана для обеспечения эффективного ВЕМФ для заготовки из листовой стали толщиной 0,5-1 мм.

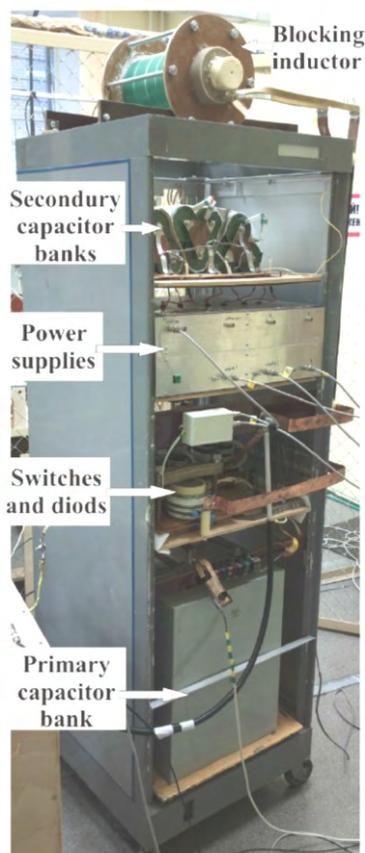


Рисунок 2. Внешний вид блока формирования импульсов

Установка оснащена индукторами двух типов [13]. В настоящей работе мы использовали плоский двойной спиральный индуктор (рис. 3) в основном из-за осесимметричной структуры магнитного поля и прогиба детали, что упростило их анализ. Индуктор был изготовлен из прямоугольной медной проволоки с армированием из параарамидного волокна. Заготовка была заземлена по окружности диаметром около 95мм. Отношение плотности магнитного потока на поверхности заготовки к току индуктора составляло около 0,3 Тл/кА.

Три индуктивных датчика прогиба были расположены под заготовкой (рис.3). Один из них был на оси, а два других были расположены на равном расстоянии друг от друга по радиусу.

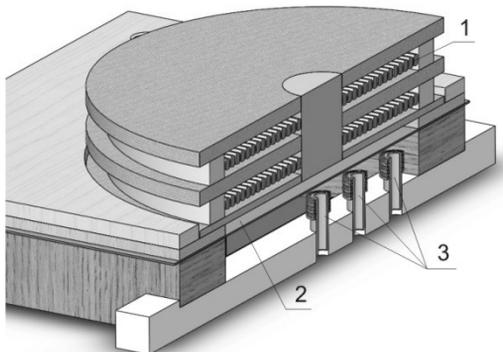


Рисунок 3. Индукторный узел: 1 – провод индуктора, 2 – заготовка, 3 – индукционные датчики

2.2. Индуктивные датчики прогиба пластины

Схема индуктивного датчика прогиба пластины и их общий вид приведены на рис.4. Каждый из датчиков состоял из трех катушек и был намотан на диэлектрическую оправку диаметром 6мм. Центральная катушка была подключена к генератору гармонического сигнала с частотой около 2 МГц. Две другие идентичные катушки были расположены симметрично с двух сторон центральной катушки. Пара приемных катушек была намотана противоположно и соединена последовательно, как показано на рис.4а. Если датчик идеально сбалансирован, сигнал от приемных катушек имеет нулевую амплитуду. Заготовка нарушает симметрию и приводит к появлению гармонического сигнала на осциллографе. Чем меньше расстояние от конца датчика до заготовки, тем больше амплитуда сигнала. Эта зависимость является нелинейной. Поэтому каждый датчик был предварительно откалиброван. Пример зависимости амплитуды от расстояния показан на рис.5. Видно, что при измерении ошибка резко возрастает на больших расстояниях. Асимптотическое значение амплитуды сигнала возникло из дисбаланса датчика. Его можно устранить с помощью точной регулировки датчика или учесть при калибровке.

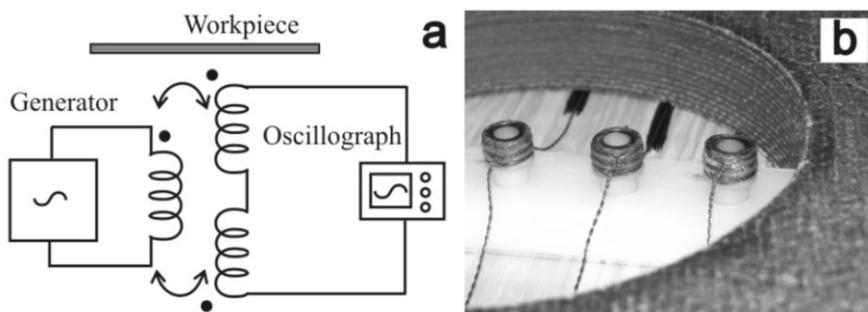


Рисунок 4. Индукционные датчики положения: (а) схема, (b) внешний вид

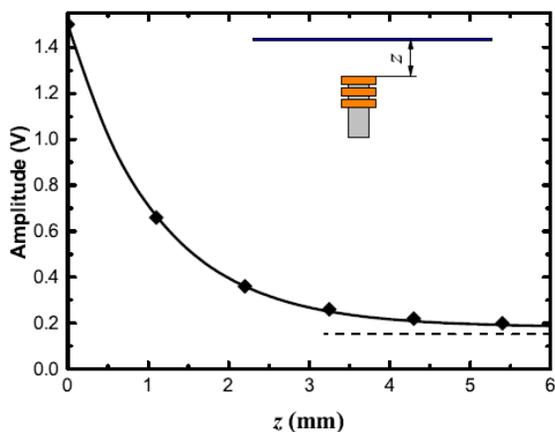


Рисунок 5. Калибровочная кривая

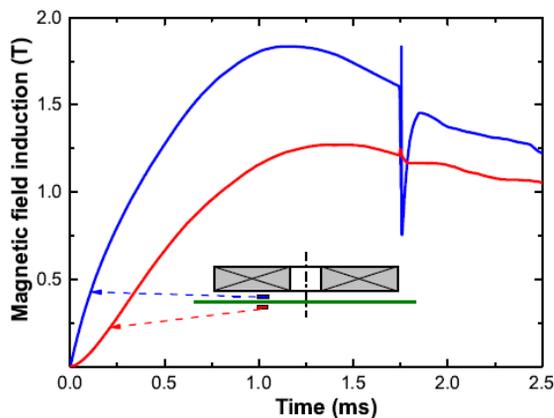


Рисунок 6. Диффузия магнитного поля через заготовку. Расположение датчиков положения показаны на вставке

Полосовые фильтры в генераторной и приемной линиях предполагалось применять в случае интенсивных электромагнитных помех. Однако мы не использовали их, так как шумы были умеренными. Чтобы устранить их полностью мы выполнили численную фильтрацию сигналов. Окончательное характерное время отклика составляло около 3мкс.

3. Экспериментальные результаты по магнитной и немагнитной деформации листового металла

Прежде всего, мы измерили магнитное поле выше и ниже заготовки с помощью пары измерительных катушек, чтобы проверить характер диффузии магнитного поля через заготовку.

Результаты для медной заготовки толщиной 0,3 мм показаны на рис. 6. Видно, что медленная часть магнитного поля проникает сквозь заготовку практически без потерь, а быстрая часть практически полностью экранируется, то есть основное условие для ВЕМФ выполнено.

Мы исследовали прогиб заготовок из меди толщиной 0,3мм и стали толщиной 0,6мм. Параметры оборудования было приспособлено для обеспечения преимущественно упругого режима со слабыми остаточными пластическими деформациями.

Импульсы тока в индукторе показаны на рис.7. В случае тонкой медной заготовки форма импульса была такой же, как и ожидалось, а именно четверть периода синусоиды и последующая экспонента распад. Гораздо более интенсивное магнитное поле было приложено к стальной заготовке и форма вторичных импульсов тока стала искаженной (рис.7б). Мы обсуждаем происхождение этого эффекта в следующем разделе.

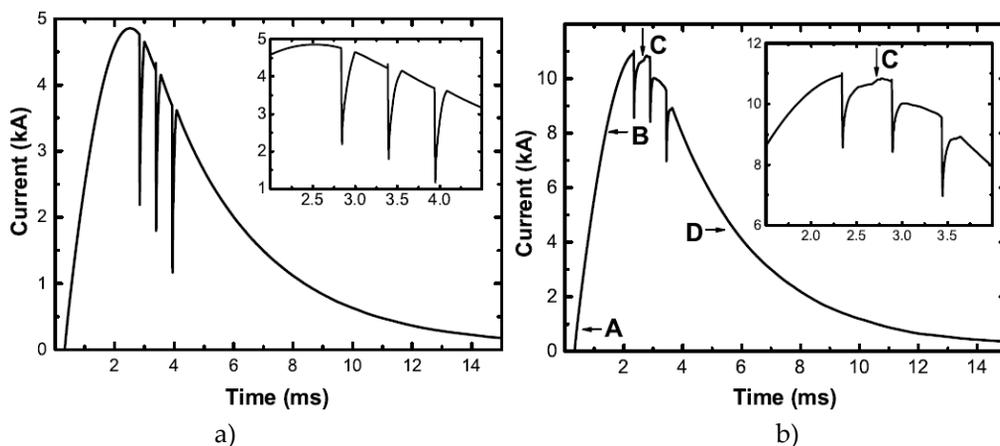


Рисунок 7. Форма импульса тока: а) медная заготовка толщиной 0,3мм, б) стальная заготовка толщиной 0,6мм

Во время импульсов тока измерялось динамическое отклонение медных и стальных заготовок. Медная смещалась от индуктора на фронте первичного импульса на расстояние до 2,5мм. На вторичных импульсах она притягивалась к индуктору примерно до 5мм, где происходило ее касание с индуктором.

Поскольку прогиб измерялся индуктивными датчиками одновременно на трех радиусах, и мы предполагая осевую симметрию [14], можно было восстановить приблизительную зависимость от времени формы заготовки. Разложение по модам осесимметричного прогиба круговой пластины имеет следующую форму [15]

$$z(r, t) = \sum_{n=1} c_n(t) \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]^{n+1}, \quad (1)$$

где r_0 - внешний радиус заготовки, $c_n(t)$ - произвольные функции времени. Первое слагаемое в этом выражении примерно соответствует прогибу пластины при равномерном распределении статического давления [15], а последующие вытекают из радиальной неоднородности давления.

Непрерывные индуктивные измерения вертикальных смещений на трех разных радиусах позволяют определять функции $c_n(t)$ до $n=3$ [7] и, следовательно, форма заготовки определяется в произвольное время в трехмодовом приближении.

Изменение формы стальной заготовки во время импульса магнитного поля во времени показано на рис. 8. Следует отметить, что в самом начале импульса (точка А) прогиб противоположно направленный, т.е. заготовка притягивается к индуктору на оси и отталкивается на некотором расстоянии от оси. Затем слабое отталкивание доминировало в середине фронта импульса (В). Во время вторичных импульсов (С) заготовка сильно притягивается к индуктору с

максимальной скоростью около 20 м/с. После этого заготовка медленно релаксирует (D) до остаточного прогиба.

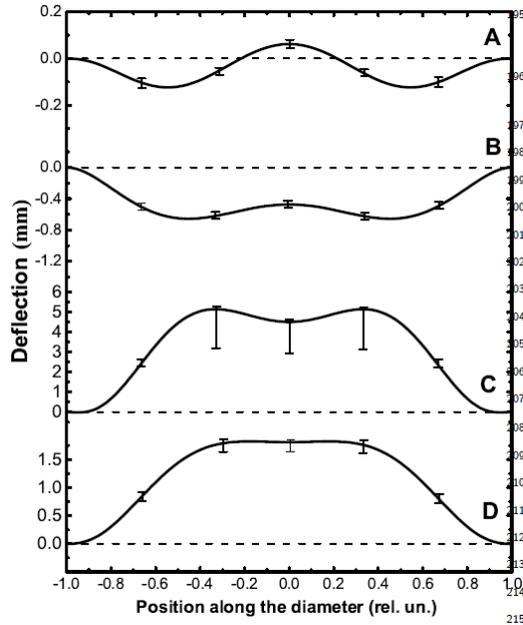


Рисунок 8. Форма стальной пластины в процессе импульса магнитного поля. Кривые соответствуют точкам на графике рис.7.

4. Обсуждение

4.1. Искажение тока импульса

Существует несколько возможных причин наблюдаемого искажения интенсивных импульсов тока (рис.7b). Во-первых, первичный источник тока (конденсатор С₁, переключатель S₁ и диод D₁ на рис.1) может влиять на работу вторичных источников тока. Положительное напряжение, генерируемое в индукторе на заднем фронте первичного импульса, может блокировать диоды во вторичных источниках. Этот эффект был изучен с помощью схемотехнического моделирования и экспериментальных испытаний. Было показано, что напряжение очень низкое и недостаточное для отключения.

Дополнительное напряжение индуктора может быть индуцировано взаимодействием заготовка-индуктор, как показано на рис.1 штриховой линией. Магнитная диффузия приводит к слабому отрицательному напряжению индуктора и не может влиять на форму импульса вторичного тока. Во время вторичных импульсов скорость заготовки становилась максимальной, а магнитное число Рейнольдса достигало значения, близкого к единице. Заготовка, приближающаяся к индуктору, вытесняет из нее магнитный поток. Этот эффект вызвал дополнительное положительное напряжение индуктора, что привело к отключению диодов во вторичных источниках.

Чтобы подтвердить это предположение, мы провели дополнительные эксперименты со стальной заготовкой, поддерживаемой стеклопластиковыми пластинами толщиной 1мм, которые сдерживали движение заготовки. В этом случае искажение формы тока было существенно подавлено, что доказало влияние движения заготовки на искажение импульсов вторичного тока.

Обрыв вторичных токов виден на рис.7b в виде небольших ступеней в конце каждого вторичного импульса. Следует отметить, что это приводит к коротким импульсам напряжения на индуктивной нагрузке с амплитудой от 0,6 кВ до 1 кВ. Этот факт показывает, что эффект взаимодействия заготовки с индуктором следует учитывать при разработке устройств ВЕМФ.

4.2. Распределение магнитного поля

Мы смоделировали распределение магнитного поля в системе индуктор-деталь в рамках двумерной осесимметричной задачи (r, z) . Она была сформулирована через полоидальную компоненту векторного потенциала [16]

$$\frac{\partial^2 A_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\phi}{\partial r} - \frac{A_\phi}{r^2} + \frac{\partial^2 A_\phi}{\partial z^2} = -\mu j_\phi \quad (2)$$

где j_ϕ - ϕ -компонента плотности внешнего тока, μ - магнитная проницаемость. Чтобы учесть движение детали, к левой части следует добавить член $-\sigma \mathbf{v} \times (\nabla A_\phi)$, где \mathbf{v} - скорость. Следует отметить, что почти все время движение магнитное число Рейнольдса $R_m = \sigma v \mu d$ было малым ($R_m \ll 1$). Здесь σ и d - проводимость и толщина заготовки. В течение коротких периодов времени во вторичных импульсах скорость была максимальной и R_m стремилась к единице. Результаты моделирования были подтверждены экспериментальными данными по току индуктивности и распределению магнитного поля.

4.3. Силы и динамика прогиба

Предполагается, что заготовка представляет собой тонкую плоскую пластину, лежащую в r -плоскости (перпендикулярно оси). Магнитная объемная сила имеет следующий общий вид [16]

$$\mathbf{f}_B = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{2} H^2 \nabla \mu \quad (3)$$

где \mathbf{j} - плотность тока, \mathbf{B} - плотность магнитного потока, H - магнитная интенсивность. Первый член - это плотность силы Лоренца, а второй - часть, связанная с намагниченностью. Следует отметить, что невозможно полностью разделить два слагаемых в выражении (3) [17].

Рассмотрим плотность силы намагничивания для магнитомягкого материала, например, низколегированная сталь. При любом разумном предположении о магнитном поле в процессе EMF магнитно-мягкий материал должен находиться в насыщенном магнитном состоянии. Тогда относительная магнитная проницаемость может быть записана как

$$\mu_r = \frac{M_S}{H} + 1 \quad (4)$$

Значение намагниченности насыщения стали ($\mu_0 M_S = 1,6$ Тл) мы получили после предварительного измерения на вибромагнетометре. Давление (z -компоненту) на поверхности заготовки можно оценить путем интегрирования компоненты плотности силы по толщине.

$$P_z = -\frac{1}{2} \int H^2 (\mathbf{n}_z \cdot \nabla) \mu dz = P_V + P_S \quad (5)$$

где \mathbf{n}_z - единичный вектор вдоль оси z . Первый член в этом выражении является результатом интегрирования в объеме, а второй - следствием скачка магнитной проницаемости на поверхности. Подстановка уравнения (4) в уравнение (5) дает

$$P_z(r) = \mu_0 M_0 (\tilde{H}_1(r) - \tilde{H}_2(r)) + \frac{\mu_0 M_0^2}{2} (\cos \tilde{\vartheta}_1^2 - \cos \tilde{\vartheta}_2^2) \quad (6)$$

Здесь переменные с тильдой - магнитная интенсивность на внутренней стороне поверхности и угол между ней и нормалью; индексы 1 и 2 обозначают верхнюю (обращенную к индуктору) и нижнюю

поверхности пластины соответственно. В терминах плотности магнитного потока на внешней стороне поверхности (B) выражение принимает простой вид

$$P_z(r) = M_0(B_1(r) - B_2(r)). \tag{7}$$

Этот результат отличается от того, который был получен в работе [4], где магнитная проницаемость предполагалась постоянной. Такое предположение справедливо только при очень низкой магнитной интенсивности ($H \lesssim 10^3 \text{ A/m}$) и не выполняется при EMF.

Обсудим кратко магнитные силы, действующие на магнитотвердый проводящий материал. Мы предполагаем постоянную намагниченность по радиусу M_{0r} . Здесь удобно представить второе слагаемое в уравнении (3) как $\mathbf{f} = \mathbf{j}_m \times \mathbf{B}_e$, где $\mathbf{j}_m = \nabla \times \mathbf{M}$ - это плотность тока намагниченности, а \mathbf{B}_e - это внешнее магнитное поле [16]. Отсюда получаем выражение для давления намагничивания $P_z(r) = M_{0r}(B_{1r}(r) - B_{2r}(r))$, которое аналогично уравнению (7).

Расчитанное распределение магнитного давления по ферромагнитной стальной детали показано на рис.9. В самом начале импульса притягивающее давление намагниченности преобладает в центральной части детали, и отталкивающее давление Лоренца становится преобладающим на некотором радиусе.

Этот результат хорошо согласуется с наблюдаемым прогибом детали (кривая А на рис.8). На правом графике рис.9 видно, что на фронте первого вторичного импульса возникает интенсивное притяжение. Давление Лоренца и давление намагничивания меняют знак почти по всей поверхности заготовки, за исключением небольшой области, близкой к оси, где давление намагниченности остается положительным. Это сглаживает распределение общего давления во время вторичных импульсов.

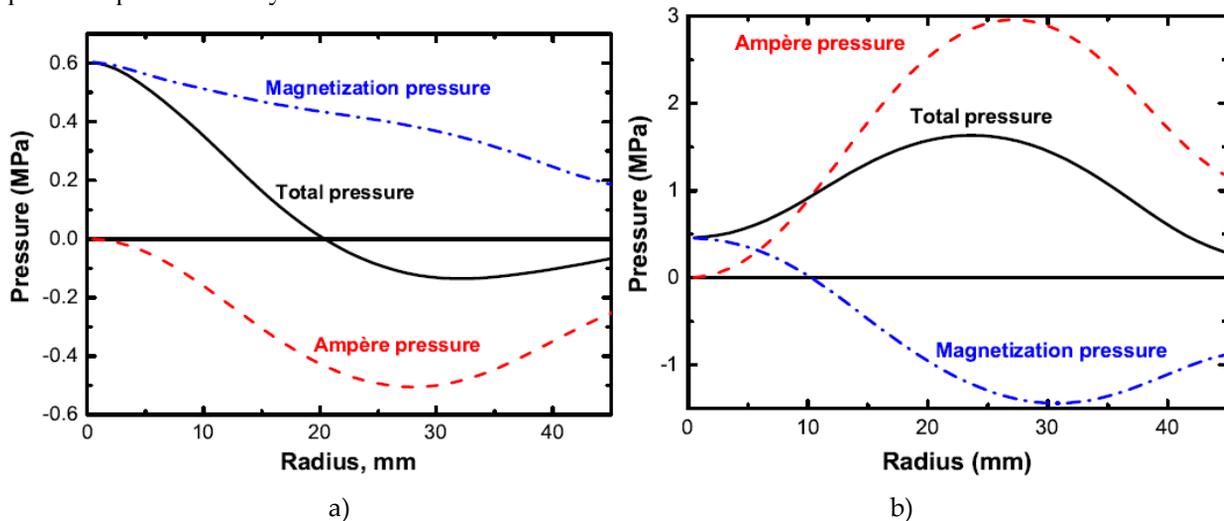


Рисунок 9. Расчет полного давления, действующей на стальную магнитную пластину: а) передний фронт первичного импульса, б) передний фронт первого вторичного импульса

5. Заключение

Показано, что основное условие процесса ВЕМФ, а именно проникновение медленного первичного магнитного поля через заготовку и экранирование импульсов вторичного магнитного поля может быть достигнуто на низкопроводящем магнитном листовом материале, таком как магнитомягкое железо.

Электромагнитное взаимодействие движущейся детали и индуктора вызывает резкое переключение диодов во вторичных источниках тока и скачок напряжения на индуктивности. Этот эффект следует учитывать при разработке устройств ВЕМФ, поскольку он может мешать нормальной работе.

Давление намагниченности пропорционально разности плотности магнитного потока на верхней и нижней поверхностях. Оно в основном направлено против давления Лоренца. Это свидетельствует о дальнейших перспективах развития технологии ВЕМФ. Увеличение амплитуды первичного импульса приведет к увеличению силы притяжения Лоренца. Усиление вторичных импульсов приводит к появлению как сил притяжения Лоренца, так и сил отталкивания. Поэтому общий результат не очевиден в этом случае.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (региональный проект № 18-48-520006).

Список литературы

- 1 I. V. Belyy, S. M. Fertik, L. T. Khimenko, *Spravochnik po magnitno-impulsnoy obrabotke metallov* (1977, Russian edition) [Electromagnetic Metal Forming Handbook]. English Translation by Altynova M. M., 1996.
- 2 V. Psyk, D. Risch, B. L. Kinsey, A. E. Tekkaya, M. Kleiner, Electromagnetic forming - A review, *J. Mater. Process. Technol.* 211 (2011) 787829.
- 3 K. A. Hansen, I. G. Hendrickson, Electromagnetic dent puller, US patent 3998081 (1976).
- 4 Y. V. Batygin, S. F. Golovashchenko, A. V. Gnatov, Pulsed electromagnetic attraction of sheet metals fundamentals and perspective applications, *J. Mater. Process. Technol.* 213 (3) (2013) 444
- 5 Y. V. Batygin, S. F. Golovashchenko, A. V. Gnatov, Pulsed electromagnetic attraction of nonmagnetic sheet metals, *J. Mater. Process. Technol.* 214
- 6 Y. B. Kudasov, Device and method for electromagnetic stretching and removing dents, RF patent 2558700, PCT application WO 2014/129932 237 A1 (2014).
- 7 Y. B. Kudasov, D. A. Maslov, O. M. Surdin, *Tech. Phys. Lett.* 43 (1) (2017)
- 8 R. Daou, F. Weickert, M. Nicklas, F. Steglich, A. Haase, M. Doerr, High resolution magnetostriction measurements in pulsed magnetic fields using fiber Bragg gratings, *Rev. Sci. Instrum.* 107 (2010) 124907.
- 9 J. Chen, X. Xi, S. Wang, J. Lu, C. Guo, W. Wang, E. Liu, W. Wang, L. Liu, G. Wu, A method of measuring dynamic strain under electromagnetic forming conditions, *Rev. Sci. Instrum.* 87 (2016) 044301.
- 10 E. Paese, M. Geier, R. P. Homrich, P. Rosa, R. Rossi, Sheet metal electromagnetic forming using a spiral coil: Experiments, modeling, and validation, *J. Mater. Process. Technol.* 263 (2019) 408422.
- 11 A. Vivek, K. H. Kim, G. S. Daehn, Simulation and instrumentation of electromagnetic compression of steel tubes, *J. Mater. Process. Technol.* 211 (2011) 840850.
- 12 Y. B. Kudasov, A. V. Philippov, Measurements of High-Frequency Complex Impedances in Fast Processes, *Instrum. Exp. Tech.* 50 (2007) 95.
- 13 Y. B. Kudasov, I. V. Makarov, V. V. Platonov, O. M. Surdin, D. A. Maslov, S. L. Voronov, A. Y. Malyshev, A. S. Korshunov, E. Y. Popov, A. S. Svetlov, *Instrum. Exp. Tech.* 62 (1) (2019) 88
- 14 L. Hong-wei, Y. Si-liang, Zh. Mei, Zh. Xin, , *J. Mater. Process. Technol.* 263 (2019) 423–439
- 15 W. Weaver Jr., S. P. Timoshenko, D. H. Young, *Vibration problem in engineering*, Wiley, USA, 1990.
- 16 H. E. Knoepfel, *Magnetic Fields: a Comprehensive Theoretical Treatise for Practical Use*, Wiley, USA, 2000.
- 17 L. Landau, E. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media, Course of Theoretical Physics, V.8, 2nd Edition*, Pergamon Press, Oxford, 1984, 620p.

ОТКОЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ СВИНЦА ПОСЛЕ НАГРУЖЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ АМПЛИТУДОЙ ~ 60 ГПа

Е.В. Кошатов, Д.Н. Замотаев, А.Н. Катыхов, Д.В. Крючков, А.Н. Малышев, В.И. Скоков

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В работе представлены результаты экспериментов по исследованию процессов откольного разрушения и компактирования свинцовых образцов марки С1 после нагружения нестационарной ударной волной (УВ) амплитудой на выходе из образца ~ 52 ГПа. Градиент спада давления за фронтом УВ составил ~ 69 ГПа/см. Нагружение образцов осуществляли плоской детонационной волной от заряда ВВ на основе октогена. Разгрузка образцов производилась в вакуум.

На расстояниях от 1 до 17 мм от свободной поверхности образцов устанавливались оптические окна из LiF, на которых с помощью лазерного интерферометра VISAR регистрировали временные зависимости скорости движения контактной границы исследуемого образца с подложкой из LiF. С помощью методики PDV регистрировали скорость движения свободной поверхности образцов после разгрузки.

На основе анализа экспериментальных данных показано, что после диспергирования значительной части образца наблюдается процесс её компактирования неразрушенной частью образца. Процесс компактирования завершается после прохождения фронтом диспергированной массы расстояния ~ 11 мм.

Введение

Обеспечение достоверности численного моделирования поведения металлов, которые при нагружении нестационарной ударной волной (УВ) и последующей разгрузке претерпевают фазовый переход в жидкое состояние, предполагает разработку моделей, учитывающих множественное откольное разрушение и последующее дробление жидких откольных слоев на мелкие фрагменты (модель диспергирования), компактирование металла в жидком фазовом состоянии и т. д. Это требует целенаправленных экспериментальных исследований и создание базы данных, на которой подобные модели могут быть протестированы.

Экспериментальному исследованию поведения свинца, претерпевающего фазовый переход в жидкое состояние на волне разгрузки, и последующей его фрагментации посвящено много работ [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11]. Большинство из них сосредоточено на исследовании ударно-волнового пыления свинца, нагруженного нестационарными ударными волнами амплитудами 30-50 ГПа. В настоящей работе представлены результаты исследования процессов откольного разрушения и компактирования свинца при нагружении нестационарной УВ интенсивностью ~ 60 ГПа.

Ранее авторами в работе [12] выполнено исследование процессов диспергирования и компактирования свинцовых образцов при нагружении УВ с амплитудой на выходе из образца ~44 ГПа и градиентом спада давления за фронтом УВ ~120 ГПа/см. Разгрузка образцов производилась в вакуум. Свинец при изэнтропической разгрузке находился в расплавленном состоянии. В работе [12] лазерным интерферометром VISAR зарегистрированы временные зависимости скорости движения контактной границы исследуемого образца с подложкой из LiF, на которых наблюдаются характерные участки, соответствующие движению диспергированной и неразрушенной частей образца.

Анализ экспериментов работы [12] с привлечением численного моделирования показал, что в жидком состоянии откольная прочность свинца близка к нулю, отдельные откольные слои свинца после прохождения расстояния 1 мм не наблюдаются, расплавленный свинцовый образец на 80 % представляет собой облако фрагментов, которое после прохождения расстояния в 10 мм имеет плотность $5\div 6$ г/см³. Остальная часть образца - неразрушенная с нормальной плотностью свинца 11,3 г/см³. При этом со стороны неразрушенной части образца распространяется волна сжатия,

приводящая к компактированию свинца. Однако полного компактирования диспергированного свинца в этих экспериментах достичь не удалось.

Такой результат получен в данной работе при нагружении свинца нестационарной УВ амплитудой на выходе из образца ~ 52 ГПа и градиенте спада давления за фронтом УВ ~ 69 ГПа/см.

Постановка и результаты экспериментов

Для исследования использовались полированные образцы свинца марки С1 с шероховатостью $Ra \sim 210$ нм, что соответствует $Rz \leq 1$ мкм. На рисунке 1 приведены фотографии исходной микроструктуры исследуемых образцов свинца марки С1. Видно, что структура однородная по всему сечению и состоит из полиэдрических зерен, в отдельных зернах наблюдаются двойники. Среднее значение микротвердости составляет $HV=6,11$ кгс/мм², средний условный размер зерна – 76 мкм.

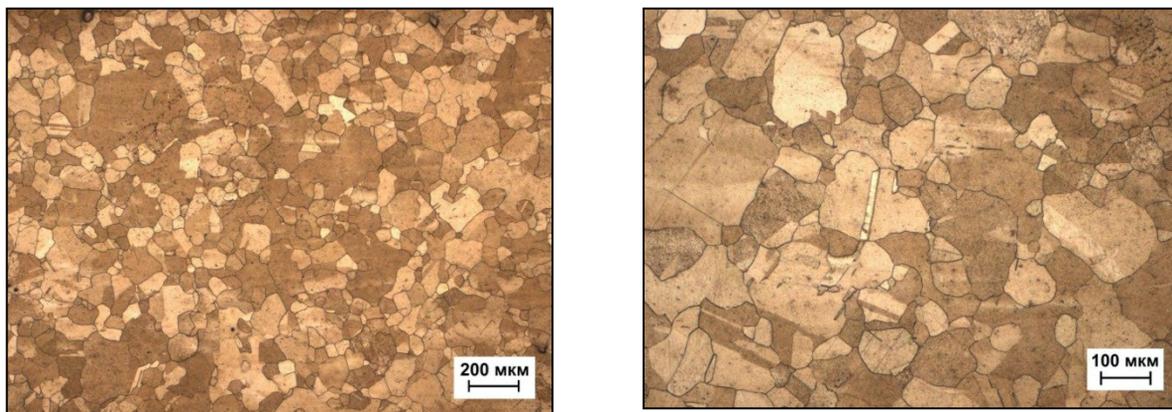


Рисунок 1. Исходная микроструктура образца из свинца марки С1

Нагружение образцов $\varnothing 90 \times 2,7$ мм осуществляли плоской детонационной волной от заряда ВВ $\varnothing 90 \times 50$ мм на основе октогена. Разгрузка образцов производилась в вакуумный зазор высотой 1 мм, 5 мм, 10 мм, 12 мм, 17 мм.

На рисунке 2 представлена схема экспериментального устройства для исследования откольного разрушения свинца.

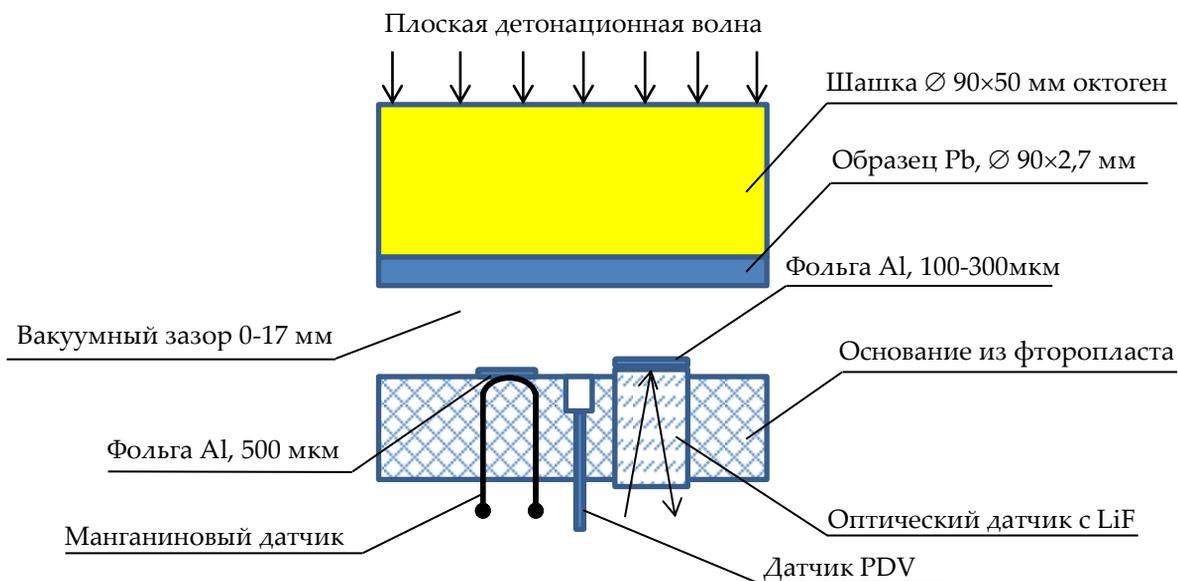


Рисунок 2. Схема экспериментального устройства

Для измерения импульса сжатия, генерируемого свинцовым образцом при торможении на подложке из фторопласта ФТ-4, использовались оптические датчики (ОД) с фторидом лития (LiF) и манганиновые датчики давления (МДД). С помощью PDV датчиков регистрировалась скорость движения свободной поверхности образца.

ОД располагались под образцом в основании из фторопласта, при этом контактная граница LiF, прикрытая алюминиевой фольгой, располагалась на определенном расстоянии от свободной поверхности образца: 0 и 1 мм, 4 и 5 мм, 9 и 10 мм, 11 и 12 мм, 16 и 17 мм. С помощью оптических датчиков измерялась скорость контактной границы Pb-LiF. Оптические сигналы с контактной границы Pb-LiF регистрировались лазерным интерферометром VISAR. Датчики PDV устанавливались в основание из фторопласта на расстояниях от свободной поверхности образца: 5 мм и 17 мм. Регистрация сигналов PDV датчиков выполнялась на измерительном комплексе на основе прямого гетеродинного преобразования сигналов. МДД устанавливались в основание из фторопласта на расстояниях от свободной поверхности образца: 1 мм, 5 мм и 10 мм, и с их помощью регистрировали зависимость давления от времени на контактной границе Pb-ФТ-4.

Для оценки фазового состояния исследуемого свинца были проведены одномерные расчеты на программном комплексе KPD-1D [13]. Из проведенных расчетов установлено, что на входе УВ в образец реализуется давление $P_{ув} \sim 60$ ГПа. Согласно полученным экспериментальным и расчетным данным амплитуда УВ на свободной границе $P_{ув} \sim 52$ ГПа. Градиент спада давления за фронтом УВ составил ~ 69 ГПа/см. При таких условиях нагружения свинец в УВ и после разгрузке в вакуум согласно [1, 14] находится в жидком фазовом состоянии.

На рисунке 3 представлены зависимости скорости от времени контактной границы Pb-LiF, зарегистрированные ОД при контактном расположении образца с ОД и на пролетных базах 1-17 мм

W, км/с

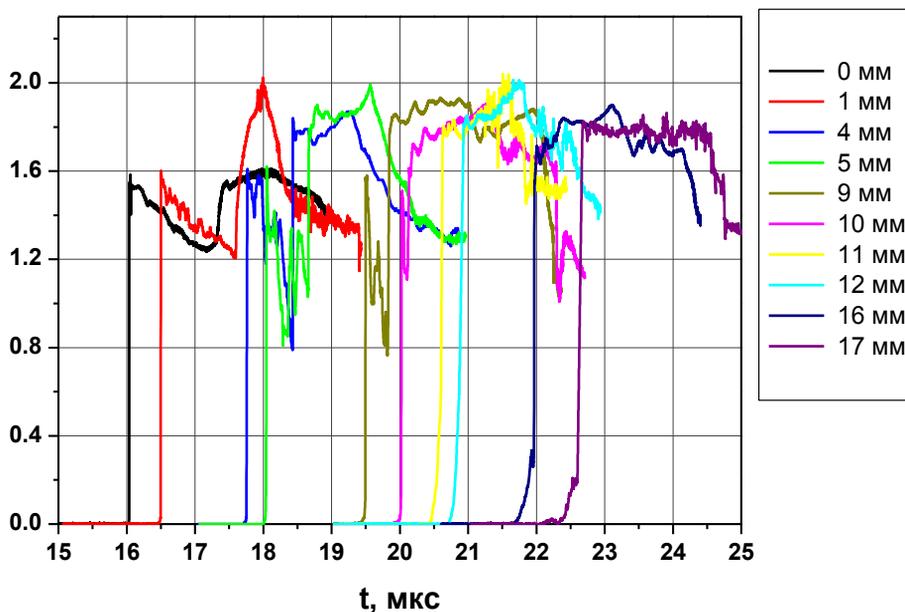


Рисунок 3. Экспериментальные зависимости скорости от времени контактной границы Pb-LiF, зарегистрированные ОД при контактном расположении образца с ОД и на пролетных базах 1-17 мм

Из рисунка 3 видно, что экспериментальные зависимости $W(t)$ контактной границы Pb-LiF при контактном расположении образца с ОД и на пролетных базах от 1 до 10 мм имеют двухволновой профиль. Первая УВ вызвана торможением диспергированной части образца, образовавшейся в результате откольного разрушения. Вторая УВ соответствует удару неразрушенной части образца по LiF. Амплитудные значения скорости первой УВ практически не

меняются при увеличении пролетной базы от 1 до 10 мм и равны $\sim 1,6$ км/с. С увеличением пролетной базы от 1 до 10 мм длительность импульса $W(t)$ диспергированной части уменьшается от 1,1 мкс до 0,09 мкс, в то время как длительность импульса неразрушенной части увеличивается от 0,38 мкс до 1,20 мкс. На пролетной базе 11 мм двухволновой профиль импульса сжатия трансформируется в одноволновой - вся диспергированная часть образца компактируется неразрушенной частью. На пролетных базах от 12 до 17 мм наблюдается процесс разгрузки свинца, сжатого компактирующей ударной волной. Состояние скомпактированного свинца в процессе движения на пролетных базах от 11 до 17 мм сохраняется устойчивым. Об этом свидетельствует постоянная амплитуда импульса сжатия, равная $\sim 1,8$ км/с и длительность, равная $\sim 1,5$ -2 мкс. Скорость скомпактированного свинца при этом, согласно оценкам, должна составлять $\sim 2,9$ км/с.

На рисунке 4 приведены зависимости давления от времени, полученные МДД на пролетных базах 1 мм, 5 мм и 10 мм.

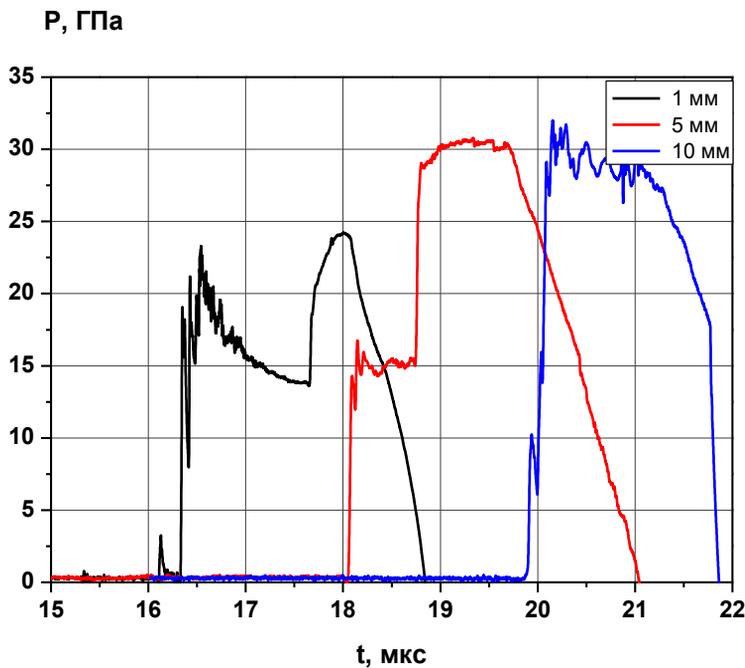


Рисунок 4. Экспериментальные зависимости давления от времени, зарегистрированные МДД при величине зазора 1, 5, 10 мм

Из зависимостей на рисунке 4 видно, что амплитуда давления на первом участке профиля, соответствующего импульсу сжатия диспергированной массы, с увеличением пролетной базы от 1 до 10 мм уменьшается от ~ 20 до ~ 10 ГПа. Так как скорость фронта диспергированной массы постоянна, а $P \sim \rho v_{фр}^2$ следовательно, уменьшение давления связано с уменьшением плотности на пролетной базе от 1 до 10 мм в ~ 2 раза.

На рисунке 5 представлены спектрограммы скорости движения свободной поверхности свинцового образца, полученные с помощью методики PDV на пролетных базах 5 и 17 мм.

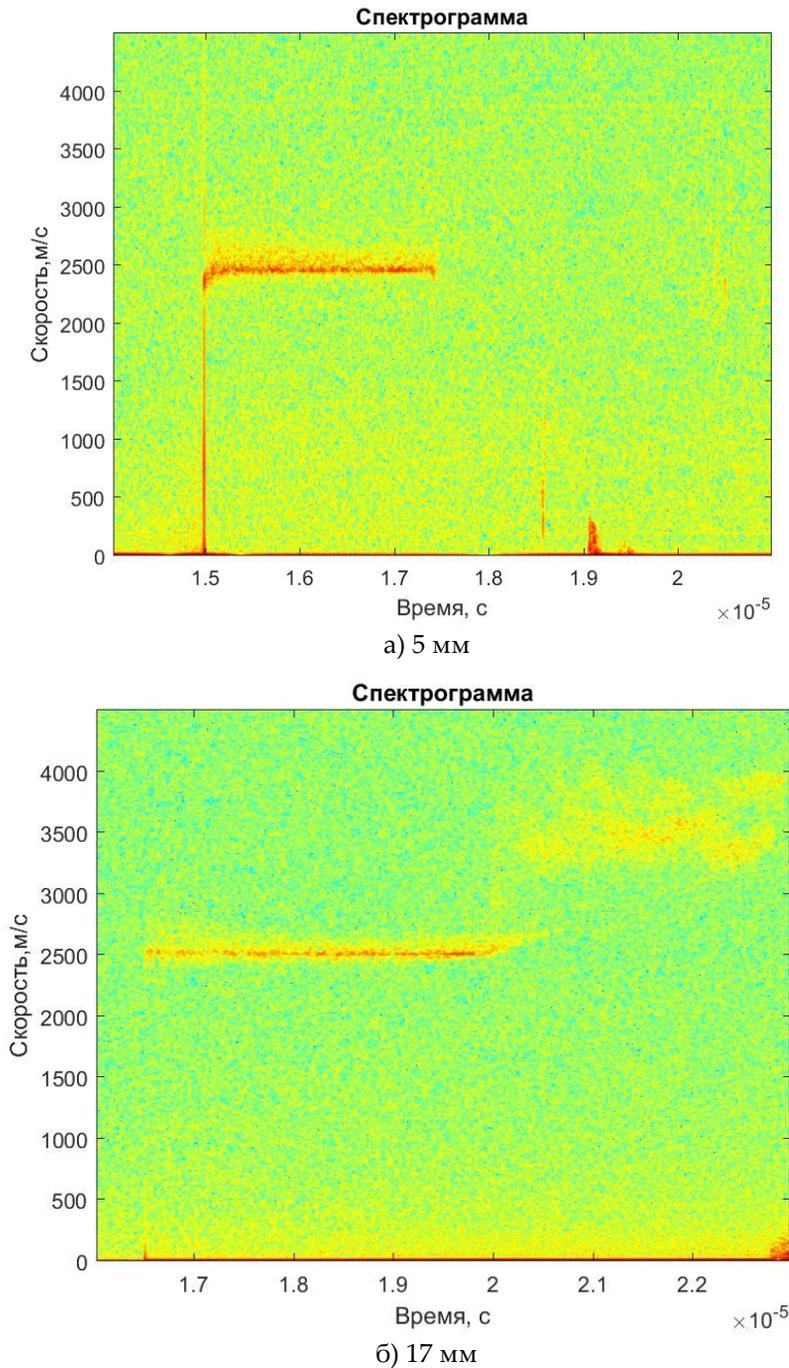


Рисунок 5. Спектрограммы скорости движения свободной поверхности свинцового образца, полученные с помощью методики PDV на пролетных базах 5 и 17 мм

Скорость свободной поверхности диспергированного образца составила $\sim 2,5$ км/с. Через промежуток времени $\Delta t \sim 3,5$ мкс после начала движения образца четкая граница движения свободной поверхности образца исчезает, наблюдается участок, соответствующий выходу компактирующей УВ. Как видно из спектрограммы, полученной на пролетной базе 17 мм, при разгрузке компактирующей УВ свободная поверхность образца экранируется выброшенным из неё плотным пылевым потоком расплавленных частиц со средней скоростью $\sim 3,4$ км/с. Максимальная скорость частиц достигает 4,0 км/с.

Заключение

Получены и проанализированы экспериментальные данные по исследованию откольного разрушения образцов свинца, нагруженных нестационарной УВ амплитудой ~ 60 ГПа при разгрузке в вакуум. На основе проведенных одномерных расчетов определено, что исследуемый свинец в УВ находился в жидком состоянии и разгружался в жидкую фазу. Экспериментальные зависимости $P(t)$ и $W(t)$ свинца на пролетных базах 1-10 мм имеют двухволновой профиль, соответствующий торможению диспергированной и неразрушенной частей образца. На пролетной базе ~11 мм наблюдается полное компактирование диспергированной части образца. На свободную поверхность образца выходит фронт компактирующей УВ, который при торможении на контактной границе Pb-LiF формирует амплитуду скорости движения ~1,8 км/с. Состояние скомпактированного свинца в процессе движения на пролетных базах от 11 до 17 мм сохраняется устойчивым. Плотность диспергированного свинца после прохождения им расстояния в 10 мм снижается в ~2 раза. Скорость свободной поверхности свинцового образца при разгрузке в вакуум составляет 2,5 км/с до момента выхода компактирующей УВ. Оценочная скорость скомпактированного свинца ~ 2,9 км/с.

Список литературы

1. Исследование особенностей поведения свинца при ударно-волновом нагружении и последующей разгрузке. Федоров А.В., Михайлов А.Л., Финюшин С.А., Назаров Д.В., Чудаков Е.А., Калашников Д.А., Бутусов Е.И. Сборник докладов XV Харитоновских чтений. Саров. 2013. Стр. 274-281.
2. Holtkamp D.B., Clark D.A., Ferm E.N., Gallegos R.A, Hammon D., Hemsing W.F., Hogan G.E., Holmes V.H., King N.S.P., Liljestrang R., Lopez R.P., Merrill F.E., Morris C.L., Morley K.B., Murray M.M., Pazuchanics P.D., Prestridge K.P., Quintana J.P., Saunders A., Schafer T., Shinas M.A., Stacy H.L., "A survey of high explosive-induced damage and spall in a selected metals using proton radiography," AIP Conf. Proc. 477-482 (2003).
3. В.И. Канель, А.С. Савиных, Г.В. Гаркушин, С.В. Разоренов. Динамическая прочность расплавов олова и свинца. Письма в ЖЭТФ. Т.102, В.8, с.615-619.
4. Результаты исследований процесса выброса частиц со свободной поверхности металлов под действием ударной волны. М.В. Антипов, А.Б. Георгиевская, В.В. Игонин, М.О. Лебедева, К.Н. Панов, А.А. Утенков, В.Д. Садунов, И.В. Юртов. Сборник докладов XVII Харитоновских чтений. Саров. 2015. Стр. 702-709.
5. Влияние профиля ударной волны на распределение размеров частиц, выброшенных со свободной поверхности металлов под действием ударной волны. А.Б. Георгиевская, В.А. Раевский. Сборник докладов XVII Харитоновских чтений. Саров. 2015. Стр. 709-716.
6. Результаты экспериментально-расчетных исследований ударно-волнового «пыления» и фрагментации свинца, нагруженного нестационарными ударными волнами амплитудами $P \sim 32-43$ ГПа. М.В. Антипов, В.А. Аринин, А.Б. Георгиевская, И.С. Гнутов, Д.Н. Замыслов и др. Сборник докладов XIX Харитоновских чтений. Саров. 2017. Стр. 223-231.
7. Определение размеров частиц, выброшенных с ударно-нагруженных поверхностей при торможении в газовой среде. А.В. Федоров, И.С. Гнутов, А.О. Яговкин. Сборник докладов XIX Харитоновских чтений. Саров. 2017. Стр. 232-238.
8. Выброс частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов из свинца в вакуумированную и газовую среду. В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, С.В. Ерунов, М.В. Антипов, А.В. Федоров и др. Сборник докладов XIX Харитоновских чтений. Саров. 2017. Стр. 239-245.
9. M.Z. Zellner, M. Grover, J.E. Hammerberg et al. Pressure effects on the ejection of material from shocked tin surfaces. Shock Compression of Condensed Matter. 2007.

10. Meizhen Xiang, Haibo Hu, Jun Chen, and Yi Liao. Molecular dynamics studies of thermal dissipation during shock induced spalling. *Journal of Applied Physics* 114. 2013.
11. Meizhen Xiang, Haibo Hu, and Jun Chen. Spalling and melting in nanocrystalline Pb under shock loading: Molecular dynamics studies. *Journal of Applied Physics* 113, 144312. 2013.
12. Откольное разрушение свинца при нагружении нестационарной ударной волной амплитудой ~44 ГПа. Георгиевская А.Б., Замотаев Д.Н., Катыхов А.Н., Кошатова Е.В., Крючков Д.В., Малышев А.Н., Скоков В.И., Шиберин И.В. Сборник докладов XIX Харитоновских чтений. Саров. 2017. Т1. Стр. 452-459.
13. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе. Гаврилов Н. Ф., Иванова Г.Г., Селин В.И., Софронов В.Н. ВАНТ.1982. Вып.3(11), С.11-14.
14. Термодинамическая модель сжимаемого коволюма. Препринт. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». Копышев В.П., Медведев А.Б. Саров. 1995.

ДЕСТРУКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ – ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ И ДИСПЕРГИРОВАНИЕ МЕТАЛЛОВ – КАК КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Е.В. Кошелева, Н.И. Сельченкова, С.С. Соколов, И.Р. Трунин, А.Я. Учаев

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

При исследовании поведения конденсированных сред в экстремальных условиях в настоящее время применяют высокоэнергетические импульсные установки (импульсные ускорители электронов, фемтосекундные лазеры). Мощностные возможности таких установок напрямую связаны со стойкостью элементов и узлов различной геометрии. Стойкость, например, к термомеханическому воздействию определяется динамическими деструктивными процессами, возникающими при многоволновом движении среды, что может приводить к локальной кумуляции внутренней энергии. Кумуляция энергии может существенно уменьшить время сохранения функциональных свойств элементов, узлов.

Динамические деструктивные процессы, протекающие в конденсированных средах, при высокоинтенсивном внешнем воздействии – сложные явления. В течение длительного времени процесс динамического разрушения рассматривался как механический процесс последовательных разрывов межатомных связей в образце под нагрузкой.

С появлением квантово-механических и термофлуктуационных моделей разрыва межатомных связей были развиты кинетические, энергетические модели прочности и т.д. [1-2]. Однако, в последнее время прогресс в исследовании явления динамического разрушения конденсированных сред (в т.ч., металлов) связан с достижениями теории неравновесных процессов, нелинейной динамики, теории мультифрактальных мер, теории диссипативных структур и самоорганизации [3-5], применение которых позволили установить подобие в количественных характеристиках динамических деструктивных процессах в ряде металлов, протекающих на различных масштабно-временных уровнях.

Следовательно, является актуальным проведение исследований кинетических релаксационных процессов, протекающих в неравновесных конденсированных средах, различной геометрии и природы, и определение временной границы сохранения функциональных свойств конструкционных металлов, находящихся в экстремальных условиях, – установление универсальных признаков неравновесных релаксационных процессов. Определенные геометрические параметры динамически нагружаемого объекта могут приводить к многоволновому движению среды, которое вызывает кумуляцию кинетической энергии в среде, что приводит к уменьшению времени сохранения функциональных свойств объектов.

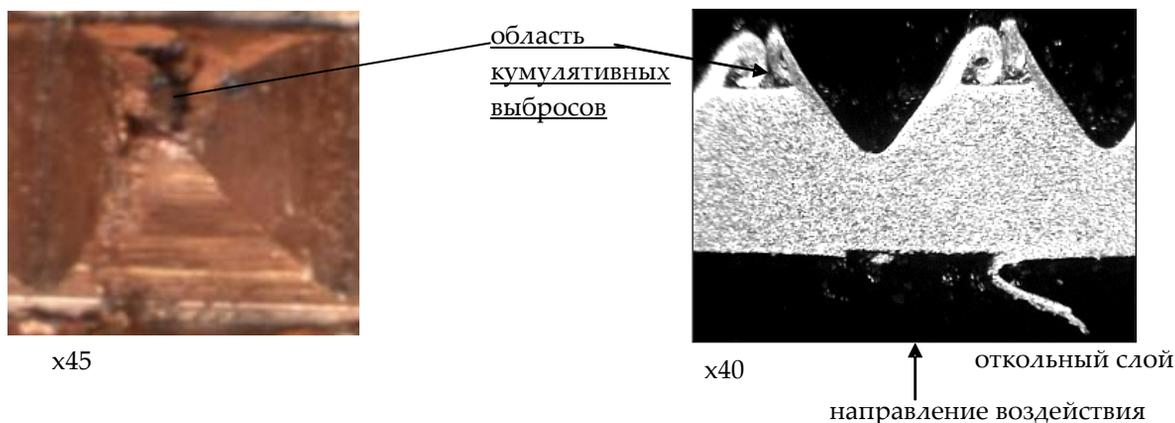
Результаты исследований, представленные в работах [5-7], указывают на универсальные признаки поведения металлов в явлении динамического разрушения при воздействии мощных импульсов проникающих излучений, которые обусловлены самоорганизацией центров разрушения и неустойчивостями в диссипативных структурах (каскадах центров разрушения), лежащих в основе сопротивления тела внешнему воздействию. Применение импульсных источников проникающих излучений наносекундного диапазона позволило расширить исследуемую область неравновесных состояний (долговечность – доли, единицы наносекунд) по сравнению с традиционными способами нагружения – взрывным и ударно-волновым, когда минимальное значение долговечности имеет значение $t \sim 10^{-8}$ с [5-7].

Целью работы являлось установление подобия процессов диспергирования различных металлов при высокоинтенсивном нагружении. Для установления количественных характеристик продуктов диспергирования и каскада возникающих диссипативных структур (шероховатости внутренней поверхности центров разрушений, каскада полос скольжения кристаллической решетки, каскада центров разрушения, шероховатости поверхности разрушения) был применен математический пакет программ интерактивной системы анализа изображений (ИСАИ) [5, 6], метод фрактальной геометрии. Проведено численное моделирование деструктивных процессов, протекающих в нагруженных образцах, с использованием лагранжевой методики ТИМ 3D [8].

Для создания многоволновых процессов в металлах, ударно-волновому нагружению (УВН) подвергались образцы, нагруженные релятивистскими электронными пучками ускорителя РИУС-5 [9], с нанесенными возмущениями в виде пирамидок высотой $h \sim 0,7$ мм, общей толщиной $\Delta \sim 1,5$ мм, углом раствора $\alpha \sim 60^\circ$.

УВН создавалось короткими импульсами релятивистских электронных пучков (РЭП) длительностью $t_u \sim 10$ нс. Толщина откольного слоя $\Delta_1 \sim 0,1$ мм определяется энергетическим спектром электронов, длина возникающей ударной волны λ существенно меньше линейных размеров нанесенных возмущений $\lambda \sim \Delta_1 \sim 0,1$ мм. В теле пирамидки вследствие взаимодействия проходящей волны и отраженной волны от граней пирамидки возникает спектр гидродинамических трансляционных и ротационных мод, что приводит к возникновению каскада диссипативных структур на различных масштабно-временных уровнях. Кумуляция энергии волн приводит к процессу диспергирования вещества из вершин пирамидок, продукты которого оседают на преграде.

На рис. 1 приведен вид разрушенной медной пирамидки (рис. 1а) и шлиф медного образца (рис. 1б), продукты диспергирования на преграде (рис. 1в), вид частиц диспергированного металла на преграде (рис. 1г) после воздействия РЭП [6].



а б
Рисунок 1а,б. Вид разрушенной медной пирамидки (а);
шлиф медного образца после воздействия РЭП (б)

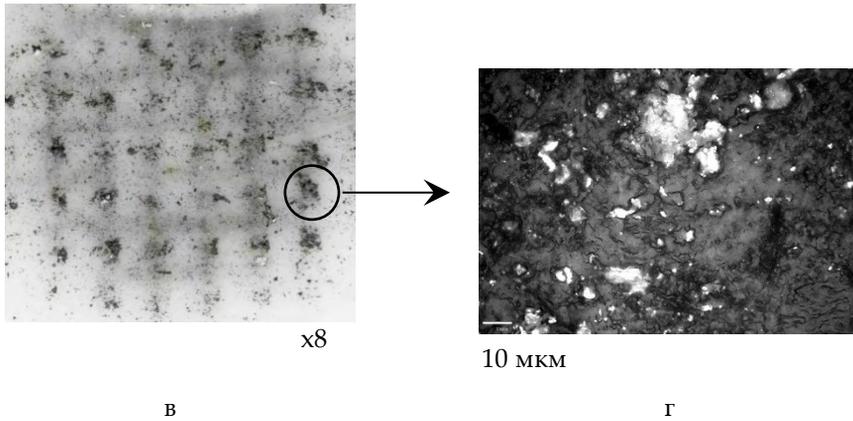
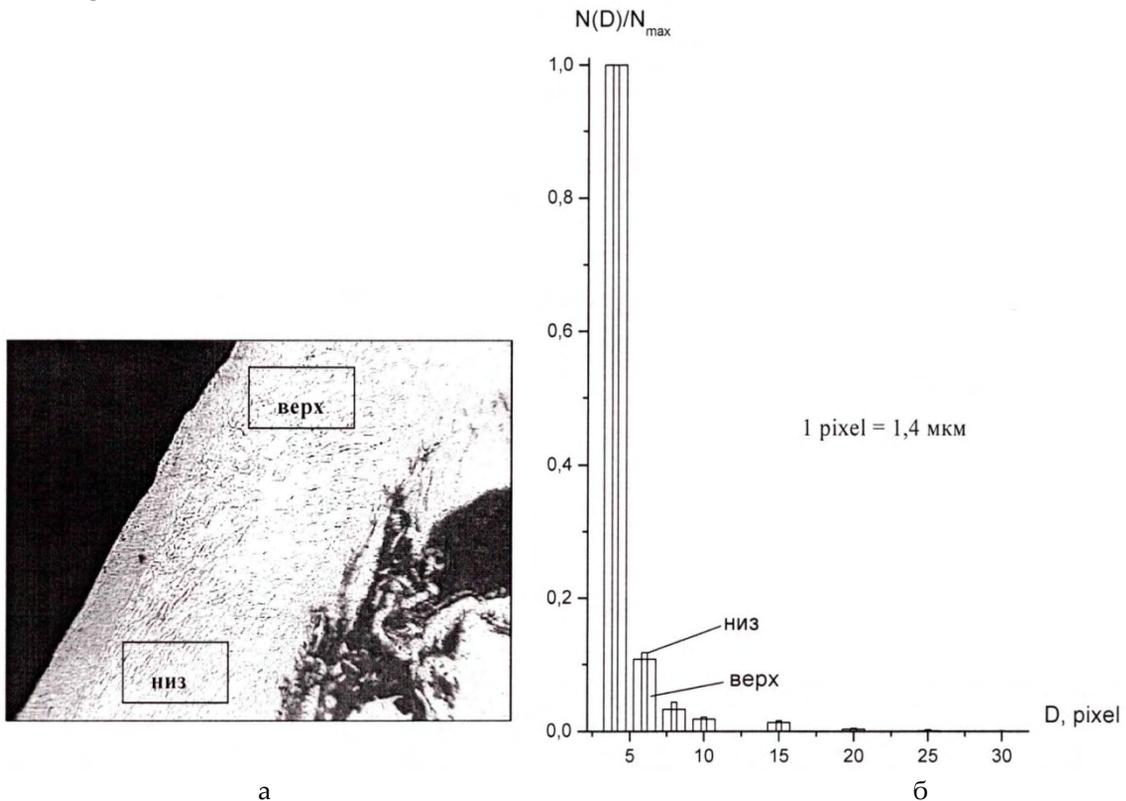


Рисунок 1в,г. Продукты диспергирования на преграде (в); вид частиц диспергированного металла на преграде (г) [6]

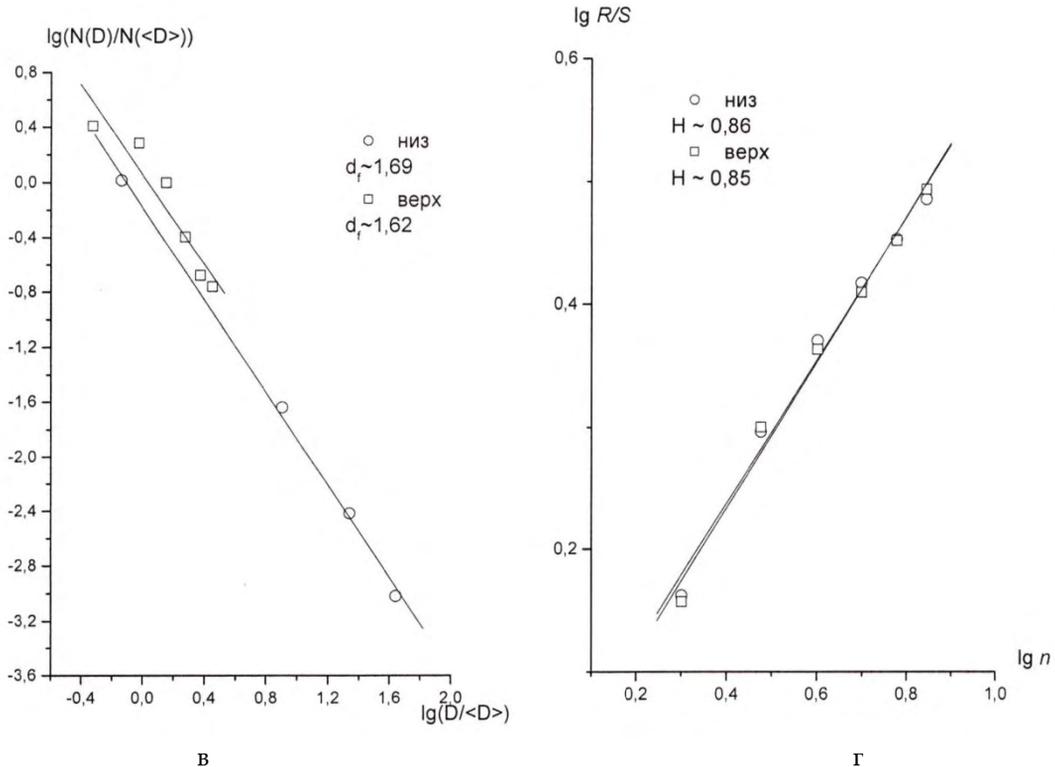
С помощью разработанного математического пакета программ ИСАИ [5-7] определены количественные характеристики продуктов диспергирования и гидродинамических мод, которые приводят к формоизменению нагруженных образцов.

На рис. 2а приведен вид шлифа грани медной пирамидки после нагружения и количественные характеристики гидродинамических мод в нижней и в верхней частях пирамидки: гистограмма распределения полос скольжения по размерам (рис. 2б); фрактальная размерность полос скольжения d_f (рис. 2в); показатель Херста H – нормированный размах полос скольжения от их числа (рис. 2г) [6].



а – грань медной пирамидки (x200); б – гистограмма распределения полос скольжения

Рисунок 2а,б. Внешний вид грани медной пирамидки и математическая обработка верхней и нижней частей медной пирамидки



в

в – фрактальная размерность полос скольжения;

г – нормированный размах полос скольжения от их числа

г

Рисунок 2в,г. Внешний вид грани медной пирамидки и математическая обработка верхней и нижней частей медной пирамидки

Согласно теории подобия [10], если количественные характеристики физических процессов, выраженные в безразмерных переменных равны, то это говорит о физическом подобии поведения систем.

Т.е., любые количественные соотношения, полученные для конкретного явления, могут быть распространены на другие подобные явления, если их представить в относительной (безразмерной) форме.

Существует понятие геометрического подобия, подобия полей $\varphi(x, y, z)$ (поле температуры, концентрации, потенциала), когда их величины связаны соотношением

$$\varphi'(x', y', z') = c_\varphi \varphi(x, y, z), \quad (1)$$

где c_φ - множитель подобия.

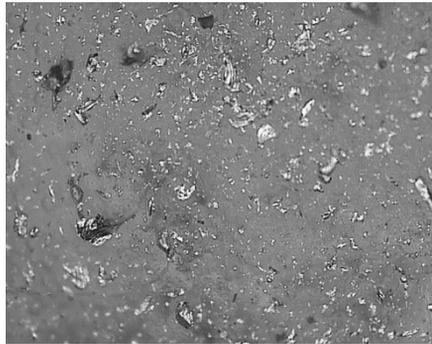
От понятия подобия полей можно перейти к понятию подобия процессов, если в сходные моменты времени выполняется условие

$$\varphi'(x', y', z', t') = c_\varphi \varphi(x, y, z, t); x' = cx, y' = cy, z' = cz, t' = ct, \quad (2)$$

c – коэффициенты подобия.

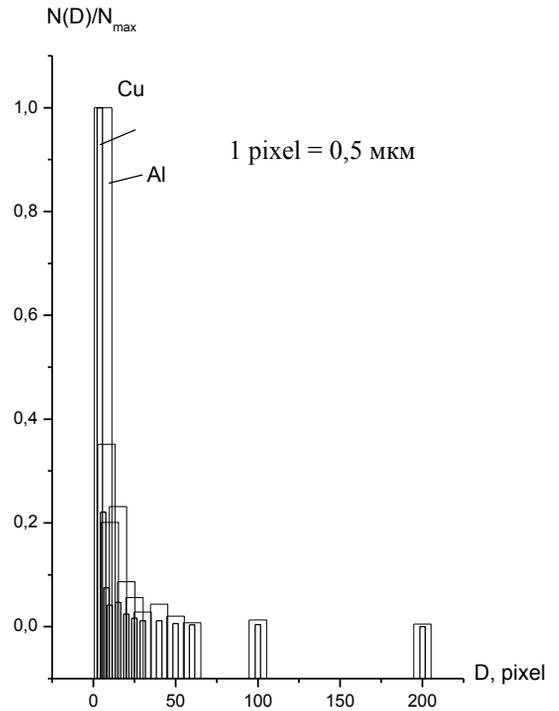
Из теории подобия [10] следует, что для одинаковых значений координат элементов среды, геометрии, толщины откольного слоя в образцах из разных металлов поля скоростей волн подобны. Подобие процессов, протекающих в реальных системах, рассмотрено на примере процесса диспергирования частиц из вершин пирамидок образцов Al и Cu (угол раствора 60°), для которых фрактальные размерности d_f и показатель Херста H , имеют близкие значения (см. рис. 3). Следовательно, для близких значений приведенных переменных, количественные характеристики трансляционных и ротационных мод движения элементов среды будут иметь близкие значения (см. рис. 2, 3).

Результаты математической обработки каскадов диссипативных структур, возникающих после УВН, позволили установить ряд динамических диссипативных процессов, ранее отсутствующих.

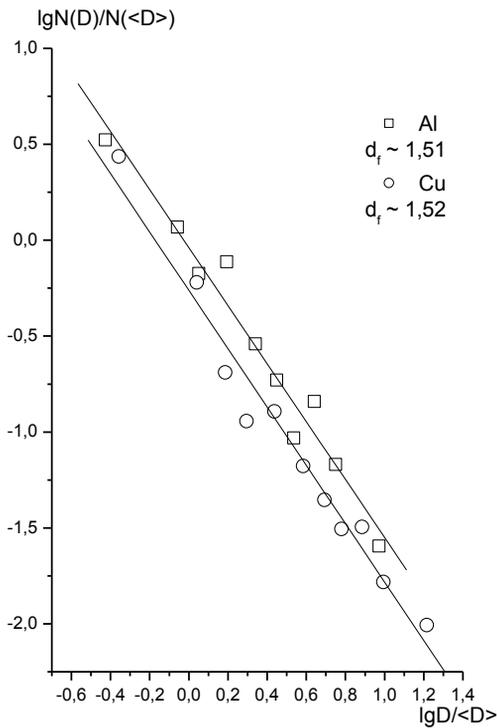


x 75

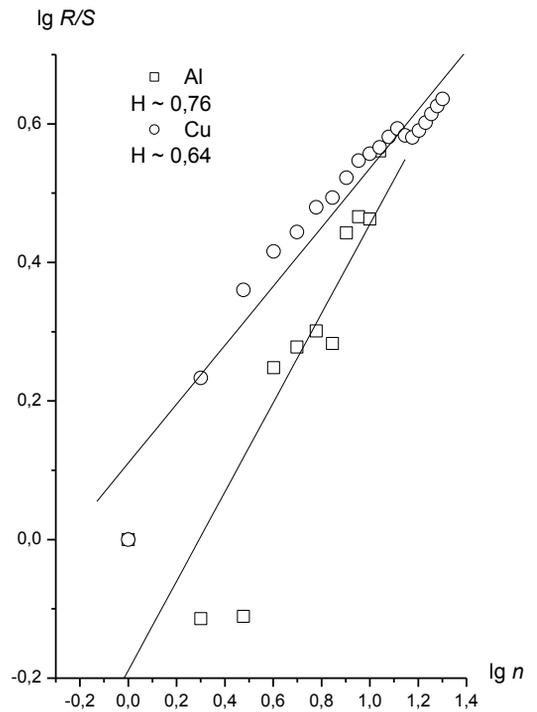
а



б



в



г

а – вид частиц диспергированного металла Al на преграде; б – гистограмма распределения частиц по размерам; в – фрактальная размерность диспергированных частиц; г – нормированный размах от числа диспергированных частиц

Рисунок 3. Внешний вид области подложки из полиэтилена и результаты математической обработки диспергированных частиц (Cu, Al)

Универсальное поведение неравновесных систем – разрушаемого тела – определяется возникновением обратных связей между элементами диссипативных структур, которые характеризуются фрактальной размерностью и показателем Херста [6].

Самоподобие элементов диссипативных структур возникает как следствие самоорганизации в неравновесных системах, что применительно к процессу динамического разрушения, означает самоорганизацию разрушаемой системы [5, 6].

В результате неравновесных процессов, демонстрирующих примеры масштабной инвариантности, находятся процессы динамического разрушения и диспергирования, что и определяет рассмотрение количественных характеристик каскадов диссипативных структур в терминах математического аппарата самоподобия.

Эффекты самоорганизации возникают в неинтегрируемых системах. Самоорганизация возникает в таких системах, в которых свойства целого и частей не совпадают. Масштабная инвариантность возникающих диссипативных структур указывает на то, что неравновесная система достигла критического состояния.

Из вышеизложенного следует, что явление динамического разрушения и диспергирования являются аналогами процессов, протекающих в критических точках, что и определяет применение определенного математического аппарата для описания указанных явлений.

Фундаментальные свойства процесса динамического разрушения и диспергирования металлов вытекают из неравновесного, диссипативного характера явления, которому присущи масштабная инвариантность возникающих пространственно-временных диссипативных структур [5, 6].

Многоволновое движение в среде создается путем откольного разрушения облучаемой плоской поверхности образца, при одинаковых значениях долговечности и геометрии образца. Используя установленный ранее динамический инвариант $I(P, t) = P(t)/\Gamma\rho(H_3 + L_{пл})$ [5, 6], справедливый для всех исследованных металлов, который связывает значение критического давления $P(t)$, приводящего к разрушению, с энергетическими параметрами кристаллической решетки: энтальпией H_3 и теплотой плавления $L_{пл}$ в диапазоне долговечности $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с (Γ – параметр Грюнайзена, ρ – плотность металла) можно оценить коэффициент кумуляции энергии в вершине пирамидки и энергию диспергирования для различных металлов.

При изучении процесса динамического разрушения является логичным соотнести энергоемкость процесса диспергирования с теплотой сублимации $H_{субл.}$. Для граничного значения энергии $E_{кр}(t)$, приводящего к разрушению, отношение $\frac{E_{кр}(t)}{H_3 + L_{пл}}$ одинаково для всех исследованных металлов. Для значения долговечности $t \sim 2 \cdot 10^{-8}$ с отношение $\frac{E_{кр}(2 \cdot 10^{-8})}{H_3 + L_{пл}} \approx 0,55$ [5, 6]. При одинаковой геометрии образцов и толщине откольного слоя коэффициент кумуляции энергии ударной волны будет одинаков для образцов из различных металлов без учета диссипативных потерь ударной волны, которые определяются свойствами среды.

В таблице 1 приведены табличные данные $\frac{H_3 + L_{пл}}{H_{субл.}}$, отношения $\frac{E_{кр}}{H_3 + L_{пл}}$, $\frac{E_{кр}}{H_{субл.}}$, критическая плотность поглощенной энергии $E_{кр}$, приводящая к разрушению, ряда металлов для значения долговечности $t \sim 10^{-8}$ с [5, 6].

Отношение $\frac{E_{кр}}{H_{субл.}}$ при $t = 10^{-8}$ с и отношение $\frac{H_3 + L_{пл}}{H_{субл.}}$ для приведенных в таблице 1 металлов имеют близкие значения, что свидетельствует о термодинамическом подобии поведения металлов при плавлении и сублимации.

Энергетические характеристики деструктивных процессов в конструкционных материалах и сплавах, применяемых в высокоэнергетических импульсных установках и энергетические характеристики чистых металлов (см. таблицу 1) имеют близкие значения при одинаковых значениях долговечности [12].

Таблица 1. Энергетические параметры металлов и параметры нагружения

Элемент	ат. №	$\frac{H_3 + L_{кл}}{H_{обл}}$, [11]	$E_{кр}$, Дж/г при $t \sim 10^{-8}$ с [5, 11]	$\frac{E_{кр}}{H_3 + L_{кл}}$ при $t \sim 10^{-8}$ с [5, 11]	$\frac{E_{кр}}{H_{обл}}$ при $t \sim 10^{-8}$ с	Тип решетки
Al	13	0,151	–	–	–	ГЦК
Ti	22	0,16	950	0,537	0,086	ГЦК
Fe	26	0,18	754	0,585	0,105	ОЦК
Co	27	0,16	–	–	–	ГЦК
Ni	28	0,15	618	0,533	0,080	ГЦК
Cu	29	0,144	394	0,575	0,083	ГЦК
Zn	30	0,157	–	–	–	ГЦК
Mo	42	0,18	819	0,537	0,097	ОЦК
Cd	48	0,18	80	0,494	0,089	алмазная
Sn	50	0,12	100	0,525	0,063	алмазная
Ta	73	0,186	379	0,495	0,092	ОЦК
W	74	0,165	522	0,570	0,094	ОЦК
Pb	82	0,116	51	0,510	0,059	ГЦК
U ²³⁸	92	0,12	94,38	0,56	0,07	сложная

Универсальное поведение металлов в экстремальных условиях определяется не свойствами межатомных взаимодействий и симметрией кристаллической решетки, а кинетикой возникающих диссипативных структур на различных масштабных-временных уровнях, количественные характеристики которых имеют близкие значения для всех металлов.

Проведено численное моделирование нагруженных медных мишеней с нанесенными возмущениями в виде пирамидок ($\alpha \sim 60^\circ$) от момента нагружения до макроразрушения с использованием лагранжевой методики ТИМ 3D [8]. Моделируемые параметры нагружения близки к натурным.

На рис. 4 приведено распределение плотности в объеме пирамидки. Расчет 3D с использованием модели откольного разрушения на момент времени $t \sim 3 \cdot 10^{-6}$ с.

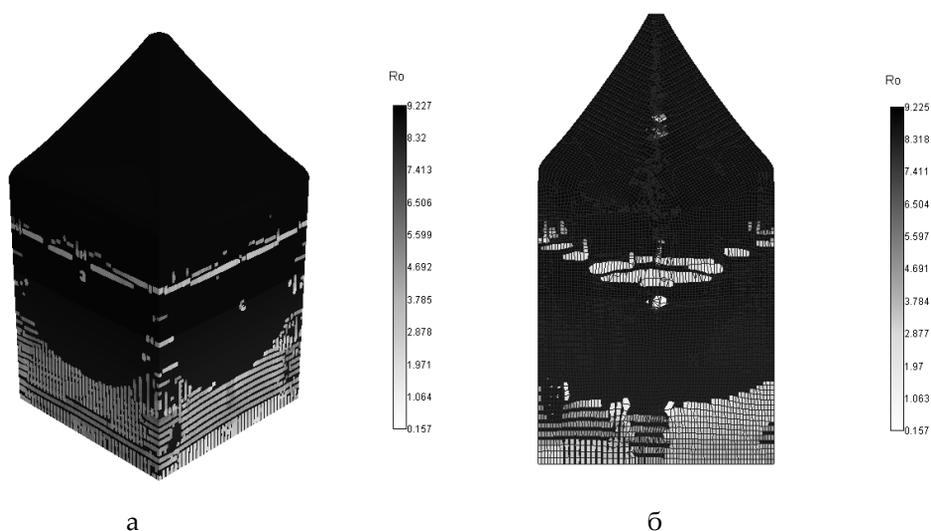


Рисунок 4. Распределение плотности в объеме пирамидки (а); в осевом сечении – (б).
 Расчет 3D с использованием откольного разрушения. Время $3 \cdot 10^{-6}$ с

В природных явлениях в социальной сфере имеется широкий круг явлений, которые описываются степенными закономерностями. Например, распределение числа городов $N(S_i)$ от числа населения S_i имеет вид

$$N(S_i) \sim S_i^{-\alpha} \quad (3)$$

- закон Ципфа [14], частота столкновений $f(D)$ метеоритов с Землей, как функция их диаметров

$$f(D) \sim D_i^{-\alpha}, \quad (4)$$

где α - показатель распределения.

Такой же степенной зависимостью описывается распределение землетрясений во времени по амплитуде [14] – так называемый закон Гутенберга-Рихтера. Закон Гутенберга-Рихтера масштабно – инвариантный статистический закон, который показывает, как количество землетрясений какого-то одного масштаба соотносится с количеством землетрясений другого масштаба.

Степенные законы показывают, что величина N может быть представлена в виде степени другой величины E , что в двойных логарифмических координатах дает график зависимости в виде прямой $N(E) \sim \text{const } E^{-\alpha}$, $N(E)$ – число сейсмических процессов в единицу времени с энергией E . Это эмпирический закон, который вытекает непосредственно из наблюдений. Закон Гутенберга-Рихтера – это свойство не разлома, а земной коры в целом [15].

Существует несколько видов распределения вероятностей величин, характеризующие различные физические процессы. Наиболее распространенные – это экспоненциальное распределение $P(x) \sim e^{-x/x_0}$ – (1), нормальное (Гауссово) распределение $P(x) \sim \exp\left\{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right\}$ – (2), степенное

распределение $P(x) \sim x^{-\alpha}$ – (3), где x_0 , α - параметры распределения, m – математическое ожидание, σ - дисперсия (см. рис. 5).

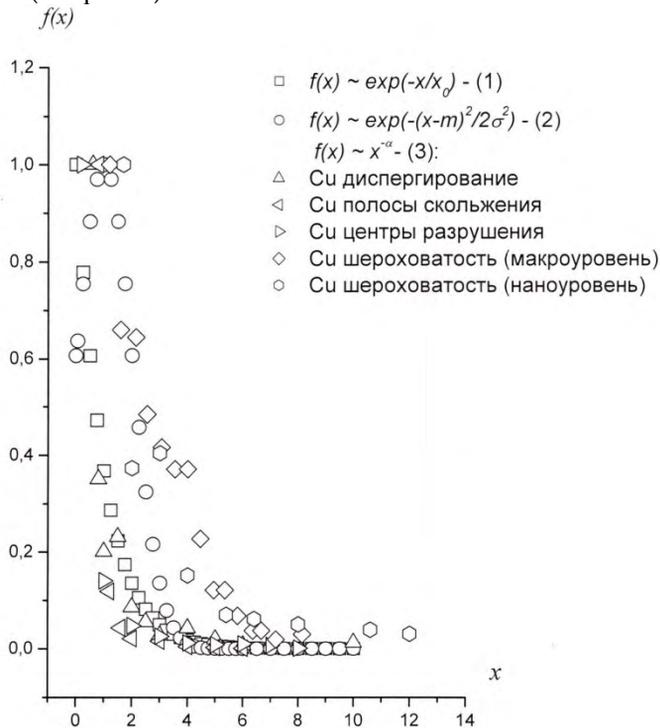


Рисунок 5. Распределение вероятностей величин, характеризующие различные физические процессы

Экспоненциальное распределение описывает, например, распределение молекул газа по энергиям. Нормальному распределению подчиняются величины, получающиеся при сложении большого числа независимых случайных слагаемых.

Примером степенного распределения на рис. 5 является распределение каскадов центров разрушения в различных металлах, полос скольжения кристаллической решетки, распределение продуктов диспергирования, шероховатости внутренней поверхности центров разрушения (нано уровень), шероховатость поверхности разрушения (макро уровень) – диссипативных структур, возникающих в процессе динамического разрушения металлов при УВН.

Разница между нормальным и степенным распределением носит принципиальный характер. Если статистика системы описывается нормальным распределением, то 99,7 % событий отклонятся от среднего значения не более чем на 3σ (так называемое правило трех сигм), а вне диапазона 5σ находятся всего лишь 10^{-6} событий. Поэтому можно пренебречь редкими событиями вне интервала 3σ .

При степенном распределении плотность вероятности на “хвостах” распределения существенно больше, чем при нормальном распределении и редкими событиями пренебречь нельзя, например, частота f столкновений метеоритов с Землей, как функция их диаметра D подчиняется степенному распределению $f(D) \sim D^{-\alpha}$. При увеличении диаметра метеорита с 1 метра до 100 метров частота столкновения с Землей уменьшается с одного события в год до 10^{-4} событий в год [10].

Рассмотрим, как ведут плотности вероятностей величин, изменяющихся по экспоненциальному $P(x) \sim e^{-x/x_0}$ – (1), нормальному $P(x) \sim \exp\left\{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right\}$ – (2), и степенному

$P(x) \sim x^{-\alpha}$ – (3) законам, с различными представлениями данных по осям.

На рис. 5-7 приведен типичный вид плотности вероятности величин, изменяющихся по экспоненциальному, нормальному и степенному законам с различными представлениями данных по осям. На рис. 5 график 1 позволяет сравнить скорость уменьшения плотности вероятности для “хвостов” распределений. На рис. 6 графики в полулогарифмическом масштабе по оси ординат, нормальное (1) и экспоненциальное (2) распределение соответственно представляются в виде параболы и прямой.

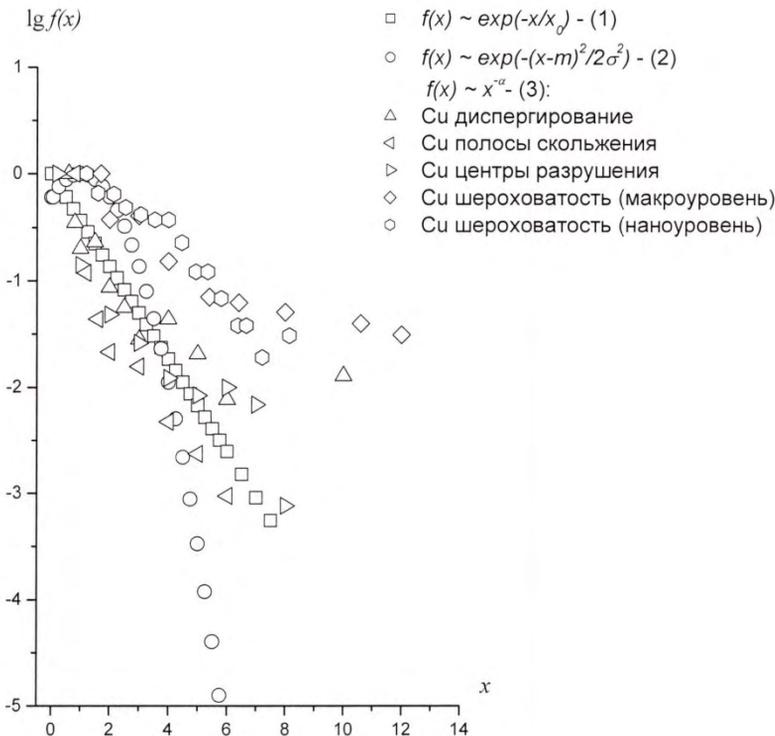


Рисунок 7. Распределение вероятностей величин, характеризующие физические процессы в двойном логарифмическом масштабе

Для построения графика нормального распределения математическое ожидание m и дисперсия σ выбирались равными единице, $x \in [0 \div 10]$; для экспоненциального распределения $x \in [0 \div 10]$; $x_0 = 1$.

Нормальное или экспоненциальное распределения имеют «хвосты», спадающие гораздо быстрее, чем любое степенное распределение. Статистика величин, описываемых степенным распределением, отличается от нормального тем, что редкие события на «хвостах» распределения происходят достаточно часто, чтобы ими можно было пренебречь. Природа степенных законов распределения определяется взаимосвязью релаксационных процессов на различных масштабных временных уровнях. Вероятность события $P(x)$ от величины x имеет вид $P(x) \sim x^{-\alpha}$ на графике в координатах $\lg x$, $\lg P(x)$ будет лежать на одной прямой для всех значений x .

Несмотря на математическую эквивалентность закона Ципфа и закона Гутенберга-Рихтера, между ними имеется важное различие. Если в случае населения городов мы имеем дело с одновременно существующими объектами, делящими некий общий ресурс, то в случае с землетрясениями мы имеем дело с последовательно происходящими событиями, посредством которых диссипирует избыток запасенной в системе энергии. Во втором случае целостность системы является предпосылкой возникновения степенной зависимости (статистически), а следствием самоорганизации системы в критическое состояние, когда наличие взаимодействия между элементами системы распространяется на всю систему.

Было показано [5, 6], что каскад центров разрушений является фрактальным кластером в диапазоне долговечности $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с для всех исследованных металлов. Т.е., зависимость числа центров разрушения $N(D)$ размером D описывается степенной функцией.

Ранее было показано [5, 6], что временные закономерности процесса динамического разрушения, представленные в координатах $\lg t$, $\lg P$, для каждого металла близки к единой прямой. Данные по долговечности, приведенные в координатах $\lg t$, $\lg I(t)$, где $I(t)$ – динамический инвариант $I(t) = \frac{E(t)}{\Gamma \rho (H_s + L_{пл})}$ близки к единой кривой ($E(t)$ – давление, приводящее к разрушению, Γ – параметр Грюнайзена, ρ – плотность материала, H_s – энтальпия и $L_{пл}$ – теплота плавления).

Данные, приведенные на рис. 8 можно представить в виде выражения

$$t(P) \sim \text{const } P^{-\gamma}, \gamma \sim 3,8 [5, 6]. \quad (5)$$

Временные закономерности процесса динамического разрушения, представленные в таких координатах, подобны закону Гутенберга-Рихтера, т.е., чем меньше энергетика диссипативного процесса, тем дольше протекает процесс. Разница заключается лишь в том, что закон Гутенберга-Рихтера свидетельствует о том, что чем меньше энергетика сейсмического процесса, тем чаще этот процесс возникает

$$N(E) \sim \text{const } E^{-\alpha}, \quad (6)$$

α – показатель; E – энергия сейсмического процесса.

Самоорганизация возникает в неравновесных нелинейных диссипативных системах, эволюция таких систем не может быть описана методами классической физики [14, 15]. Так в качестве одного из основных примеров природного явления, демонстрирующего самоорганизацию в критическом состоянии, является сейсмичность [14, 15]. Это определено тем, что сейсмичность во всех районах Земли всегда подчиняется эмпирически установленному закону Гутенберга-Рихтера, который в «энергетической» форме может быть представлен как $N(E) \sim E^{-\alpha}$ (1), где N – число землетрясений с энергией E .

Степенные распределения являются статистическим выражением масштабной инвариантности, которая указывает на то, что в результате самоорганизации система достигла критического состояния.

На рис. 8 приведены временные закономерности процесса динамического разрушения ряда конструкционных материалов в координатах $\lg t$, $\lg I$, где I – динамический инвариант; $I = P_{кр}(t) / \Gamma \rho (H_s + L_{пл})$ при воздействии РЭП и лазерного излучения (ЛИ) [6].

Т.о., процессы динамического разрушения и диспергирования являются критическими явлениями, когда происходит самоорганизация возникающих диссипативных структур в масштабе разрушаемого тела и описывается в рамках теории самоорганизованной критичности.

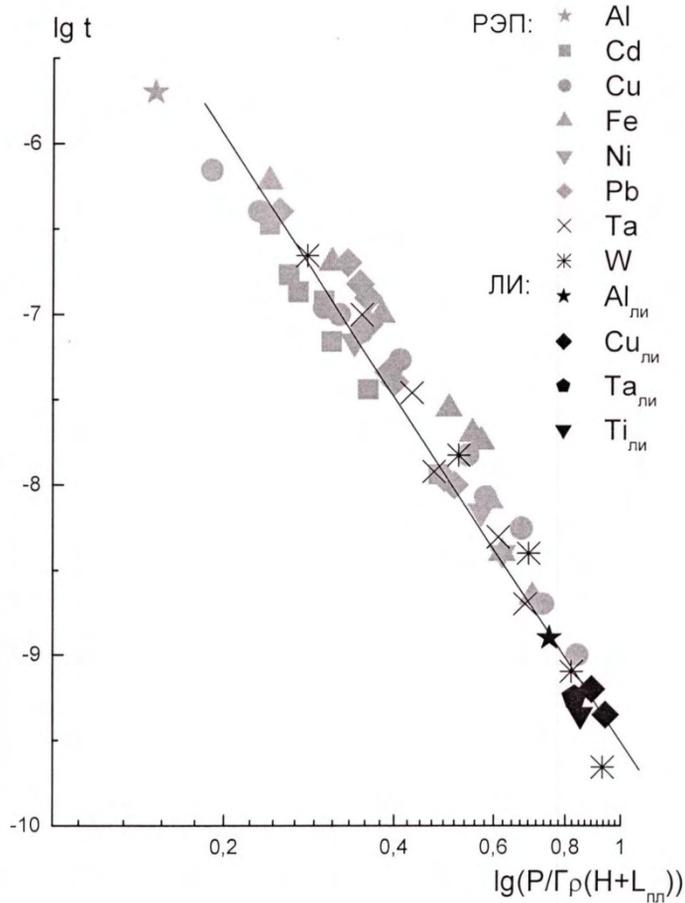


Рисунок 8. Временные закономерности процесса динамического разрушения ряда конструкционных материалов [6]

Применение методов нелинейной физики и теории фракталов к определению количественных характеристик диссипативных структур позволило установить подобие процессов диспергирования металлов, вытекающее из сугубо неравновесного диссипативного характера процесса – его масштабной инвариантности. Реализация будущего состояния неравновесной диссипативной системы через последовательность бифуркаций делает эволюцию системы необратимой.

Автомодельное поведение элементов среды, подвергнутой высокоинтенсивному внешнему воздействию, позволяет определить безразмерные соотношения для ряда исследованных металлов, в которые входят энергетические и временные параметры внешнего нагружения, количественные характеристики диссипативных структур и табличные параметры конденсированной среды, что позволит прогнозировать поведение неисследованных конденсированных сред в экстремальных условиях.

В результате проведенных экспериментально-теоретических исследований получены новые кинетические переменные процесса диспергирования металлов при амплитудах ударно-волнового нагружения $P \sim$ единицы- десятки ГПа.

Выше изложенное имеет важное значение для верификации имеющихся динамических уравнений состояния и создания новых (адекватных), позволяющих описывать поведение металлов в экстремальных условиях с использованием существующих расчетных кодов. Приведенные

результаты исследований необходимо учитывать при разработке высокоинтенсивной импульсной техники.

Список литературы

1. Журков С.Н., Петров В.А.. О физических основах температурно-временной зависимости прочности твердых тел // ДАН. – 1978. – Т. 239, № 6. – С. 1316.
2. Шемякин Е.И. О свободном разрушении твердых тел // Докл. АН СССР. – 1988. – Т.300. – С. 1090-1094.
3. Пригожин И., Гленсдорф П. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Эдиториал УРСС, 2003. – 280 с.
4. Завьялов А.Д. От кинетической теории прочности и концентрационного критерия разрушения к плотности сейсмогенных разрывов и прогнозу землетрясений // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47, выпуск 6. – С. – 1000-1009.
5. Ильяев Р.И., Пунин В.Т., Учаев А.Я., Новиков С.А., Кошелева Е.В., Платонова Л.А., Сельченкова Н.И., Юкина Н.А. Временные закономерности процесса динамического разрушения металлов, обусловленные иерархическими свойствами диссипативных структур – каскада центров разрушения // ДАН. – 2003. – Т. 393, № 3. – С. 326-331.
6. Кошелева Е.В., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Учаев А.Я. Общие закономерности иерархических релаксационных процессов в металлах при воздействии импульсов проникающих излучений: монография - Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. – 211 с.
7. Учаев А.Я., Новиков С.А., Цукерман В.А., Бонюшкин Е.К., Завада Н.И. и др. Особенности откольного разрушения вольфрама в режиме быстрого объемного разогрева // Докл. АН СССР. – 1990. – Т. 310, №3. – С. 611-614.
8. 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 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. матем. моделирование физ. Процессов. – 2005. – Вып. 3. – С. 37–52.
9. Кошелева Е.В., Мохова В.В., Подурец А.М., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Тилькунов А.В., Ткаченко М.И., Трунин И.Р., Учаев А.Я. Исследование диспергирования металлов при ударно-волновом нагружении, вызываемом импульсами релятивистских электронов и разгоняемых электровзрывом ударников // Физика горения и взрыва. – 2017. – Т. 53, № 2. – С. 133-139.
10. Гухман А.А. Введение в теорию подобия. Изд. 2-е, доп. и переработан. Учеб. Пособие для вузов. – Москва: Высшая школа, 1973. – 296 с.
11. Эмсли Дж. Элементы: Пер. с англ. – Москва: Мир, 1993. – 256 с.
12. Кошелева Е.В., Сельченкова Н.И., С.С. Соколов, И.Р. Трунин, Учаев А.Я. О подобии динамических деструктивных процессов в металлах различной геометрии при различных амплитудно-временных характеристиках внешнего воздействия. Забобахинские научные чтения: сборник тезисов докладов XIII Международной конференции 20-24 марта 2017. – Снежинск: Издательство РФЯЦ-ВНИИТФ, 2017. – С.223-224.
13. Учаев А.Я., Завада Н.И., Ильяев Р.И., Кошелева Е.В., Новиков С.А., Платонова Л.А., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Юкина Н.А. Инварианты в явлении динамического разрушения металлов. Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Научно-исследовательское издание. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, выпуск 3. – 2002. – С. 304-313.
14. Бак П. Как работает природа: Теория самоорганизованной критичности. М.: УРСС: Книжный дом «Либроком», 2014. – 276 с.
15. Стаховский И.Р. Масштабная инвариантность коровой сейсмичности и прогностические признаки землетрясений // УФН, 2017, т. 187, № 5. – С. 505-524.

ОБОСНОВАНИЕ НЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ВЗРЫВОЗАЩИТНОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ПРОТОННОЙ РАДИОГРАФИИ

*Д. В. Ханин, М. А. Сырунин, В. А. Чернов, А.И. Абакумов,
В.Н. Князев, О.В. Медведев, Д.С. Миронов, С.А. Янков*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В РФЯЦ-ВНИИЭФ при исследовании быстропротекающих гидродинамических процессов широко используется метод невозмущающей диагностики - протонная радиография. Протонный радиографический комплекс, созданный на базе ускорителя У-70 НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ (г. Протвино Московской области) [1], позволяет реализовать этот метод в радиографических экспериментах с динамическими макетами, содержащими заряды взрывчатого вещества (ВВ). Экологическая и радиационная безопасность проведения таких экспериментов обеспечивается за счет применения на комплексе многоконтурной системы защиты и средств мониторинга. Первым (основным) защитным контуром, обеспечивающим локализацию взрыва заряда ВВ исследуемого макета, является взрывозащитная камера (ВЗК) [2]. Герметичная ВЗК исключает воздействие поражающих факторов взрыва на оборудование и магистрали канала транспортировки пучка протонов, соответствующие методы диагностики дистанционно контролируют ее состояния в эксперименте. Так как протонографический комплекс позволяет регистрировать процессы с полем обзора до ~200 мм, то ВЗК оснащается радиографическими окнами такого размера, которые, не снижая её прочностных параметров, должны минимизировать рассеивающее воздействие проходящего протонного пучка, для получения качественных радиографических изображений исследуемых макетов.

Для проведения экспериментов на протонном радиографическом комплексе была разработана конструкция ВЗК с несущей способностью при однократных и многократных взрывах зарядов ВВ до: 10 кг ТЭ и 5 кг ТЭ, соответственно. ВЗК имеет диаметр 1,4 м и высоту 1,6 м, массу 4,65 тонны, оснащена радиографическими окнами диаметром 200 мм. Проведенные ранее экспериментальные исследования реакции ВЗК при взрывной нагрузке до 2,2 кг ТЭ позволили обосновать достаточность её несущей способности при указанных уровнях нагрузок. В ней на протонографическом комплексе проведено ~ 15 взрывных экспериментов с нагрузками до 1,1 кг ТЭ в каждом эксперименте [3].

С целью обоснования проектных параметров этой ВЗК и её запасов прочности был проведён цикл исследований, результаты которых представлены в данном докладе.

Конструктивная схема ВЗК показана на рисунке 1.

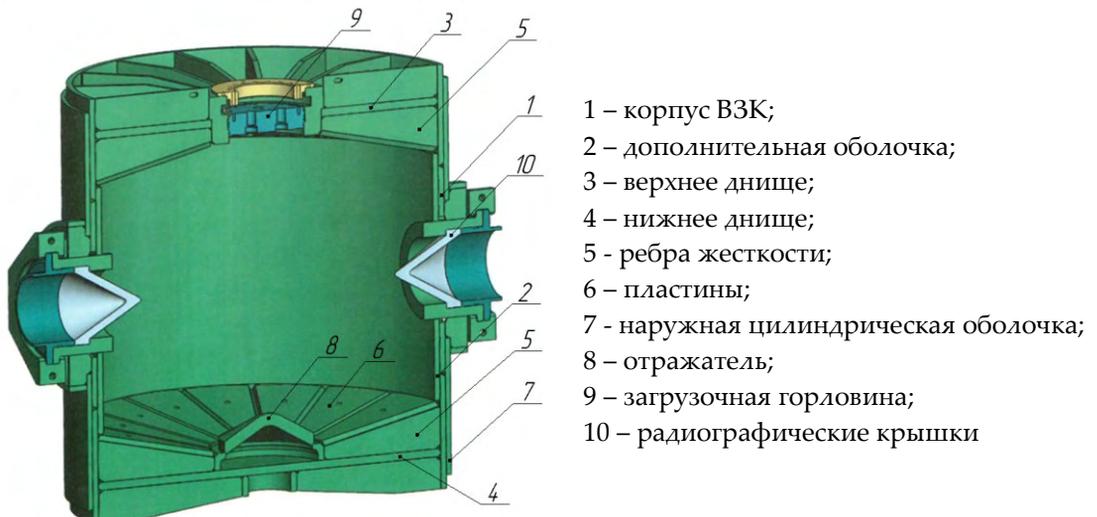


Рисунок 1. Конструктивно-компоновочная схема ВЗК

Силовая цилиндрическая оболочка 1 корпуса ВЗК выполнена из газовой трубы класса прочности К60 с наружным диаметром 1420 мм и толщиной стенки 21,6 мм.

Центральная часть силовой цилиндрической оболочки корпуса в зоне расположения исследуемого динамического макета, изнутри усилена дополнительной цилиндрической оболочкой 2.

На торцах силовой оболочки установлены верхнее 3 и нижнее днища 4, в виде дисков толщиной 30 мм. Днища усилены равномерно распределенными по всей поверхности внутренними радиальными ребрами жесткости 5, соединенными с корпусом, а между собой – посредством пластин 6, закрепленных на внешних кромках ребер. При этом на корпусе ВЗК в зонах соединения с ним ребер и днищ дополнительно установлены наружные цилиндрические оболочки 7. На нижнем днище 4 установлен отражатель 8 конической формы. Установленные под углом к днищу пластины 6, и отражатель 8 образуют внутри камеры поверхность без явно выраженных угловых зон, формирующую практически равномерное распределение газодинамического течения отраженных от стенок продуктов взрыва. Такая конфигурация полости камеры снижает усиление импульса давления, которое может реализоваться в угловых зонах за счет столкновений потоков газообразных продуктов взрыва, движущихся вдоль стенок навстречу друг другу со стороны днища и со стороны корпуса камеры.

В центре верхнего днища 3 установлена загрузочная горловина, которая герметично закрывается крышкой 9 диаметром 300 мм и толщиной 80 мм.

В центральной части ВЗК оснащена радиографическими окнами диаметром 220 мм, закрываемыми плоскими или коническими крышками 10 из алюминиевого сплава. С учетом особенностей реализующихся взрывных нагрузок и массовой толщины исследуемого макета для каждого эксперимента подбирается материал и толщина крышек радиографических окон.

Оба днища, патрубки загрузочной горловины и радиографических вводов изготовлены из стали 20.

При проведении экспериментов исследуемый макет, содержащий заряд ВВ, располагается в геометрическом центре ВЗК. Технические решения, использованные в конструкции ВЗК, защищены патентами РФ [4], [5].

В процессе разработки ВЗК была успешно решена задача выбора материала для её силовой оболочки, где была использована газовая труба с наружным диаметром 1220 мм и толщиной 17,8 мм из легированной стали класса прочности К60 с механическими характеристиками: предел текучести $\sigma_t=500$ МПа, предел прочности $\sigma_b=610$ МПа, относительное удлинение $\delta_s=21$ %, ударная вязкость (КСВ) при температуре -20°C -170 Дж/см². С целью исследования её прочностных параметров труба последовательно нагружалась изнутри взрывом сферических зарядов ВВ с нарастанием их массы от 5,6 кг ТЭ до 23,7 кг ТЭ и была доведена до разрушения. В каждом эксперименте в наиболее нагруженном центральном сечении трубы, совпадающем с сечением заряда ВВ, была определена суммарная максимальная окружная пластическая деформация ε_{\max} . Из полученных результатов было установлено, что значения разрушающей окружной деформации основного материала трубы лежат в пределах от 13 % до 21 % [6]. Эти значения деформаций, полученные при скоростях деформации до 10^2 с⁻¹, коррелируют с величиной δ_s для данной стали, полученной при статических испытаниях.

На рисунке 2 приведена зависимость $\varepsilon(\xi)$ максимальной окружной деформации трубы от относительной массы заряда ВВ, построенная по экспериментальным данным, полученным в серии из пяти экспериментов [6], где ε - максимальная окружная деформация трубы, $\xi = \frac{m_{\text{ВВ}}}{M}$ - относительная масса заряда ВВ, $m_{\text{ВВ}}$ – масса заряда ВВ в ТЭ, $M=2\pi R^2 h(1-h/2R)$ – приведенная масса трубы (длиной 2R), R – наружный радиус оболочки, h - толщина оболочки.

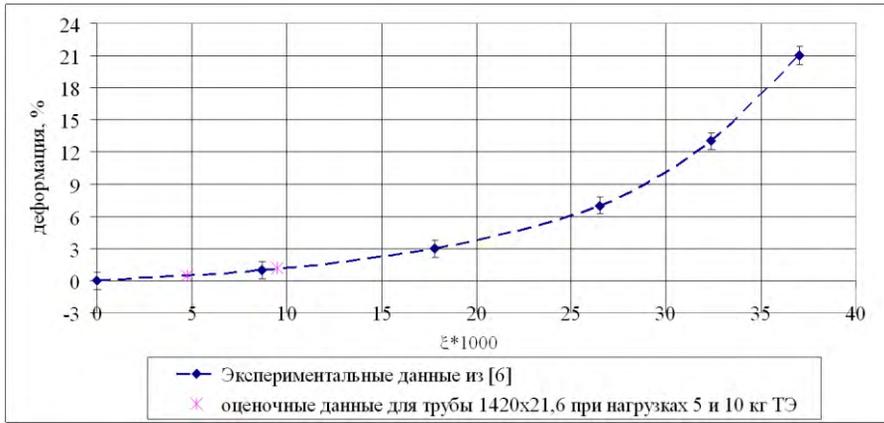


Рисунок 2. Зависимость $\varepsilon(\xi)$

Из полученной зависимости $\varepsilon(\xi)$ можно оценить, уровни ожидаемых максимальных окружных деформаций на трубе диаметром 1420 мм и толщиной стенки 21,6 мм, применяемой в конструкции ВЗК, при нагрузках 5 кг ТЭ и 10 кг ТЭ. Их значения составят: 0,4 % и 1,2 %, то есть имеется запас по предельной неразрушающей деформации 32 раза и 10 раз, соответственно.

Для повышения жесткости корпуса ВЗК, её силовая оболочка изнутри подкреплена оболочкой из той же стали с толщиной стенки 21,6 мм. За счет этого при нагрузках до 10 кг ТЭ удалось уменьшить окружные деформации в сечении, “ослабленном” радиографическими вводами, до уровней деформаций близким к упругим значениям.

Так как данную ВЗК предполагается использовать в качестве конструкции многоразового применения при нагрузках до 5 кг ТЭ, то для обоснования достаточности её несущей способности и ресурса по количеству нагружений с такой нагрузкой, были проведены прочностные расчеты ВЗК. Расчетная схема (РС) трехмерной компьютерной модели ВЗК представлена на рисунке 3. В силу симметрии геометрии конструкции, начальных и граничных условий, в расчетах участвовала лишь 1/4 часть конструкции камеры.

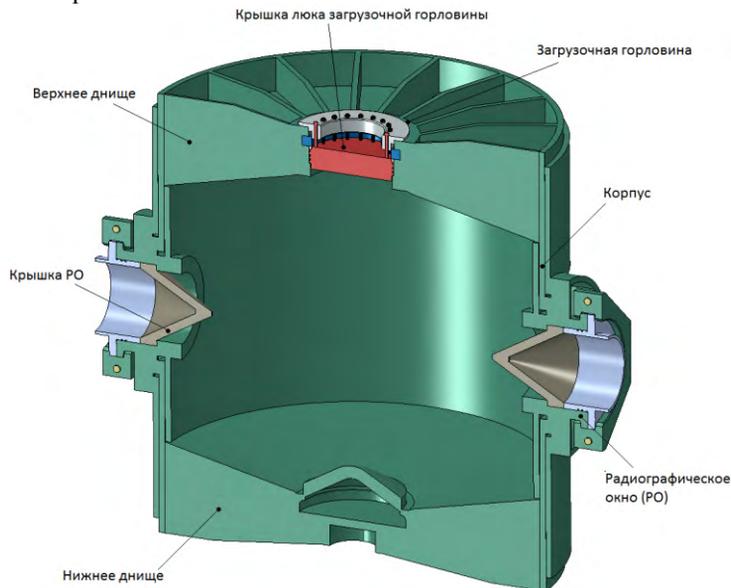


Рисунок 3. Геометрия ВЗК, заданная в расчете

Газодинамические расчеты проводились по двумерной программе ДИАДА-2D [7], основанной на использовании метода С.К. Годунова [8]. В пакете программ ДИАДА-2D реализованы вычислительные алгоритмы решения уравнений газовой динамики в

осесимметричной или плоской геометрии на подвижных эйлеровых сетках. Начальная геометрия газодинамического расчета показана на рисунке 4.

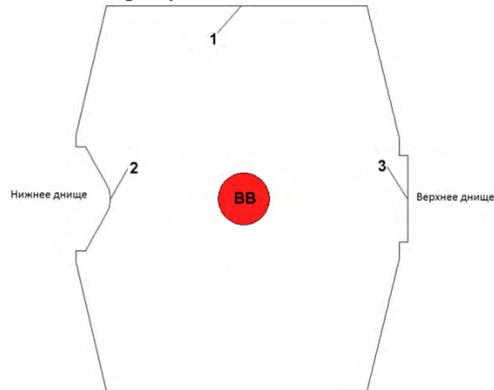


Рисунок 4. Начальная геометрия газодинамического расчета

На рисунке 5 представлены некоторые результаты расчетов динамической нагрузки на стенки ВЗК на различные моменты времени.

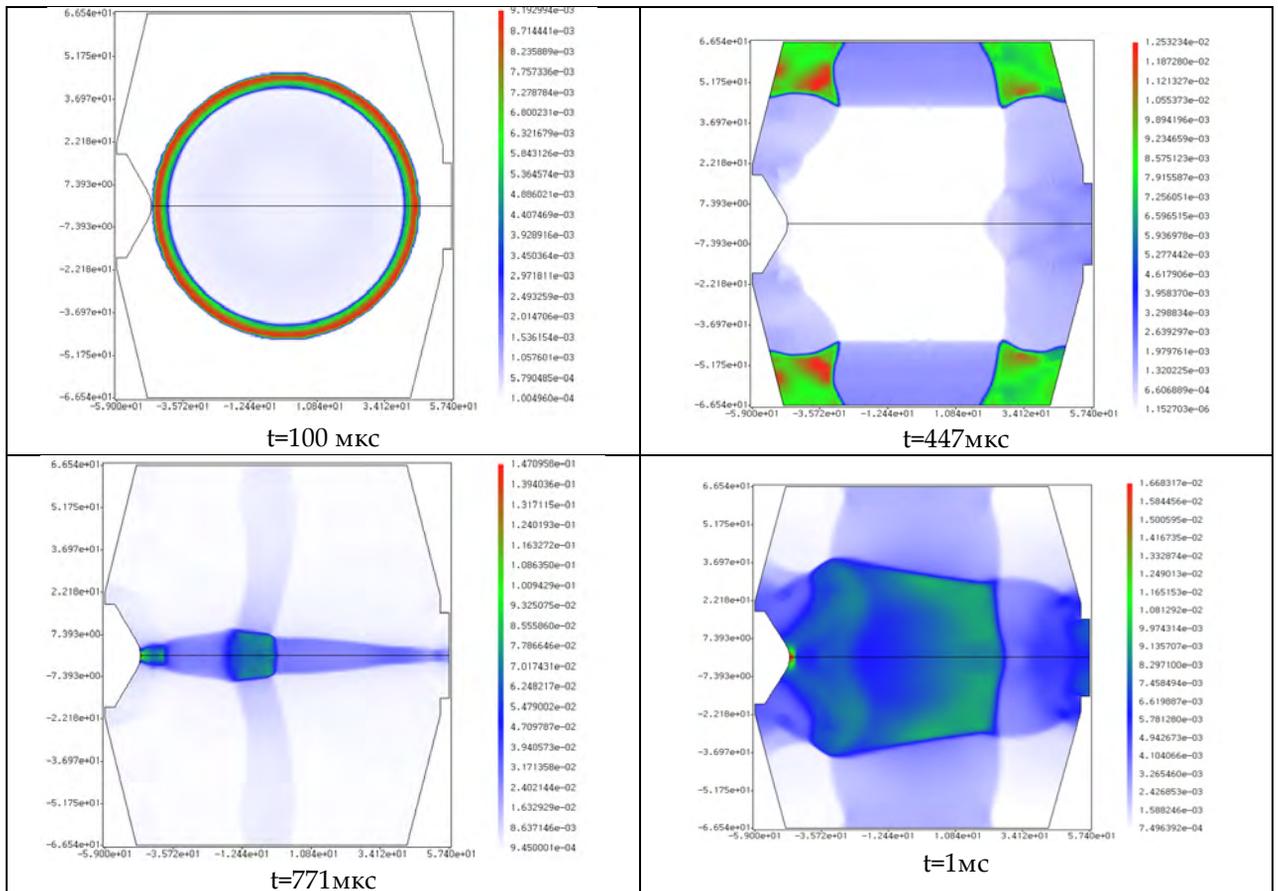


Рисунок 5. Поля давлений в полости ВЗК на различные моменты времени

На рисунке 6 приведены зависимости давления от времени на стенках ВЗК в характерных точках, отмеченных на рисунке 4.

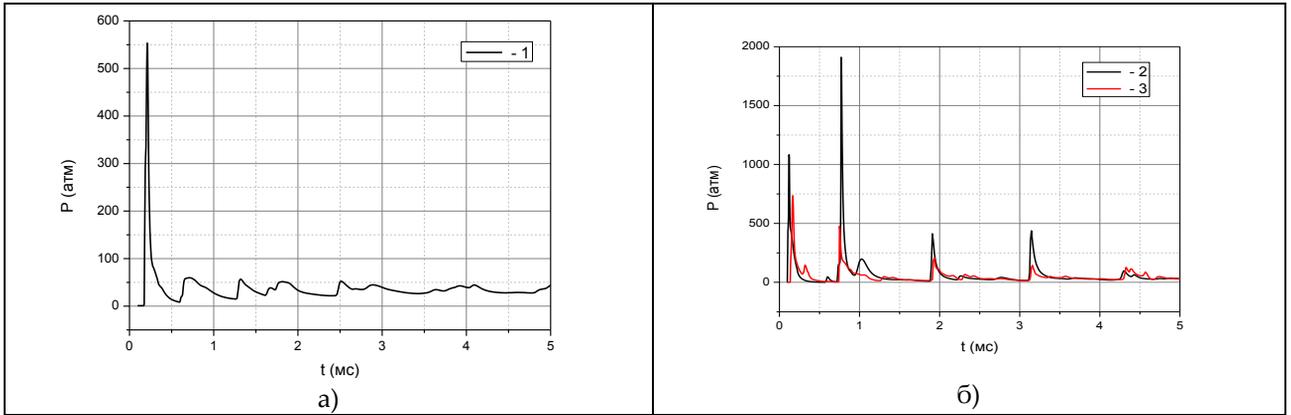


Рисунок 6. Зависимости $P(t)$ в центральном сечении ВЗК (а) и на днищах ВЗК (б) (точки 1, 2, 3, рисунок 4)

Полученные зависимости $P(t)$ внутри полости ВЗК использованы в виде таблиц для дальнейшего расчета напряженно-деформированного состояния ВЗК по программе ДАНКО [9].

Напряженно-деформированное состояние при реакции ВЗК рассчитывалось в трехмерной постановке с учётом физических и геометрических нелинейностей, вызванных большими перемещениями и остаточными деформациями.

На рисунке 7 представлены расчетные поля интенсивности накопленной пластической деформации в элементах конструкции ВЗК на момент времени $t=5$ мс. Шкала интенсивности пластической деформации для наглядности ограничена значением 1%. К этому моменту фактически вся конструкция ВЗК деформируется в упругой области и накопления пластической деформации уже не происходит. Из рисунка 7 видно, что пластическая деформация распределена по конструкции ВЗК неравномерно, имеются участки локализации пластической деформации, обусловленные особенностями конструкции ВЗК в целом, а также отдельных её элементов.

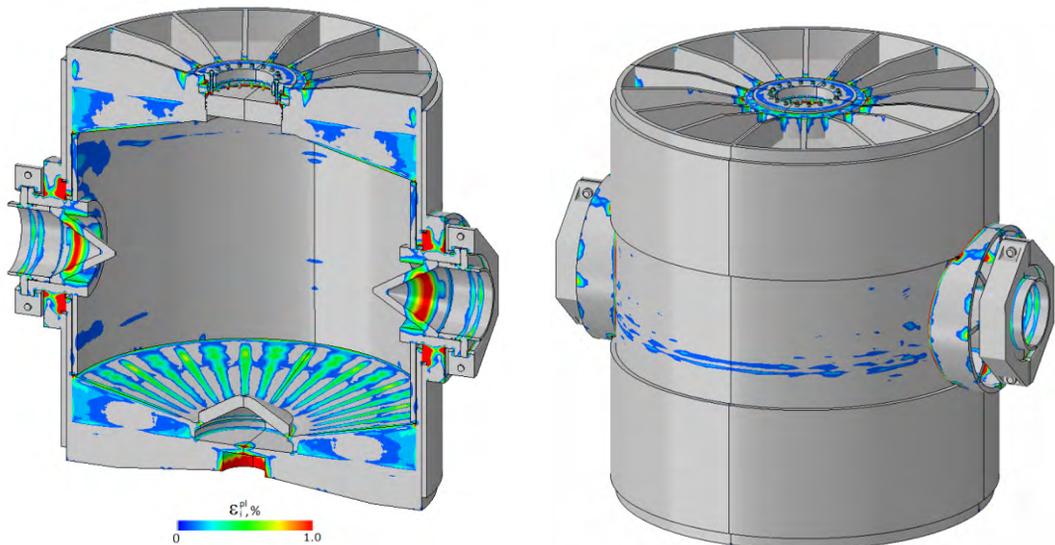


Рисунок 7. Расчетные поля интенсивности накопленной пластической деформации в элементах конструкции ВЗК ($t=5$ мс)

Проведенные расчетные исследования прочности ВЗК показали, что при реакции корпуса ВЗК на взрывную нагрузку 5 кг ТЭ, его основные силовые элементы деформируются практически упруго и сохраняют прочность. В локальных зонах соединения корпуса с ребрами жесткости радиографических вводов, в зоне нижнего днища ВЗК на кольцевом элементе, соединяющем наружные ребра, а также в зоне фланца загрузочной горловины уже могут возникать пластические

деформации. Расчеты позволили установить особенности напряженно-деформированного состояния ВЗК и выявить наиболее нагруженные области её корпуса.

Для экспериментального исследования динамической реакции ВЗК и обоснования её запасов прочности была проведена серия из шести экспериментов, в которых конструкция ВЗК нагружалась взрывом сферических зарядов ВВ. При этом эксперимент №1 с нагрузкой 2,2 кг ТЭ проведён в одном экземпляре ВЗК, пять экспериментов (№2-6) с возрастающими нагрузками от 3,4 кг ТЭ до 15 кг ТЭ – в другом экземпляре ВЗК той же конструкции. ВЗК в сборе показана на рисунке 8.



Рисунок 8. Фотография ВЗК

В экспериментах с использованием измерительных методик [10] регистрировали окружные и продольные деформации в центральном сечении оболочки ВЗК и квазистатическое давление во внутренней полости ВЗК.

На рисунках 9 и 10 показаны характерные зависимости окружных (ϵ_x) и продольных (ϵ_y) деформаций от времени (t) в центральном сечении ВЗК.

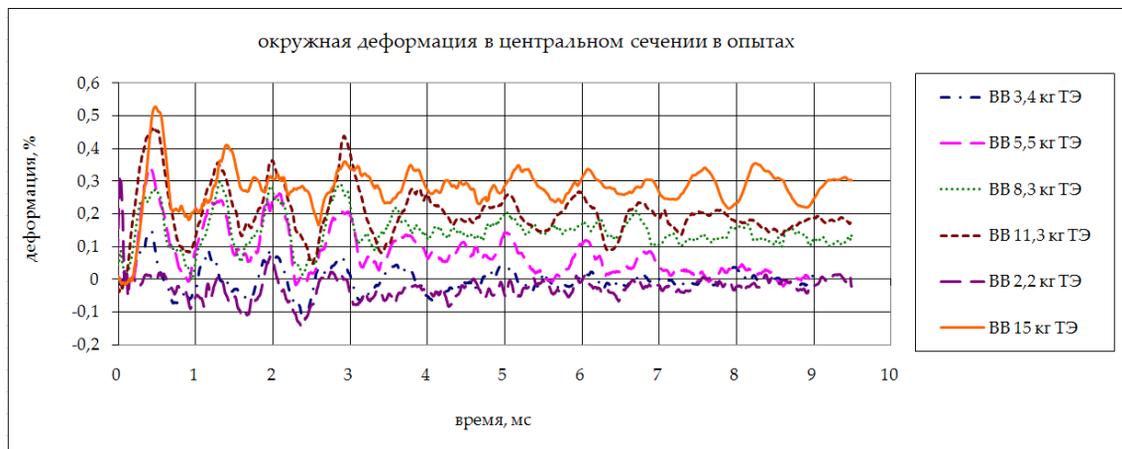


Рисунок 9. Зависимость $\epsilon_x(t)$



Рисунок 10. Зависимость $\varepsilon_y(t)$

Графики зависимостей давления (P) от времени (t) в экспериментах №3 - 6 приведены на рисунке 11.

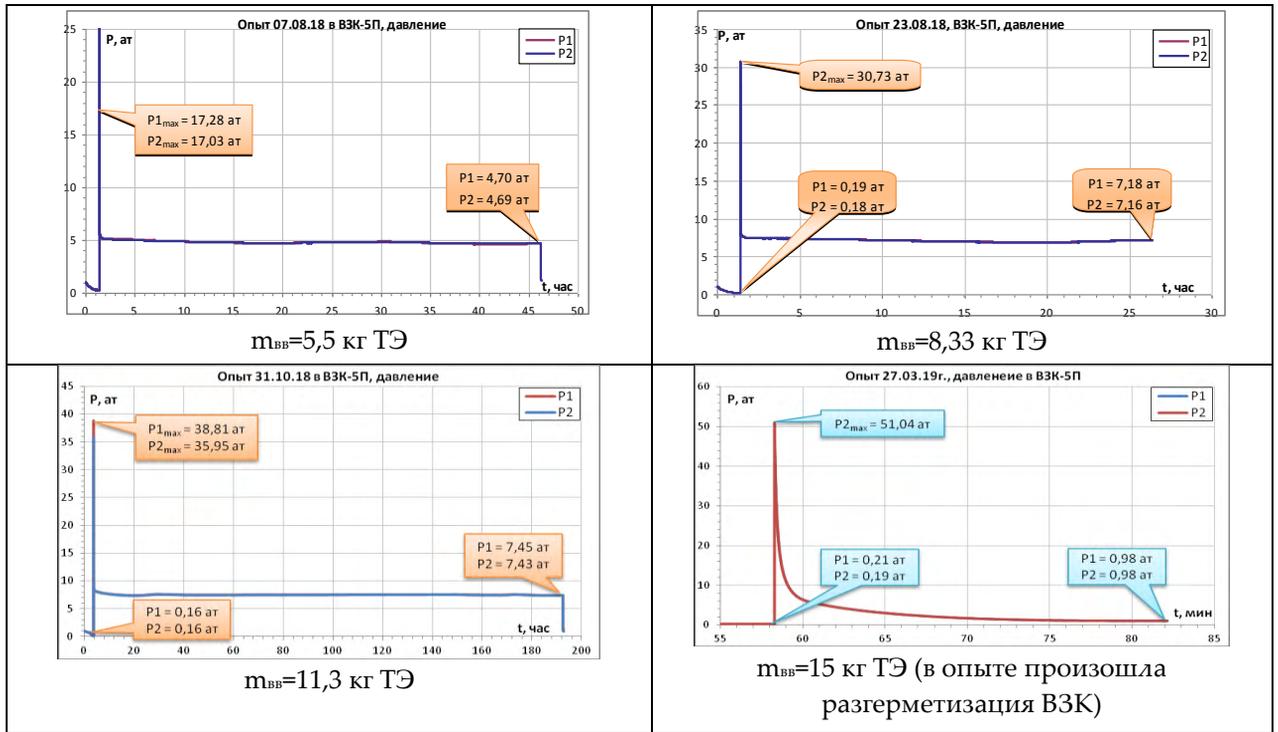


Рисунок 11. Зависимости P (t)

В таблице 1 приведены некоторые исходные данные и основные результаты экспериментов: $m_{ВВ}$ – масса заряда ВВ, $\bar{\varepsilon}_{\max}$ – максимальная окружная деформация в центральном (среднее значение по данным нескольких тензодатчиков), $\varepsilon_{ост}$ – пластическая (остаточная) деформация (значения получены на основании результатов обмеров центрального сечения ВЗК до и после опытов), $P_{\max}/P_{ост}$ – максимальное и остаточное давление в ВЗК, δ – толщина плоских крышек радиографических окон из алюминиевого сплава, Δ – величина максимального прогиба крышек радиографических окон.

Таблица 1. Исходные данные и результаты экспериментов

№	$m_{вв}$, кг ТЭ	$\bar{\varepsilon}_{\max}$, %	$\varepsilon_{ост}$, %	$P_{\max}/P_{ост}$, атм	δ , мм	Δ , мм
1*	2,2	0,05±0,02	0	7,2/1,5	25	3
2	3,39	0,13±0,05	0	-/3	20	6,4
3	5,46	0,27±0,07	0	17,3/4,7	25 + 2**	3,2
4	8,33	0,30±0,03	0	30,7/7,17	30 + 2**	3,0
5	11,31	0,43±0,03	0,25	39/7,5	30 + 2**	6,0
6	15	0,51±0,04	0,16 ($\Sigma=0,4$)	51,0/-	30 + 2**	8,5

*ВЗК экземпляр №1, опыты №2-6 проведены в ВЗК-экземпляр №2.
**использовали дополнительные диски из стали, устанавливаемые вплотную к крышке из алюминиевого сплава, со стороны полости ВЗК

В экспериментах 1-5 сохранялась конструкционная целостность и герметичность ВЗК. В 6 эксперименте камера сохранила свою конструкционную целостность, но потеряла герметичность из-за образования сквозной трещины в стенке оболочки патрубка обоих радиографических вводов. В стенке оболочки горловины также появились три сквозные трещины, при этом выхода из них газа не выявлено. Характерный вид образовавшихся трещин показан на рисунке 12.



Трещина на патрубке радиографического ввода



Трещина на патрубке загрузочной горловины

Рисунок 12. Характерный вид образовавшихся трещин на патрубках ВЗК

Характерная структура излома (отрыв материала без сдвига) с ориентацией противоположных поверхностей излома каждой трещины практически вдоль образующей оболочек, отсутствие утонения стенок и незначительное раскрытие трещины указывает на хрупкое разрушение металла (Сталь 20) оболочек. На указанных элементах силового корпуса не обнаружено явно выраженных пластических деформаций. То есть, при пятом нагружении данной конструкции ВЗК выявлен "механизм отказа" её работоспособности и установлено, что нагрузка 15 кг ТЭ для неё – разрушающая нагрузка (после ранее проведенных в данной ВЗК четырех опытов).

Крышки радиографических вводов ВЗК применяли однократно и их толщину подбирали для каждого опыта. Выбранной толщины крышек и дополнительных дисков (там, где они использовались) было достаточно для сохранения и герметичности ВЗК. Некоторые фотографии крышек после опытов приведены на рисунке 13.



Рисунок 13 . Крышки радиографических окон после экспериментов №2, № 4 и №6

Из анализа зависимостей $\varepsilon(t)$ следует, что наружная цилиндрическая оболочка ВЗК совершает несколько колебаний, постепенно затухающих во времени, рисунок 9. Сопоставление амплитуд колебаний указывает на корреляцию деформаций корпуса ВЗК с массой нагружающего устройства, близость частот (периодов) основного тона колебаний указывает на отсутствие влияния предыдущего нагружения на упругие свойства материала.

Измеренные уровни деформаций свидетельствуют о том, корпус ВЗК работает в области упругих деформаций при нагрузках до 8,3 кг ТЭ. При данных уровнях деформации ресурс корпуса ограничивается ресурсом работы материала при малоцикловой усталости. Динамическая реакция корпуса ВЗК при каждом нагружении характеризуется симметричными циклами колебаний с деформациями противоположного знака, амплитуда максимальных значений которых не превышает 0,3 % и количество циклов колебаний до полного затухания колебаний ~ 20. Количество неразрушающих циклов работы для легированной стали 30X10Г10 (предел текучести $\sigma_t=400$ МПа, предел прочности $\sigma_b=700$ МПа, относительное удлинение $\delta_s =16$ %) при допускаемых напряжениях $(0,6...0,7)\sigma_t$ составляет 10^4 и более [11]. С учетом этих данных ресурс материала цилиндрической оболочки ВЗК по количеству её испытаний и количеству колебаний в одном испытании оценивается в 500 испытаний. Наличие в ВЗК плоских днищ, концентраторов напряжений, угловых зон, сварных соединений и ряда других конструктивных особенностей, влияющих на её прочностные параметры, может уменьшить в разы ресурс по количеству допускаемых нагружений. Поэтому более точное определение ресурса циклической прочности ВЗК требует дополнительных исследований.

На графике рисунка 14 представлены значения максимальных окружных деформаций в центральном сечении корпуса ВЗК ($\bar{\varepsilon}_{\max}$) от массы заряда ВВ ($m_{\text{ВВ}}$), которые аппроксимируются квадратичной зависимостью $\bar{\varepsilon}_{\max}(m_{\text{ВВ}})$.

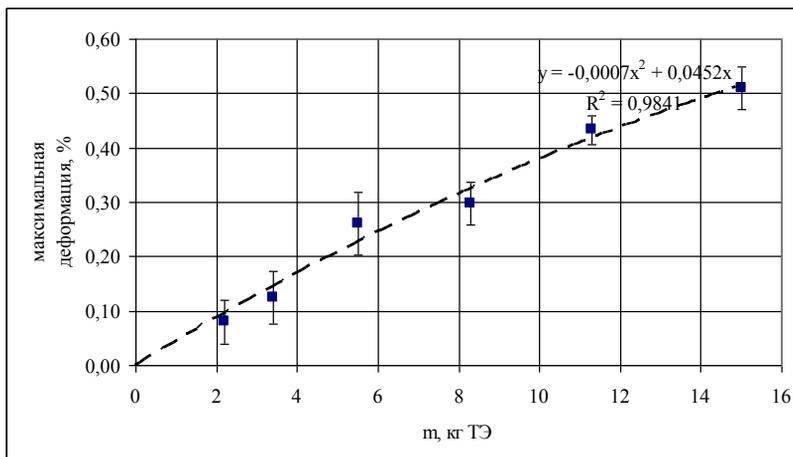


Рисунок 14. Зависимость $\bar{\varepsilon}_{\max}(m_{\text{ВВ}})$

Вид квадратичной зависимости с отрицательным коэффициентом объясняется тем, что при последовательном нагружении ВЗК из стали класса прочности К60 может наблюдаться незначительный эффект динамического упрочнения материала стальной силовой оболочки и уже проявляется нелинейность зависимости пластической деформации от нагрузки.

Достигнутые уровни максимальных деформаций на цилиндрической оболочке и днищах ВЗК в эксперименте с максимальной нагрузкой на несколько порядков ниже допускаемых неразрушающих уровней деформаций (13 %) для трубной стали класса прочности К60.

Необходимо отметить, что расположенные в центральной части оболочки ВЗК окна являются концентраторами напряжений. За счет этого при динамической реакции ВЗК и деформировании оболочки в процессе окружных и продольных знакопеременных колебаний при превышении "предельных" напряжений в материале на границе окон могут развиваться трещины. В проведенных ранее экспериментах установлено, что для газовых труб из стали класса прочности К60 дефекты типа сквозных трещин длиной до 250 мм не приводят при достигнутых в процессе реакции уровнях окружных деформаций ~1 % к дальнейшему их развитию и увеличению длины трещины, то есть не происходит образования протяжённой зоны "катастрофического" разрушения.

Таким образом, проведенные исследования позволили обосновать несущую способность и герметичность конструкции ВЗК, разработанной для проведения динамических радиографических экспериментов, при взрывной нагрузке до 11,3 кг ТЭ. Данная конструкция может использоваться при нагрузках до 5 кг ТЭ в качестве ВЗК с ресурсом, ограниченным десятком нагружений, при нагрузках до 10 кг ТЭ ресурс ограничен однократным нагружением. Определена предельная несущая способность ВЗК и установлен "механизм отказа" работоспособности данной конструкции при нагрузке 15 кг ТЭ; выявлены особенности разрушения силовых элементов корпуса ВЗК-оболочек горловины и радиографических вводов, изготовленных из стали 20.

Проведенная серия испытаний показала, что в целом конструкция ВЗК ещё имеет запас прочности и, по-видимому, возможно повысить её несущую способность путем замены марки стали оболочек горловины и радиографических вводов на более пластичную сталь либо на сталь, имеющую более высокую ударную вязкость. Внесение изменений в конструкцию указанных элементов позволит повысить их взрывостойкость и сделать корпус ВЗК равнопрочным, а значит поднять запасы прочности ВЗК без изменения её конструктивной схемы.

Заложенные в конструкцию технические решения могут быть использованы при разработке ВЗК для проведения экспериментов с использованием радиографических и оптических методов регистрации.

Список литературы

1. Радиографическая установка ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ ГНЦ ИФВЭ. Ю.А.Трутнев, А.Л. Михайлов, В.В.Бурцев, А.А. Волков и др. Приборы и техника эксперимента. № 3, 2010, с.5-12.
2. Сырунин М.А., Чернов В.А. и др. Взрывозащитная камера с несущей способностью до 40 кг ТЭ для протонной радиографии. Расчётно-экспериментальные исследования. Сборник докладов конференции «XV Харитоновские тематические чтения». Саров, 2013.
3. Трутнев Ю.А., Михайлов А.Л., Сырунин М.А. и др. Протонная радиография быстропротекающих процессов на базе ускорителя У-70. Новые возможности. Сборник докладов конференции «XIX Харитоновские тематические чтения». Саров, 2017.
4. Патент РФ 2404407 С1 МПК F42/D 5/045 Взрывозащитная камера. Сырунин М.А, Вишневецкий Е.Д, Федоренко А.Г., Чернов В.А. Опубл 20.11.2010 Бюл. № 32.
5. Патент РФ 2367899 С1 МПК F42D 5/04 Локализирующее устройство для радиографических исследований взрывных процессов. Сырунин М.А, Вишневецкий Е.Д, Михайлов А.Л., Чернов В.А. Опубл 20.09.2009 Бюл. № 26.

6. Исследование прочности газовых труб большого диаметра при взрывном нагружении. Цой А.П., Мельцас В.Ю. Фундаментальные проблемы теоретической и прикладной механики. Вестник Нижегородского университета им. Лобачевского. 2011 №4(5). С.2572-2574
7. Величко О.М., Губкова Г.Н., Дерюгин Ю.Н. и др. Пакеты программ для решения многомерных задач газовой динамики разностными методом С.К. Годунова. Сборник докладов научной конференции Волжского регионального центра РАН «современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения», 2000.
8. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
9. Компьютерное моделирование поведений конструкций АЭС в условиях динамического деформирования. В.П. Соловьев, А.И. Абакумов, П.Н. Низовцев, А.В. Певницкий, А.А. Смоляков. Труды РЯЦ-ВНИИЭФ, выпуск 8, 2005. С. 58-67
10. Медведев О.В., Егорычев Ю.Н., Миронов Д.С. и др. Методики измерений, применяемые при экспериментальной отработке и эксплуатации взрывозащитных камер. Сборник докладов конференции «XV Харитоновские тематические чтения». Саров, 2013.
11. Усталость металлов. Монография. В.Ф. Терентьев, С.А. Кораблева. Наука. Москва. 2015. стр. 484 с.

РЕАКЦИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК ИЗ СТАЛЕЙ 09Г2С И 10ХСНД С ПРОДОЛЬНЫМИ И КОЛЬЦЕВЫМИ СВАРНЫМИ ШВАМИ НА ВЗРЫВНОЕ НАГРУЖЕНИЕ

К.В. Ерофеев, М.А. Сырунин, В.А. Огородников, Д.В. Ханин

РЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Взрывозащитные камеры (ВЗК) с различными массово-габаритными характеристиками проектируются и используются в качестве защитных конструкций однократного и многократного применения, способных герметично локализовать в своем объеме продукты взрыва (ПВ) и осколки исследуемого объекта [1]. Созданный в РЯЦ-ВНИИЭФ ряд взрывозащитных конструкций для испытания объектов с массой заряда взрывчатого вещества (ВВ) до 60 кг тротилового эквивалента (ТЭ) имеют цилиндрический корпус с наружным диаметром оболочек до 2 м, плоские или сфероидальные днища, в которых располагается загрузочная горловина, закрываемая прочной крышкой [2]-[4].

Основным несущим элементом ВЗК является силовой корпус в виде цилиндрических оболочек, который выполняется из листовой стали после вальцевания и сварки. Наряду с продольными сварными швами, иногда приходится выполнять и кольцевые сварные швы. ВЗК проектируются таким образом, чтобы в наиболее нагруженных зонах силового корпуса, его материал при действии высокоинтенсивной и неравномерно распределенной динамической нагрузки работал преимущественно в области упругих или незначительных пластических деформаций, так как иначе для этих транспортабельных конструкций не удастся получить приемлемые массово-габаритные характеристики [5]. При изготовлении цилиндрической оболочки корпуса ВЗК используют углеродистые или низколегированные стали (например: сталь 20, 09Г2С), так как эти материалы имеют высокие механические характеристики и сохраняют прочность, работая в области упругопластических деформаций. Так как, процессы нагружения и реакции ВЗК на это нагружение носят динамический характер, устанавливаемые уровни допускаемых пластических деформаций материала в отдельных, наиболее нагруженных, зонах её корпуса не должны превышать подтвержденные экспериментально уровни «неразрушающих» деформаций

(напряжений), которые примерно на порядок ниже «пределных» (близких к разрушающим) значений. Для указанных выше сталей эти деформации не более 1-2% , тогда как их «пределные» уровни составляют 13-15% [6]. При этом даже при таких значениях уже не исключена вероятность хрупкого разрушения. Поэтому для повышения несущей способности и надежности ВЗК необходимо применять стали с более высокими механическими характеристиками и проводить надежную диагностику качества материала.

В данной работе представлены результаты сравнительных экспериментальных исследований реакции цилиндрических оболочек из стали 09Г2С, из которой ранее уже изготавливали внутренние обечайки ВЗК, и легированной стали 10ХСНД, которая имеет более высокие прочностные, но меньшие пластические характеристики по сравнению со сталью 09Г2С, на взрывные нагрузки разного уровня. Кроме того, приведены сравнительные результаты по влиянию на реакцию оболочек при взрывном нагружении вида сварного шва (продольного и кольцевого).

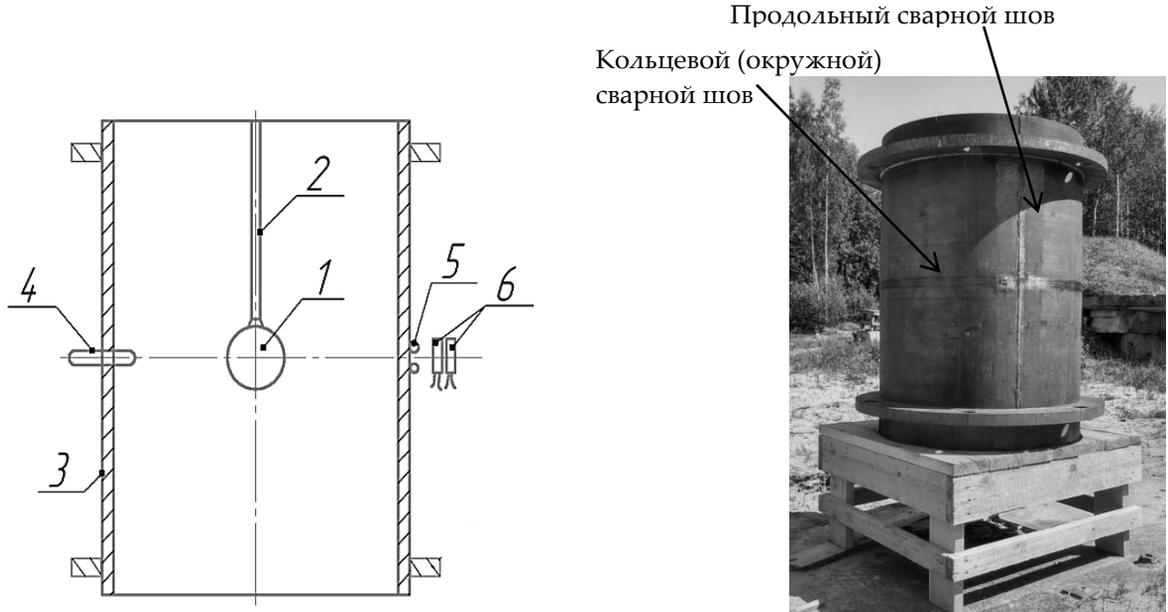
Объектами исследования являлись цилиндрические оболочки из сталей марок 09Г2С и 10ХСНД, имеющие размеры: диаметр 850 мм, толщина стенки 25 мм высота 1200 мм и массу ~770 кг, изготовленные из стального листа методом вальцевания и сварки. Оболочки выполняли в двух вариантах: цельная с продольным сварным швом (далее образец №1 – сталь 09Г2С; образец №3 – сталь 10ХСНД) и составная: две части с продольным сварным швом длиной по 600 мм каждая, сварены между собой кольцевым швом (далее образец №2 – сталь 09Г2С; образец №4 – сталь 10ХСНД).

В таблице 1, согласно [7], приведены механические свойства сталей 09Г2С и 10ХСНД, где: σ_t – предел текучести, σ_b – предел прочности, δ – относительное удлинение, КСУ – ударная вязкость.

Таблица 1. Механические свойства исследуемых сталей

Марка стали	σ_t , МПа	σ_b , МПа	δ , %	КСУ -40°C, Дж/см ²	КСУ +20°C, Дж/см ²
09Г2С	365-385	510	27-32	325-350	370-394
10ХСНД	490-520	610	23	220-260	230-265

Динамические нагрузки на оболочку создавали за счет взрыва сферического заряда ВВ с энерговыделением в её внутренней полости. Каждую оболочку изначально нагружали зарядами ВВ массой 5,7 кг ТЭ, затем, образцы №1 и №3 испытывали повторно при массе заряда ВВ $M_{ВВ} = 10,7$ кг ТЭ, а образцы №2 и №4 при $M_{ВВ} = 24,3$ кг ТЭ. Заряд ВВ устанавливали в геометрическом центре оболочки, за исключением повторного нагружения образцов № 2 и №4, где заряд ВВ устанавливали со смещением от центрального сечения вдоль оси оболочки на 175 мм (для минимизации влияния эффекта «упрочнения»). Заряд ВВ инициировали электродетонатором из геометрического центра. На рисунках 1а, 1б приведены схема постановки экспериментов и общий вид оболочки перед испытанием.



а) постановка эксперимента

б) общий вид оболочки

1 – заряд ВВ; 2 – подвес; 3 – стальная оболочка; 4 – область скоростной целевой фоторегистрации радиального смещения оболочки; 5 – окружные тензодатчики с базой 2πR; 6 – продольные и окружные тензодатчики КФ-5 с базой 20 мм и LY-11-10/350

Рисунок 1. Схема постановки экспериментов и фотография оболочки перед испытанием

На рисунке 2 приведены фотографии оболочек после нагружения зарядами ВВ массой 5,7, 10,7 и 24,3 кг ТЭ.



5,7 кг ТЭ

10,7 кг ТЭ

24,3 кг ТЭ

Рисунок 2. Фотографии постопытного состояния оболочек

При испытании оболочек применяли методики: тензометрирования, скоростной фотохронографии, скоростной видеосъемки [8], с помощью которых регистрировали параметры, характеризующие её динамическую реакцию: окружную и продольную деформации, а так же радиальное смещение наружной поверхности оболочки в сечении, совпадающем с центром заряда.

По данным измерений длины окружности в разных сечениях до и после опытов вычислялась средняя остаточная (пластическая) окружная деформация оболочек: $\varepsilon_{ост} = \frac{L-L_0}{L_0} \cdot 100\%$, где L_0 – исходная длина окружности, L – длина окружности после опыта. Локальные остаточные окружные деформации вычислялись аналогично по результатам измерений удлинений между точками координатной сетки, нанесенной на наружную поверхность оболочки с одинаковым шагом между точками.

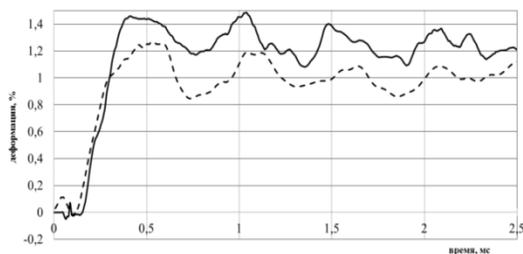
Исходные данные и результаты опытов приведены в таблице 2, где использованы следующие обозначения: $\varepsilon_{max}^{окр}$ – максимальная окружная деформация в сечении, совпадающем с центром заряда ВВ, $\varepsilon_{ост}^{окр}$ – остаточная окружная деформация в том же сечении, $\varepsilon_{max}^{пр}$ – максимальная продольная деформация в том же сечении, ε' – скорость деформации, ΔR_{max} – максимальное радиальное смещение наружной поверхности оболочки в сечении, совпадающем с центром заряда ВВ.

Таблица 2. Исходные данные и результаты опытов

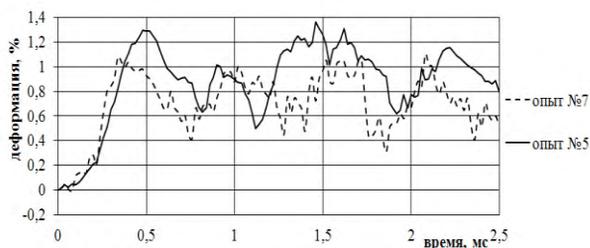
Номер опыта	Марка стали (№ образца оболочки)	Масса ВВ, кг ТЭ	$\varepsilon_{max}^{окр}$, %	$\varepsilon_{ост}^{окр}$, %	$\varepsilon_{max}^{пр}$, %	ε' , с ⁻¹	ΔR_{max} , мм
1	09Г2С (1)	5,7	1,4-1,6	1,0	0,6	55	5,8
2		10,7	3,3	3,1	–	95	14,1
3	09Г2С (2) (с кольцевым швом)	5,7	1,2-1,5	0,9	0,3	50	5,0
4		24,3	~23	22,1	–	275	93,1
5	10ХСНД (3)	5,7	1,3-1,4	1,0	0,6	55	5,7
6		10,7	2,7	2,4	–	85	11,6
7	10ХСНД (4) (с кольцевым швом)	5,7	1,0-1,1	0,7	0,3	55	4,5
8*		24,3	~20	19,8	–	250	84,7

* – оболочка разрушилась.

На рисунках 3а, 3б приведены зависимости окружной деформации от времени – $\varepsilon^{окр}(t)$ в центральном сечении оболочек из стали 09Г2С и 10ХСНД при нагрузке 5,7 кг ТЭ, полученные с использованием методики тензометрирования. Пунктиром показаны зависимости для оболочек № 1, 3, сплошными линиями для оболочек № 2, 4. Графики иллюстрируют влияние кольцевого шва в оболочках из одинаковых сталей.



а) сталь 09Г2С



б) сталь 10ХСНД

Рисунок 3. Зависимости $\varepsilon^{окр}(t)$ для оболочек при нагрузке 5,7 кг ТЭ

На рисунке 4 для образцов №1 и 3, испытанных при нагрузках 5,7 и 10,7 кг ТЭ, приведены зависимости $\varepsilon^{окр}(t)$, полученные пересчетом зависимостей радиальных смещений наружной поверхности оболочки от времени $\Delta R(t)$. При обработке фотохронограмм радиальных смещений

текущая окружная деформация оболочки вычислялась по формуле $\varepsilon(t) = \frac{\Delta R(t)}{R_0} \cdot 100\%$, где R_0 – начальный наружный радиус оболочки, ΔR – текущее радиальное смещение наружной поверхности оболочки в регистрируемом сечении. Графики иллюстрируют влияние в прочностных характеристиках сталей с одинаковыми типами сварных швов.

На рисунке 5 в полярной системе координат построено распределение локальных остаточных деформаций в центральном сечении оболочек (образцы №1, 3) при $M_{вв} = 5,7$ и $10,7$ кг ТЭ. Из этих данных следует, что при средней деформации $\sim 1,5$ и 3% , локальные деформации могут отличаться на $\pm 0,5$ и $\pm 1\%$, соответственно.

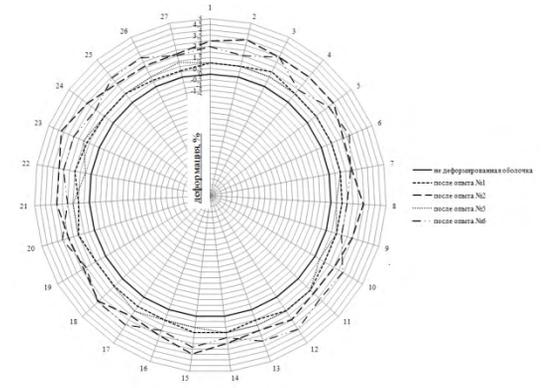
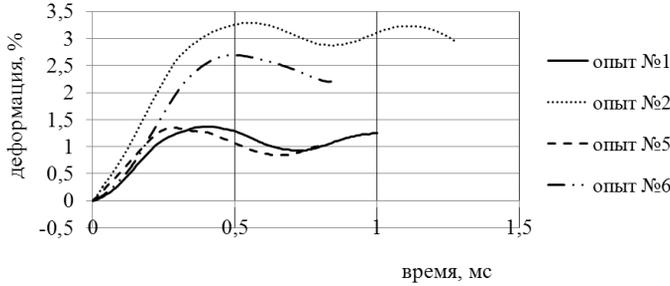
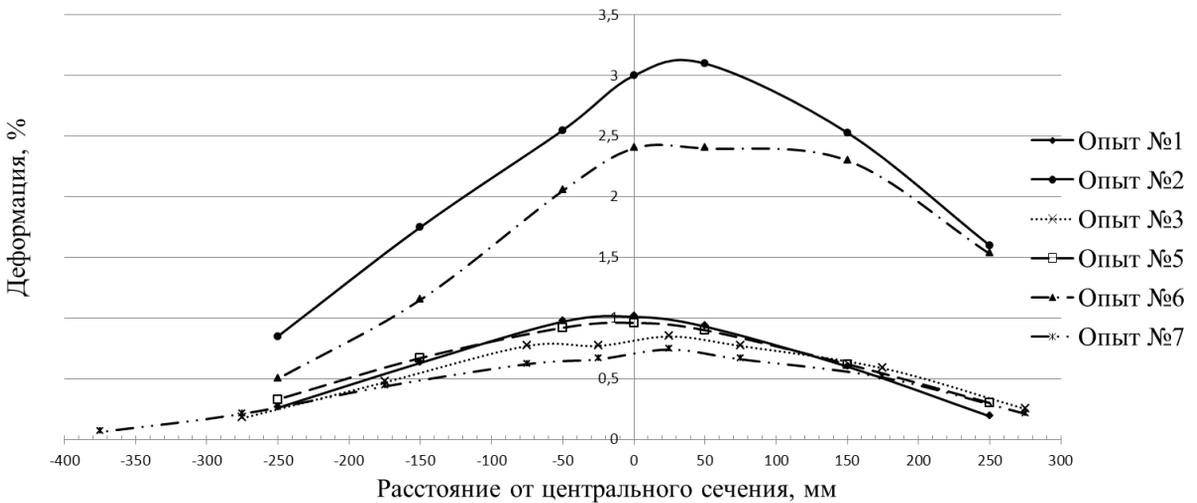


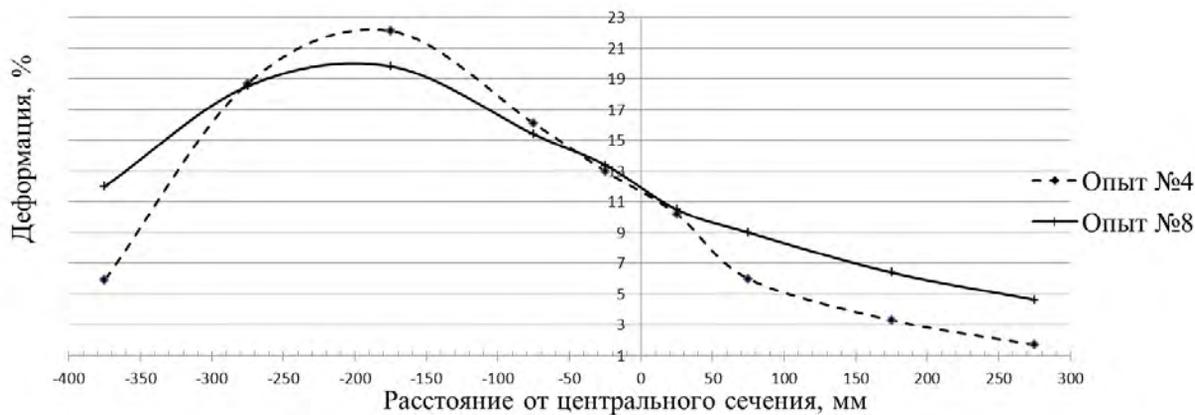
Рисунок 4. Зависимости $\varepsilon^{окр}(t)$ для образцов №1 и 3 **Рисунок 5.** Локальные остаточные деформации центрального сечения оболочек

Распределение средних остаточных деформаций по образующей оболочек в опытах с нагрузками $5,7$ и $10,7$ кг ТЭ показано на рисунке 6а, а с нагрузкой в $24,3$ кг ТЭ – на рисунке 6б.



а) при нагрузке $5,7$ и $10,7$ кг ТЭ

Рисунок 6а. Распределение средней остаточной деформации по образующей оболочек во всех опытах



б) при нагрузке 24,3 кг ТЭ

Рисунок 6б. Распределение средней остаточной деформации по образующей оболочек во всех опытах

По характеру деформирования оболочки вдоль образующей следует, что при нагружении оболочки взрывом сферического заряда ВВ наибольшие нагрузки получает зона оболочки длиной $\sim R$, что согласуется с результатами ранее проведенных экспериментальных исследований деформирования и разрушения цилиндрических оболочек при взрывном нагружении [5].

Анализ результатов

При уровнях нагрузок 5,7 и 10,7 кг ТЭ в процессе реакции оболочки упругопластически деформируются без разрушения. По характерному виду зависимостей $\varepsilon^{окр}(t)$ (см. рисунки 3–4) следует, что максимальные деформации оболочка получает вследствие радиального расширения, после чего совершает несколько упругих колебаний, постепенно затухающих во времени с периодом основного тона $\sim 0,6 - 0,7$ мс. При нагрузке 24,3 кг ТЭ оболочка из стали 09Г2С не разрушилась, а оболочка из стали 10ХСНД разрушилась «катастрофически». На стадии радиального расширения оболочки в её стенках образовались магистральные трещины, что привело к расхождению поверхностей изломов, образованию нескольких фрагментов (лепестков) и их полному или частичному отделению от оболочки.

При одинаковой взрывной нагрузке значения максимальных и остаточных окружных деформаций для оболочек из менее прочной, но более пластичной стали 09Г2С немного выше, чем у оболочек из стали 10ХСНД. При нагрузке 5,7, 10,7 кг и 24,3 кг ТЭ отличия в уровнях деформаций ($\Delta\varepsilon$) составляют: $\sim 0,2\%$, $\sim 0,6\%$, $2,3\%$ (для опытов № 4 и 8 таблицы 2 сравнение только по остаточным деформациям) соответственно, что не противоречит статическим пластическим характеристикам этих материалов, которые у стали 09Г2С выше (см. таблицу 1).

Из зависимостей на рисунках 3а, 3б видно, что при нагрузках 5,7 кг ТЭ наличие кольцевого шва в центральном сечении оболочки приводит к снижению величины максимальной динамической и остаточной деформации для оболочек из сталей 09Г2С и 10ХСНД примерно на 0,2 %, то есть их жесткость увеличивается.

В опыте с нагрузкой 24,3 кг ТЭ произошло разрушение оболочки из стали 10ХСНД, при уровне окружных деформаций $\sim 20\%$. В зоне с максимальной пластической деформацией зародились, по крайней мере, три продольные трещины, которые распространялись в разные стороны. О направлении распространения трещин можно судить по образовавшемуся шевронному рисунку на поверхности излома (рисунок 2). По мере распространения трещин к торцам оболочки, менялась траектория их движения. За счет соединения двух соседних трещин в верхней и нижней частях оболочки произошло полное отделение от неё двух фрагментов. По проведенным обмерам за счет пластического деформирования стенки оболочки утолнились: минимальная толщина стенки

в сечении расположения центра заряда ВВ составила $h_{\min}=22$ мм, по мере удаления к торцам средняя толщина стенки по границе излома – 23-24 мм (при начальной толщине $h_0=25$ мм). Полученное утонение свидетельствует о вязкопластическом характере деформирования и хрупком характере разрушения, что подтверждается специфическим видом поверхности излома. При такой же нагрузке оболочка из стали 09Г2С пластически деформировалась до ~23% не разрушилась.

Заключение

На основании исследования реакции цилиндрических оболочек из сталей 09Г2С и 10ХСНД с продольными и кольцевыми сварными швами на взрывное нагружение установлено:

1. При одинаковых взрывных нагрузках 5,7, 10,7 и 24,3 кг ТЭ, менее прочная, но более пластичная сталь 09Г2С испытывает большие окружные деформации по сравнению со сталью 10ХСНД на 0,2, 0,6 и 2,3 % соответственно, что не противоречит статическим пластическим характеристикам этих материалов.

2. При одинаковых взрывных нагрузках наличие кольцевого шва в центральном сечении оболочек приводит к снижению величины максимальной динамической и остаточной деформации для оболочек из сталей 09Г2С и 10ХСНД соответственно на ~0,2 % и ~0,3 %, то есть их жесткость увеличивается.

3. Взрывная нагрузка 24,3 кг ТЭ приводит к «катастрофическому» разрушению оболочки из стали 10ХСНД при деформации ~20% и не приводит к разрушению оболочки из более пластичной стали 09Г2С при реализовавшейся пластической деформации ~22%. То есть определяющую роль в несущей способности оболочки играет пластичность её материала.

4. В качестве силового контура ВЗК предпочтительнее использовать более пластичные стали, например, сталь 09Г2С вместо более прочной стали, например, 10ХСНД.

Список литературы

1. Международная конференция XV Харитоновские тематические научные чтения. Сборник докладов. «Взрывозащитные камеры для исследований гидродинамических процессов и взрывных технологий», М.А. Сырунин, В.А. Огородников – Саров ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013.
2. Патент РФ №2228515, «Взрывозащитная камера», Белозеров Б.В., Долбищев С.Ф., Рождественский Б.Ф. и др., ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, 06.05.2002.
3. Патент РФ №2273821, «Взрывозащитная камера», Белозеров Б.В., Долбищев С.Ф., Романов В.И., ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, 30.08.2004.
4. Патент РФ №2524064, «Взрывозащитная камера», Сырунин М.А., Вишневецкий Е.Д., Чернов В.А. и др., ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, 09.04.2013.
5. «Разрушение разномасштабных объектов при взрыве». Монография / под общей редакцией А.Г. Иванова – ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, 2001.
6. «Пластичность, разрушение и масштабный эффект при взрывном нагружении стальных труб», Иванов А.Г., Минеев В.Н., Цыпкин В.И. и др., Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10. № 4. С. 603–607.
7. Марочник сталей и сплавов 2-е изд., доп. и испр., А.С. Зубченко, М.М. Колосков, Ю.В. Каширский и др. Под общей ред. А.С. Зубченко – М.: Машиностроение, 2003.
8. Медведев О.В., Егорычев Ю.Н., Миронов Д.С. и др. Методики измерений, применяемые при экспериментальной отработке и эксплуатации взрывозащитных камер. Сборник докладов конференции «XV Харитоновские тематические чтения», Саров 2013.

ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Е.В. Кошелева, И.В. Романов, Н.И. Сельченкова, А.Я. Учайев

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В связи с расширением области применения в научных исследованиях высокоэнергетических импульсных установок (импульсные ускорители – наносекундный диапазон воздействия, термоядерные реакторы – микросекундный диапазон воздействия, импульсные ядерные реакторы – миллисекундный диапазон воздействия, фемтосекундные лазеры) требуется знание поведения конденсированных сред в экстремальных условиях, поскольку мощностные возможности таких установок напрямую связаны со стойкостью элементов и узлов, входящих в их состав.

Следовательно, является актуальным исследование кинетических релаксационных процессов, протекающих в неравновесных конденсированных средах различной природы и геометрии, и установление временной границы сохранения функциональных свойств конструкционных материалов при различных видах высокоинтенсивного внешнего воздействия.

Работа посвящена анализу данных по амплитудно-временным закономерностям процесса динамического разрушения твердых тел при различных видах высокоинтенсивного воздействия в диапазонах неравновесных состояний $t \sim 10^{-5}$ с и $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с и установлению общих закономерностей поведения неисследованных материалов в экстремальных условиях.

Согласно литературным данным существует динамический диапазон долговечности $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с, квазистатическая ветвь долговечности $t \sim 10^7 - 10^3$ с и так называемая переходная область $t \sim 10^{-3} - 10^{-5}$ с. Для динамической и квазистатической ветвей долговечности существует обширный экспериментальный материал и разработаны адекватные модели разрушения. Природа долговечности в динамическом и квазистатическом диапазонах имеет разную физическую природу [1, 2].

Известно, что основные процессы, лежащие в основе реакции твердого тела на внешние воздействия в динамическом диапазоне долговечности, являются нелинейными [1, 3, 4].

Предположим, что равновесие в системе устанавливается за время $t_{\text{равн}}$. Это время определяет границу между квазистатическими и динамическими процессами. В момент времени t_0 изменим параметры системы (V, ρ, T), что приведет к обмену энергией между внешней средой и системой. Обмен может происходить медленно, за времена $\delta t = t - t_0 \gg t_{\text{равн}}$ (квазистатические процессы) или быстро за времена $\delta t = t - t_0 \leq t_{\text{равн}}$ (динамические процессы). В первом случае, при сообщении системе δE_{ext} система успевает придти в состояние термодинамического равновесия; по всему объему устанавливаются постоянные значения (ρ, T, P). В квазистатических процессах значения параметров не зависят от координаты r (но сохраняется зависимость от времени, т.к. существует релаксация). Зависимости параметров $\rho(t), T(t)$ могут быть произвольными, слабо зависящими от времени: $(1/\rho \cdot d\rho/dt \ll 1/t_{\text{равн}}; 1/T \cdot dT/dt \ll 1/t_{\text{равн}})$. Все градиенты равны нулю: $d\rho/dr = dT/dr = dP/dr = 0$. Это означает, что в квазистатических процессах не возникает процессов переноса; обмен энергией происходит только с внешней средой, которая инициирует процессы в системе; обмен энергией между частями системы отсутствует. Каждый элемент δV фактически изолирован от остальных δV_i , система распадается на отдельные элементы, не взаимодействующие друг с другом.

Если процесс обмена с внешней средой протекает быстро, то градиентами и их производными нельзя пренебречь. Градиенты ведут к возникновению потоков энергии, импульса, т.е. к процессам обмена между элементами δV_i , система перестает быть набором невзаимодействующих элементов δV_i , она становится единым целым. Элемент δV_{i-1} влияет на эволюцию остальных δV_i . Степень взаимодействия зависит не только от состояния $\delta V_i(t)$, но и от состояния $\delta V_i(t')$, $t' < t$, так как информация от δV_{i-1} к δV_i распространяется с конечной скоростью. Вследствие этого система становится инерционной, появляются эффекты, отсутствовавшие в

статических процессах. Реакция системы определяется возникающими степенями свободы, например, каскадом диссипативных структур, которые отсутствовали в квазистатических процессах.

На рис. 1 приведены временные зависимости долговечности t от критического давления P при некоторых режимах нагружения в квазистатическом диапазоне долговечности - воздействие растягивающих напряжений; в динамическом диапазоне долговечности - ударно-волновое нагружение и воздействие релятивистских электронных пучков [1, 2].

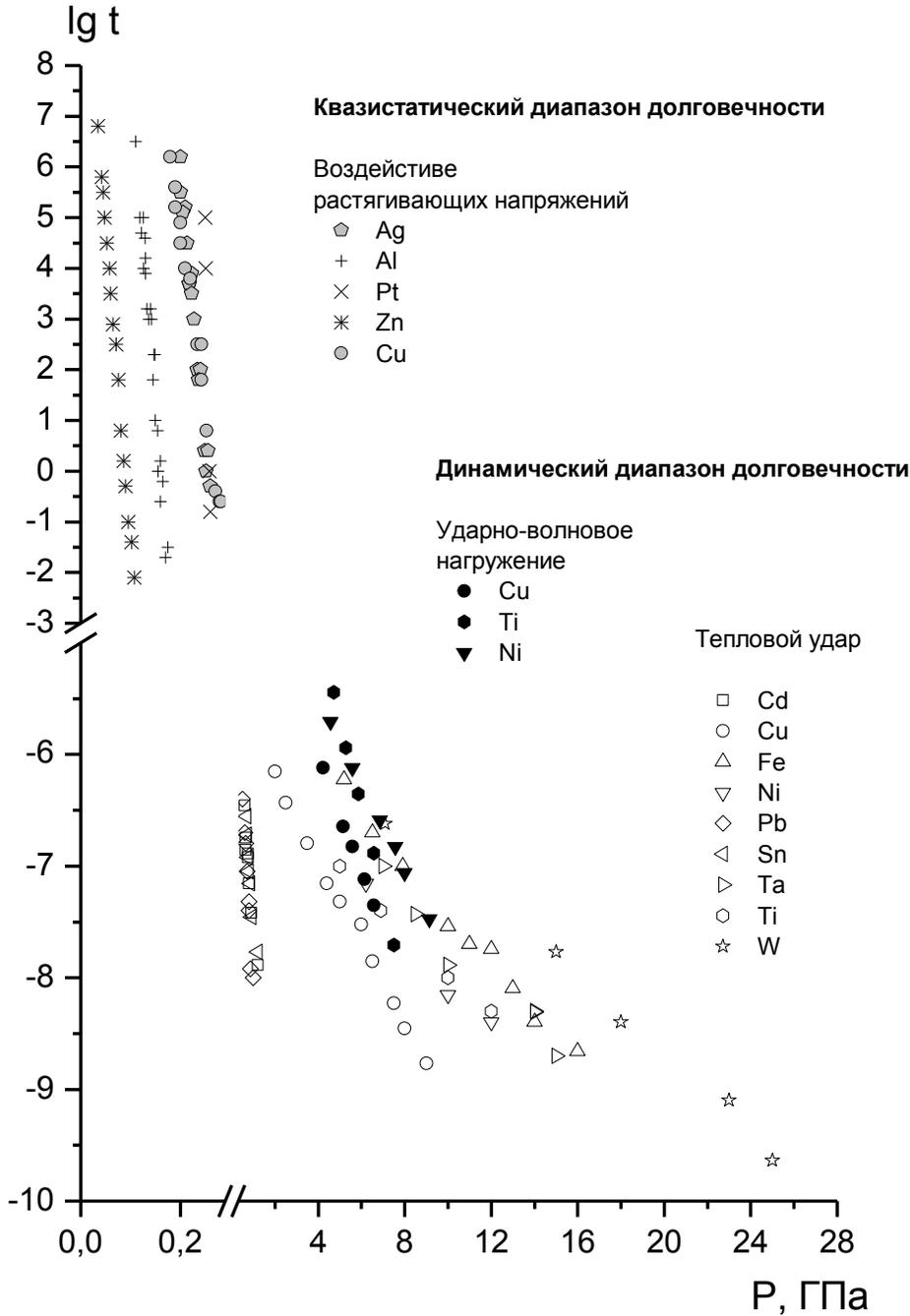


Рисунок 1. Временные зависимости долговечности металлов от критического давления, приводящего к разрушению, в квазистатическом и в динамическом диапазонах долговечности (t в секундах) $\Delta t_1 = \Delta t_2$; $\Delta P_{дин} > \Delta P_{кв}$ [1-5]

Данные по воздействию растягивающих напряжений взяты из [2], при ударно-волновом нагружении – [5], по воздействию релятивистских электронных пучков – [1, 3, 4].

При изменении времени на два порядка в квазистатическом диапазоне долговечности Δt_1 и динамическом диапазоне Δt_2 ($\Delta t_1 = \Delta t_2$, см. рис. 1) изменения по давлению в динамическом диапазоне долговечности превосходят изменения по давлению в квазистатическом диапазоне долговечности от 10 до 100 раз. Причина – различие характера и механизма разрушения в двух рассматриваемых диапазонах.

При малых степенях отклонения от равновесия процессы релаксации определяются кинетическими механизмами, которые описываются аппаратом классической кинетики.

В физике разрушения в квазистатическом диапазоне долговечности, время до разрушения определяется временем образования критической флуктуации, например, энергии, приводящей к разрушению части межатомных связей.

Данные по долговечности в квазистатическом диапазоне долговечности описывается выражением

$$t = \tau_0 \exp \frac{u - \gamma\sigma}{kT}, \quad (1)$$

где τ_0 – период колебания атома в решетке, u – энергия связи, γ – структурный фактор, σ – приложенное напряжение, k – постоянная Больцмана, T – температура материала [2].

При больших степенях отклонения от состояния равновесия релаксация определяется процессами, не присущими начальным (квазистационарным), а возникающими новыми релаксационными процессами, имеющими иерархическую масштабную-временную соподчиненность. Явление динамического разрушения относится к такому типу релаксационных процессов [1, 3, 4].

К исследованию временных закономерностей процесса динамического разрушения твердых тел применен метод ударно-волнового нагружения, реализуемого с использованием магнитно-импульсного способа $t \sim 10^{-5}$ с [6, 7] и при воздействии импульсов релятивистских электронных пучков – режим импульсного объемного разогрева (тепловой удар) ($t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с).

Результаты исследования процесса динамического разрушения твердых тел неметаллической природы с использованием магнитно-импульсного способа нагружения показали, что при ударно-волновом нагружении образцов вследствие отражения волн сжатия от свободной поверхности возникают волны разрежения, которые приводят к откольному разрушению образца. Причем зависимость откольной прочности от длительности импульса нагружения имеет вид [6, 7]

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_c} = A_s \left(\frac{\tau_L}{T_p} \right)^\alpha, \quad (2)$$

где σ_p – значения откольной прочности, T_p – длительность импульса нагружения, τ_L , σ_c – характеристики материала, A_s – коэффициент, $\alpha \sim \sqrt{2}$. Методика определения τ_L (время воздействия – время до начала процесса разрушения) по разрушению материала импульсным воздействием пороговой амплитуды приведена в [6, 7].

Данные по временной зависимости процесса динамического разрушения для всех исследованных материалов, представленные в координатах $\lg(\sigma_p/\sigma_c)$ и $\lg(T_p/\tau_L)$ близки к единой кривой (см. рис. 2) [6, 7].

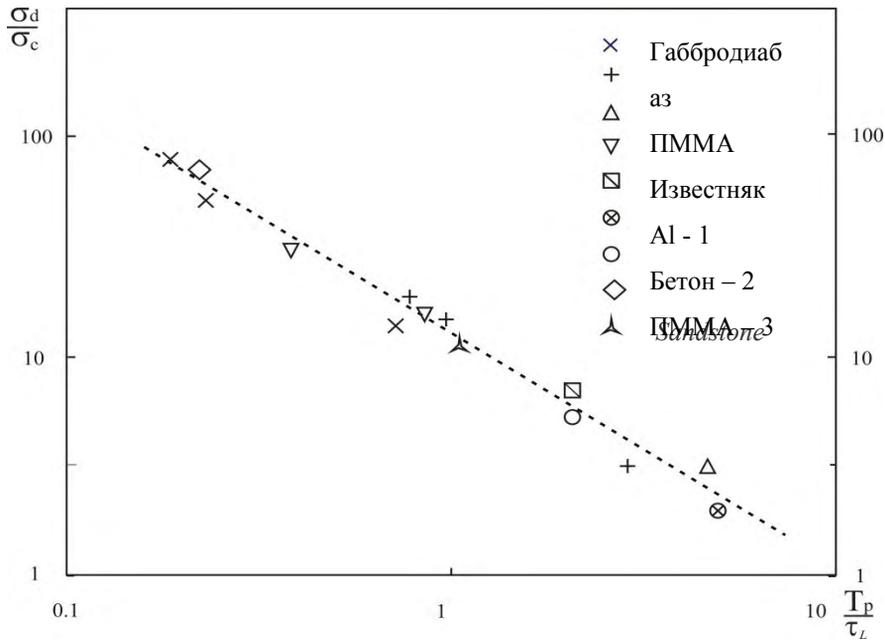


Рисунок 2. Зависимость разрушающих пороговых нагрузок от длительности импульса твердых тел при разных способах динамических нагружений [6, 7]

Таким образом, результаты исследований, приведенные на рис. 2 показывают, что приведенные материалы проявляют универсальные признаки в явлении динамического разрушения в микросекундном диапазоне неравновесных состояний [6, 7].

Результаты исследований по ударному нагружению образцов с макродефектами в виде трещин показали, что процесс разрушения на макроуровне имеет пороговый характер, а длина проросшей трещины $L_{cr}(P)$ зависит от амплитуды и длительности нагружающего импульса [6-8] (см. рис. 3).

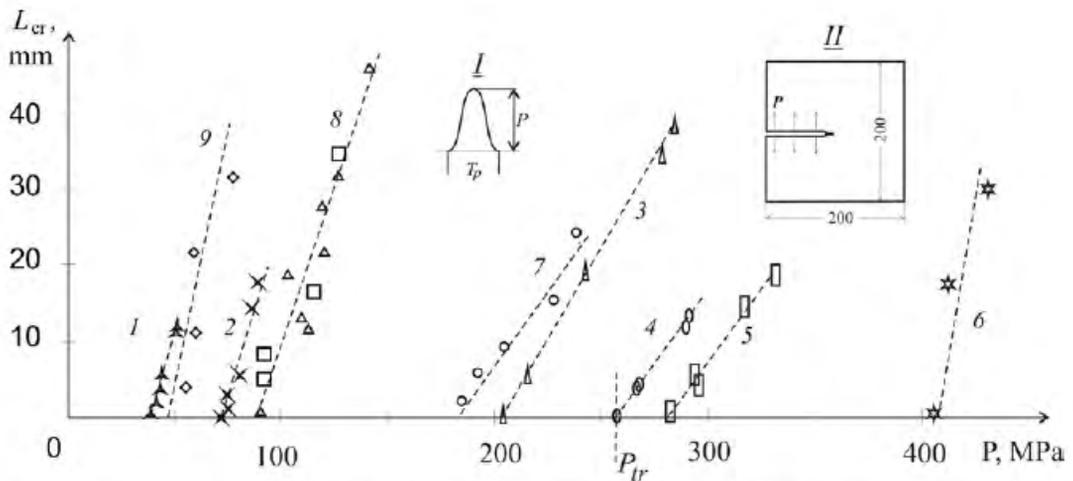


Рисунок 3. Зависимости длины проросшей трещины от амплитуды одиночного импульса нагрузки при длительности нагружения: 1 – известняк, 4,4 с; 2 – мрамор, 3,6 с; 3 – габбродиабаз, 3,6 с; 4 – песчаник, 3,6 с; 5 – гранит, 3,6 с; 6 – полимерный композит – 3 с; ПММА: 7 – 2 с; 8 – 4 с; 9 – 8,6 с [6-8]. Приведены форма импульса I и схема нагружения II

При $P > P_{ir}$ зависимость длины проросшей трещины от амплитуды импульса давления определенной длительности имеет вид [6, 8]

$$L_{cr}(P) \approx \left. \frac{d L_{cr}(P)}{dP} \right|_{P_{ir}} \cdot (P - P_{ir}) = k_{LP} \cdot (P - P_{ir}). \quad (3)$$

Данные, приведенные на рис. 2-3, показывают на проявление универсальных признаков релаксационных динамических процессов, протекающих в явлении динамического разрушения в микросекундном диапазоне неравновесных состояний.

Рассмотрим нано- и субнаносекундную области неравновесных состояний ряда металлов при воздействии импульсов релятивистских электронных пучков [1, 4, 5].

Как правило, релаксация сильнонеравновесных состояний сопровождается динамическими деструктивными процессами.

Динамические деструктивные процессы в конденсированных средах на различных масштабных временных уровнях носят кооперативный характер. Это обусловлено фрактальной природой ансамблей диссипативных структур, возникающих в результате высокоинтенсивного внешнего воздействия на конденсированную среду, их перколяционными свойствами, переходами неравновесной системы с одного масштабного-временного уровня на другой, подчиняющихся концентрационному критерию, и также тем, что вероятность состояний системы не пропорциональна фактору Больцмана.

Данные по временным закономерностям процесса динамического разрушения (см. рис. 4), приведенные в универсальных координатах близки к единой кривой. Отношение $P/\Gamma\rho(H+L_{пл})$ является инвариантом по отношению к порядковому номеру z в периодической системе (P – давление, приводящее к разрушению, Γ – параметр Грюнайзена, ρ – плотность материала, H – энтальпия и $L_{пл}$ – теплота плавления) [1].

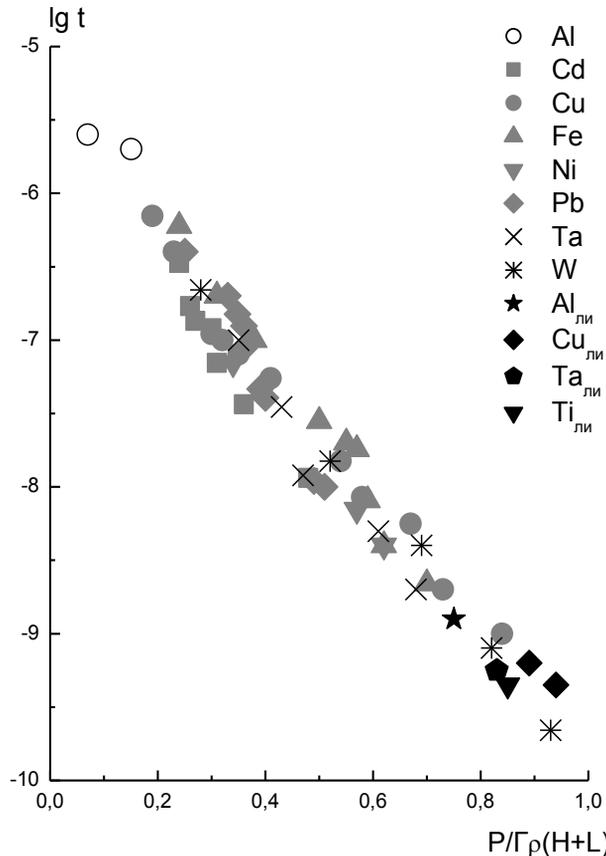


Рисунок 4. Временная зависимость процесса динамического разрушения [1]

Данные, приведенные на рис. 4 описываются соотношением $\left[\frac{E_{\text{exp}}(t)}{H + L_{\text{нр}}} \right]^\gamma \cdot t = \text{const}$,

$E_{\text{exp}}(t) \approx P / \Gamma \rho$, $\gamma \sim 3.8$ для всех исследованных материалов [1].

Функции скорости центрообразования $J(t)$ ряда исследованных металлов имеют подобный вид, что дает право на построение функции $J(t)$ в координатах $\tau = t/t_p$, $J = J(t) / J_{\text{max}}(t_p)$ для различных металлов в широких диапазонах долговечности $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с, где t_p – время разрушения, τ – нормированное время разрушения, J – нормированная скорость центрообразования, $J_{\text{max}}(t_p)$ – максимальная скорость центрообразования (см. рис. 5) [1].

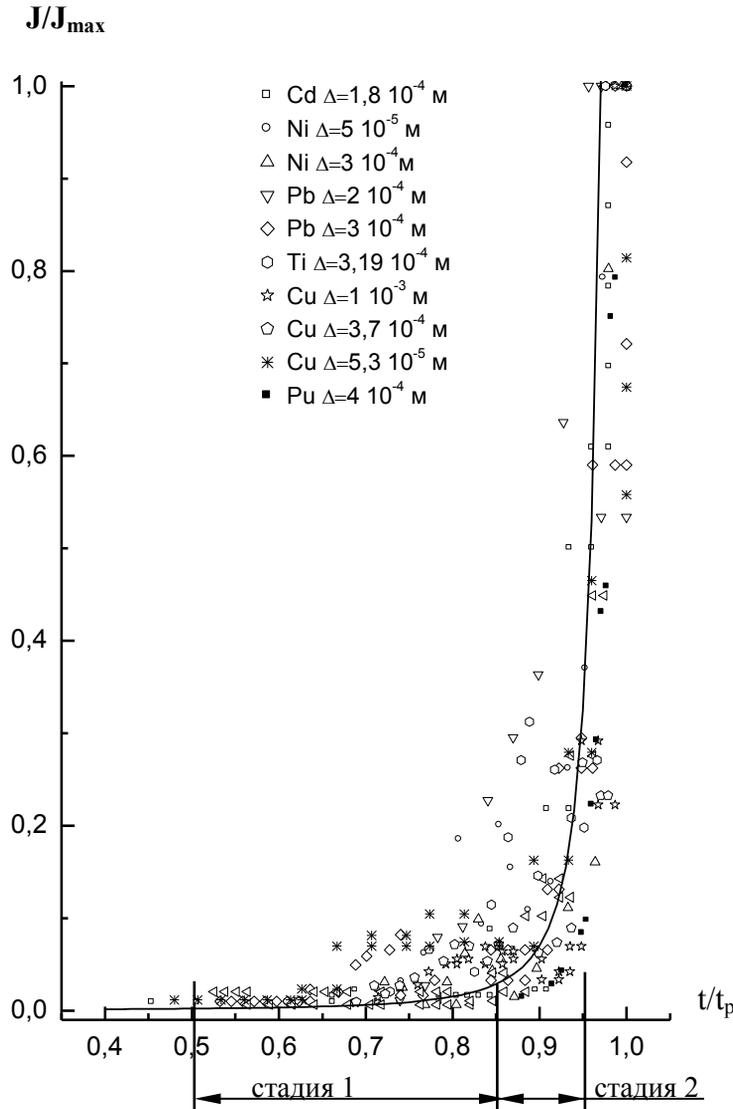


Рисунок 5. Скорость центрообразования ряда металлов разной толщины (Δ) в координатах t/t_p , $J(t) / J_{\text{max}}(t_p)$, маркеры – экспериментальные данные [1]

Данные, приведенные на рис. 5 показывают, что долговечность складывается из стадии ожидания появления центров разрушения $t_{ож}$ (стадия 1) и времени t_k кластеризации (стадия 2) каскада центров разрушения, когда возникает связность в системе центров разрушения, и возникает перколяционный кластер [1], причем $t_{ож} \gg t_k$. В силу этого соотношения определение времени $t_{ож}$ дает оценку временной границы сохранения функциональных свойств металлов, находящихся в экстремальных условиях. Учитывая это соотношение, можно предположить, что на стадии

ожидания кластера центров разрушения применим формализм теории вероятностей (процессы возникновения центров разрушения независимы).

Данные, приведенные на рис. 5, для различных металлов в диапазоне долговечности $t \sim 10^6 - 3 \cdot 10^{10}$ с аппроксимируются функцией вида

$$J_i(t) \sim A \exp\left(\frac{t}{t_p} \cdot B\right)^{0,2} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_p}\right)^{-2,2}, \quad (4)$$

где $A, B - \text{const}$.

Первый множитель описывает скорость центрообразования на первой стадии, когда плотность центров разрушения мала и они не взаимодействуют друг с другом – ослабленная экспонента. Второй множитель описывает скорость центрообразования в интервале $t \sim 0.9 t_p$ до t_p – режим с обострением. Вид функции $J(t)$ подобен виду функций, описывающих режимы с обострением, либо поведение систем вблизи критической точки. Таким образом, согласно (4), эффекты самоорганизации каскада центров разрушения носят пороговый характер.

Согласно выражениям (1, 2, 4) и данным, приведенным на рис. 1-5, соотношения временных зависимостей прочности в квазистатическом и динамическом диапазонах долговечности принципиально отличаются. В квазистатическом диапазоне долговечности зависимость времени разрушения от амплитуды приложенной нагрузки имеет экспоненциальный вид (см. выражение (1)), а в динамическом диапазоне долговечности степенной вид (см. выражение (2, 4)), что говорит о внутренней скейлинговой (масштабно-инвариантной) природе процесса.

Особенность процесса динамического разрушения в микросекундной области определяется тем, что процесс разрушения имеет пороговый характер, амплитуда пороговых импульсов зависит от длительности импульса, приводящего к разрушению и имеет место задержка начала разрушения [6, 7]. В нано- и субнаносекундной области долговечности процесс разрушения также имеет пороговый характер, и критическое значение амплитуды давления, приводящего к разрушению, зависит от длительности воздействия [1].

Согласно теории подобия [9], если количественные характеристики физических процессов, выраженные в безразмерных переменных равны, то это говорит о физическом подобии поведении систем. Т.е., любые количественные соотношения, полученные для конкретного явления, могут быть распространены на другие подобные явления, если их представить в относительной (безразмерной) форме. Равенство количественных характеристик, представленных в относительных величинах, являются подобными при переходе к абсолютным величинам.

Существует понятие геометрического подобия, подобия полей $\varphi(x, y, z)$ (поле температуры, концентрации, потенциала среды), когда их величины связаны соотношением

$$\varphi'(x', y', z') = c_\varphi \varphi(x, y, z),$$

где c_φ - множитель подобия.

От понятия подобия полей можно перейти к понятию подобия процессов, если в сходные моменты времени выполняется условие $\varphi'(x', y', z', t') = c_\varphi \varphi(x, y, z, t)$; $x' = cx$, $y' = cy$, $z' = cz$, $t' = ct$, c – коэффициенты подобия.

Выражения (2, 4) и данные, приведенные на рис. 2, 4-6, обладают признаками основных положений теории подобия [9].

Существует несколько видов распределения вероятностей величин, характеризующие различные физические процессы. Наиболее распространенные – это экспоненциальное распределение $P(x) \sim e^{-x/x_0}$ – (1), нормальное (Гауссово) распределение $P(x) \sim \exp\left\{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right\}$ – (2),

степенное распределение $P(x) \sim x^{-\alpha}$ – (3), где x_0, α - параметры распределения, σ - дисперсия, m – математическое ожидание (см. рис. 6).

Экспоненциальное распределение описывает, например, распределение молекул газа по энергиям. Нормальному распределению подчиняются величины, получающиеся при сложении большого числа независимых случайных слагаемых.

Примером степенного распределения на рис. 6 является распределение каскадов центров разрушения в различных металлах, полос скольжения кристаллической решетки, продуктов диспергирования.

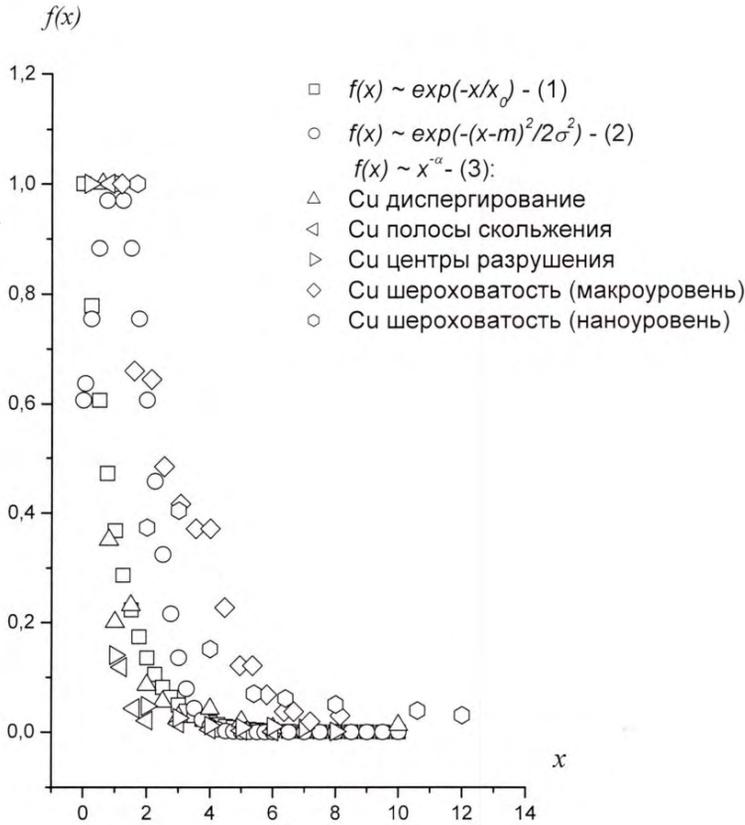


Рисунок 6. Распределение вероятностей величин, характеризующие различные физические процессы

Разница между нормальным и степенным распределением носит принципиальный характер. Если статистика системы описывается нормальным распределением, то 99,7 % событий отклонятся от среднего значения не более чем на 3σ (так называемое правило трех сигм), а вне диапазона 5σ находятся всего лишь 10^{-6} событий. Поэтому можно пренебречь редкими событиями вне интервала 3σ .

При степенном распределении плотность вероятности на “хвостах” распределения существенно больше, чем при нормальном распределении и редкими событиями пренебречь нельзя, например, частота f столкновений метеоритов с Землей, как функция их диаметра D подчиняется степенному распределению $f(D) \sim D^{-\alpha}$. При увеличении диаметра метеорита с 1 метра до 100 метров частота столкновения с Землей уменьшается с одного события в год до 10^{-4} событий в год [10].

Распределение метеоритов по размерам, которые возникают при фрагментации небесных тел, подчиняется степенному закону, Земля в данном случае играет роль преграды.

Рассмотрим, как ведут плотности вероятностей величин, распределенных по экспоненциальному $P(x) \sim e^{-x/x_0}$ – (1), нормальному $P(x) \sim \exp\left\{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right\}$ – (2), и степенному $P(x) \sim x^{-\alpha}$ – (3) законам, с различными представлениями данных по осям.

На рис. 6-8 приведен типичный вид плотности вероятности величин, распределенных в соответствии с экспоненциальным, нормальным и степенным законами с различными представлениями данных по осям. На рис. 6 график 1 позволяет сравнить скорость уменьшения плотности вероятности для хвостов распределений. На рис. 7 графики в полулогарифмическом масштабе по оси ординат, нормальное (1) и экспоненциальное (2) распределение соответственно представляются в виде параболы и прямой.

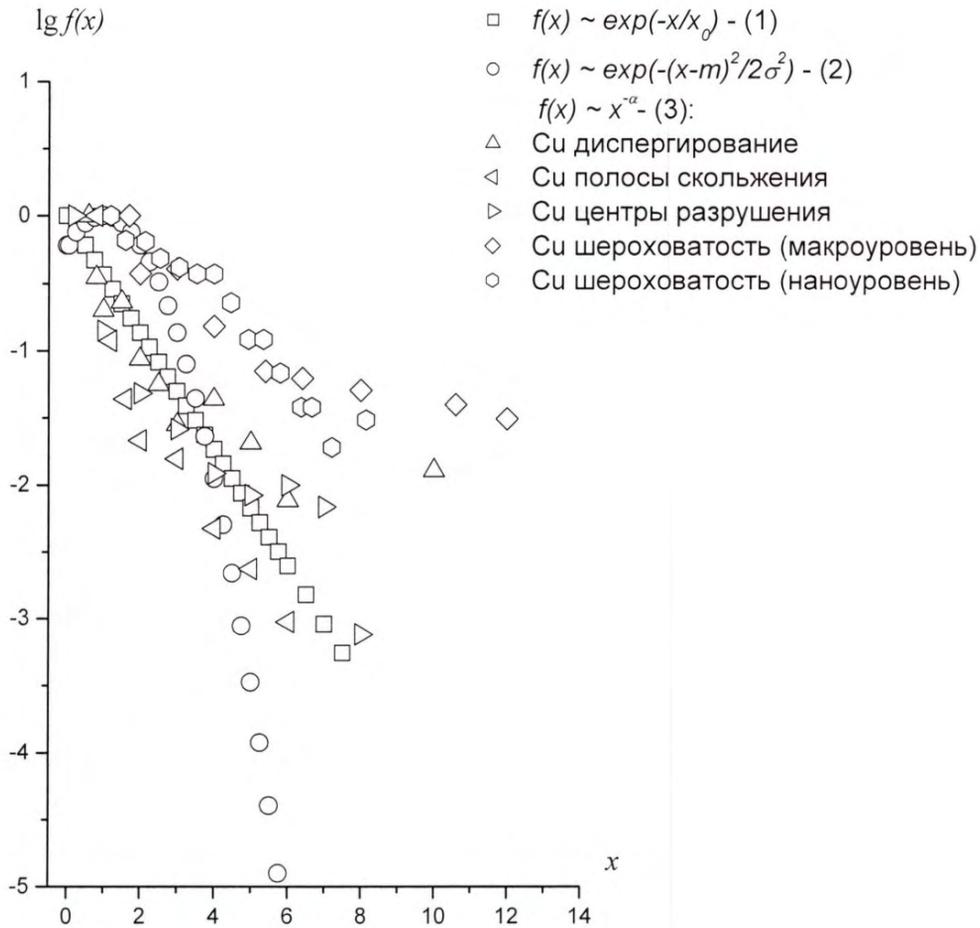


Рисунок 7. Распределение вероятностей величин, характеризующие физические процессы в полулогарифмическом масштабе

На рис. 8 (двойной логарифмический масштаб) степенной закон распределения (3) имеет вид прямой, что говорит о скейлинговом поведении, т.е., об отсутствии выделенных линейных масштабов.

Для построения графика нормального распределения математическое ожидание m и дисперсия σ выбирались равными единице, $x \in [0 \div 10]$; для экспоненциального распределения $x \in [0 \div 10]$.

Природа степенных законов распределения определяется взаимосвязью релаксационных процессов на различных масштабно-временных уровнях. Вероятность события $P(x)$ от величины x имеет вид $P(x) \sim x^{-\alpha}$ на графике в координатах $\lg x, \lg P(x)$ будет лежать на одной прямой для всех значений x .

Зависимость времени разрушения от амплитуды приложенной нагрузки при двух способах импульсного нагружения твердых тел различной природы имеет степенной вид. Это говорит о скейлинговой природе процесса разрушения в микросекундном - субнаносекундном диапазонах неравновесных состояний.

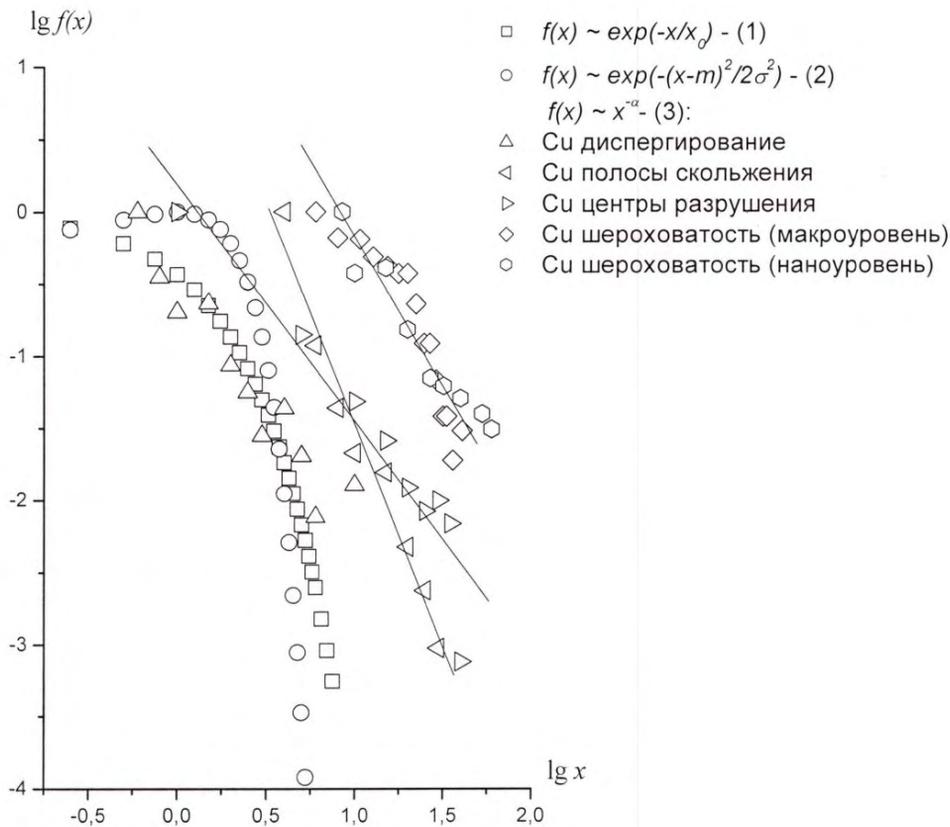


Рисунок 8. Распределение вероятностей величин, характеризующие физические процессы в двойном логарифмическом масштабе

Вышеизложенное определяет возможность прогнозирования неисследованных твердых тел в микро-, нано- и субнаносекундном диапазонах неравновесных состояний.

Список литературы

1. Кошелева Е.В., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Учаев А.Я. Общие закономерности иерархических релаксационных процессов в металлах при воздействии импульсов проникающих излучений: монография - Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. – 211 с.
2. Регель В.Р., Слущкер А.И., Томашевский Э.И. Кинетическая природа прочности твердых тел. Москва: Наука, 1974. – 560 с.
3. Илькаев Р.И., Пунин В.Т., Учаев А.Я., Новиков С.А., Кошелева Е.В., Платонова Л.А., Сельченкова Н.И., Юкина Н.А. Временные закономерности процесса динамического разрушения металлов,

- обусловленные иерархическими свойствами диссипативных структур – каскада центров разрушения // ДАН, 2003, том 393, № 3. – С. 326-331.
4. Кинетика динамического разрушения металлов в режиме импульсного объемного разогрева. Бонюшкин Е.К., Завада Н.И., Новиков С.А., Учаев А.Я. – Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998. – 275с.
 5. Новиков С.А. Прочность при квазистатическом и ударно-волновом нагружении // ФГВ, 1985, № 6. – С. 77-85.
 6. Krivosheev, S.I. , Korovkin, N.V., Slastenko, V.K., Magazinov, S.G. Destruction of brittle materials by microsecond pressure pulses at their formation by magnetic pulse method // Int. Journal of Mechanics, 2015, Vol. 9. – P. 293-299.
 7. Krivosheev S.I. and Magazinov S.G. Irreducible specific energy of new surfaces creation in materials with crack-type macro defects under pulse action // Journal of Physics: Conference Series 774, 2016. – P. 1-8.
 8. Kosheleva E.V., Krivosheev S.I., Sel'chenkova N.I., Uchaev A.Ya. Substantiation of the Possibility of Predicting Behavior of Solids under Extreme Conditions at Various High-Intensity Impacts // Physics of Atomic Nuclei, 2017, Vol. 80, No. 9. – P. 1620–1626.
 9. Гухман А.А. Введение в теорию подобия. Изд. 2-е, доп. и переработан. Учеб. Пособие для вузов. – Москва: Высшая школа, 1973. – 296 с.
 10. Федер Е. Фракталы: Пер. с англ. – Москва: Мир, 1991. – 254 с.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ**PLENARY TALKS**

Ударное воздействие как ключевой способ пребиотических синтезов на основе водно-формамидных систем

В.Г. Штырлин, В.А. Борисенок, Н.Ю. Серов, В.Г. Симаков, В.А. Брагунец, С.А. Кошкин, И.Р. Трунин, И.А. Терешкина, М.С. Бухаров, Э.М. Гилязетдинов, А.В. Захаров, Е.Е. Шестаков 5

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ФИЗИКА ДЕТОНАЦИИ**ENERGETIC MATERIALS AND PHYSICS OF DETONATION**

Расчетная оценка физико-химических и взрывчатых характеристик и интерпретация области существования взрывчатых веществ в многомерных пространствах их свойств

А.С. Смирнов, М.М. Кукля 17

О "преимуществах" детонационного горения и о реализации стационарных течений с детонационной волной в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей

А.Н. Крайко, Х.Ф. Валиев, А.Д. Егорян 24

About "Advantages" of Detonation Combustion and Realization of Stationary Flows with Detonation Wave in The Combustion Chambers of Air-Breathing Jet Engine

A.N. Kraiko, H.F. Valiev, A.D. Egoryan 32

Энергоемкие нанокристаллические материалы

З.А. Мансуров, М.К. Атаманов, М. Елеуов, М.А. Сейтжанова 40

О зависимости детонационной способности смесового ВВ на основе гексогена от структуры взрывчатого наполнителя

М.Ю. Батьков, Д.В. Мильченко, С.Е. Гришина, Н.Н. Титова, С.А. Вахмистров, В.А. Бурнашов, А.И. Пятойкина 45

Кинетическая модель термического жидкофазного разложения пластифицированного тэна

П.С. Белухина, С.А. Вахмистров, С.Э. Гребенникова, Н.А. Мирошниченко, Д.А. Кащеев, А.А. Старостина, Ю.В. Шейков 53

An Elementary Model for Fast Detonations in Tubular Charges

Irina Brailovsky, Leonid Kagan, Peter Gordon, Gregory Sivashinsky 61

Модель неидеальной детонации для оценки критического диаметра по средней скорости реакции в детонационном фронте

С.Г. Андреев 62

Non-Ideal Detonation Model for Evaluating a Critical Diameter According to Average Reaction Rate in a Detonation Front

S.G. Andreev 67

Влияние добавок и дисперсности кристаллов октогена на интенсивность развития процесса его горения

Е.В. Халдеев, С.Н. Баранов, Д.А. Пронин, Ю.М. Сустаева, О.В. Шевлягин 73

Кинетическая модель ударноволнового инициирования детонации гетерогенных ВВ с учётом разогрева очагов <i>В.Н. Князев, Р.А. Воронков, Е.Н. Богданов, Е.В. Рычагов, А.В. Родионов</i>	82
Использование метода тонких преград для исследования кинетики разложения ВВ вблизи фронта детонации <i>В.И. Таржанов, А.В. Воробьёв, А.Н. Еськов, Д.П. Кучко, М.А. Ральников, Р.В. Комаров</i>	88
Thin Barrier Method Used to Study Kinetics of HE Decomposition near the Detonation Front <i>V.I. Tarzhanov, A.V. Vorobiev, A.N. Eskov, D.P. Kuchko, M.A. Ralnikov, R.V. Komarov</i>	93
Лазерное инициирование светочувствительного взрывчатого состава на основе гексогена по поверхности площадью ~ 1000 мм² <i>Н.П. Хохлов, Н.А. Понькин, И.А. Лукьяненко, А.В. Руднев, О.М. Луковкин, Ю.В. Шейков, С.М. Батьянов</i>	98
Об особенностях процесса передачи детонации в воздушной и водной средах при взрыве гремучего газа, заключенного в упругую оболочку <i>В.А. Васекин, Д.В. Гелин, Н.Д. Гелин, Д.А. Лысов, В.А. Марков, М.В. Маркова, А.В. Петюков, М.Ю. Сотский</i>	108
On the Specifics of Detonation Transfer in Air and Water in the Case of Explosion of Oxyhydrogen Contained in an Elastic Shell <i>V.A. Vasekin, D.V. Gelin, N.D. Gelin, D.A. Lysov, V.A. Markov, M.V. Markova, A.V. Petyukov, M.Yu. Sotskiy</i>	113
Experimental Study on the Reaction Evolution of Pressed Explosives in Long Thick Wall Cylinder Confinement <i>Hu Haibo, Li Tao, Wen Shanggang, Qiu Tian, Fu Hua, Shang Hailin</i>	117
Особенности инициирования и распространения детонации в цилиндрическом заряде из ТАТБ <i>А.В. Ерастов, К.Н. Панов, В.Б. Титова, М.О. Ширишова, П.В. Забусов, Н.А. Володина, М.Н. Кирюхина</i>	121
Метод калориметрии детонационных наноалмазов <i>А.Л. Верещагин, Н.В. Бычин, Е.А. Петров</i>	128
Method of Detonation Nanodiamonds Calorimetry <i>A.L. Vereshchagin, N.V. Bychin, E.A. Petrov</i>	133
Зависимость величины преддетонационного участка в образцах из флегматизированного октогена от скорости и размера сферического ударника <i>Г.В. Белов, А.А. Седов, И.В. Олейников, Н.И. Шустова, А.В. Кудашов, А.В. Шишканов, Е.С. Митин, Г.А. Козлов, И.Н. Порошин, М.А. Тяпин, А.Н. Тюрин, А.М. Груздев</i>	137
Критический диаметр детонации пластичных ВВ на основе смесей различных марок гексогена <i>Д.В. Мильченко, А.И. Пятойкина, М.Ю. Батъков, А.В. Бессонова, В.А. Бурнашов, Н.Н. Титова, С.А. Вахмистров</i>	145
Гипотеза активационного процесса распада молекул при детонации <i>Д.В. Мильченко, В.М. Бельский</i>	149
Адиабатическое расширение и ударно-волновое сжатие продуктов взрыва пластифицированного октогена <i>Е.Н. Богданов, В.И. Буренин, С.Г. Губачева, Д.Н. Замотаев, А.М. Ивин, Г.А. Козлов, Д.В. Крючков, А.Н. Малышев, Е.С. Митин, А.А. Окинчи, А.В. Родионов, А.А. Седов, В.И. Скоков, А.В. Цветков, М.Е. Шаврин</i>	153
Константы радиолiza пластифицированных октогена и ТАТБ при нейтронном облучении <i>А.М. Злобин, Т.Е. Кирсанова, Д.А. Кащеев, С.Э. Гребенникова, Ю.В. Шейков, С.А. Вахмистров, Н.Я. Сысов, А.А. Десяткин, А.М. Пичугин, К.В. Лизунов</i>	159
Propagation of Reactive Cracks in Pressed HMX-Based PBX and Reaction Violence of Explosive System in Thick Wall Confinement <i>Hu Haibo, Guo Yingwen, Li Tao, Fu Hua, Shang Hailin, Wen Shanggang, Qiu Tian, Yu Hong</i>	166
О детонации взрывчатых смесей тэна с гидрокарбонатом натрия <i>И.А. Спириин, Д.А. Пронин, А.А. Седов, Е.С. Митин, О.В. Шевлягин, С.А. Вахмистров</i>	172

Кинетическая модель термического разложения пластифицированного ВВ БТФ*П.С. Белухина, С.А. Вахмистров, С.Э. Гребенникова, Н.А. Мирошниченко, А.А. Старостина, Ю.В. Шейков* 180**Влияние конструктивных зазоров на порог взрывчатого превращения ВВ на основе октогена при ударно-волновом нагружении металлическим ударником***С.Ю. Седов, Е.А. Степанов, В.Г. Симаков, А.И. Кондрашенко, В.Б. Вершинин, З.В. Танаков, П.И. Левашов, Е.В. Ботов, В.Н. Хворостин* 187**Использование метода акустической эмиссии для изучения процессов разрушения деталей из пластифицированного октогена с разной дисперсностью***М.С. Никифорова, Е.Н. Костюков, С.А. Вахмистров* 197**УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ****EQUATIONS OF STATE AND PHASE TRANSITIONS****База данных ТЕФИС по свойствам веществ при экстремальных условиях***А.А. Белов, Н.Н. Калиткин, И.А. Козлитин* 203**Экспериментальное исследование уравнения состояния протия и дейтерия в области сверхвысоких давлений и низких температур***Г.В. Борисков, А.И. Быков, Н.И. Егоров, М.В. Жерноклетов, В.Н. Павлов, И.С. Стрелков, О.М. Сурдин, В.И. Тимарева, С.И. Белов* 209**Уравнение состояния CHON взрывчатых веществ***М.А. Бирюкова, Д.В. Петров, А.Ю. Гармашев, А.К. Музыря, Ю.М. Ковалёв, Е.Б. Смирнов, А.В. Станкевич, Е.С. Шестаковская, Л.Х. Бадретдинова* 223**Equation of State of CHON Explosives***M.F. Biriukova, D.V. Petrov, A.Yu. Garmashev, A.K. Muzyria, Yu.M. Kovalev, E.B. Smirnov, A.V. Stankevich, E.S. Shestakovskaya, L.H. Badretdinova* 228**Experimental Study of the Residual Strong Nuclear Interaction Via Renormalization of the Elementary Excitations Energy of Solids***V.G. Plekhanov* 233**Определение скорости звука за фронтом ударных волн во фторопласте и эпоксидной смоле***Ф.И. Тарасов, Е.Б. Смирнов, А.Ю. Николаев, Р.Н. Канунников, Д.Т. Юсупов, В.В. Малёв, А.С. Лобачёв, К.С. Сидоров, Д.В. Мухин* 238**Sound Velocity Determination behind Shock Front in Fluoroplastic Material (PTFE) and Epoxy Resin***F.I. Tarasov, E.B. Smirnov, A.Yu. Nikolaev, R.N. Kanunnikov, D.T. Yusupov, V.V. Malyov, A.S. Lobachyov, K.S. Sidorov, D.V. Mukhin* 244**Фазовые превращения титана при динамических нагрузках***Д.Н. Замотаев, О.Н. Априлков, М.В. Жерноклетов, А.М. Ивин, Д.В. Крючков, Е.В. Кошатова, А.Е. Ковалев, Л.И. Канунова, С.И. Кирианов, А.Н. Малышев, А.Б. Межевов, М.Г. Новиков, А.М. Подурец, В.И. Скоков, М.И. Ткаченко, С.Н. Уланов* 249**Фазовые превращения и расщепление ударных волн в модели Я.Б. Зельдовича.****Сравнение с результатами описания полиморфных фазовых превращений в новом подходе**
И.В. Кузьмицкий 256**Результаты исследования особенностей ударноволнового пыления****металлов вблизи начала плавления в волне разгрузки**
А.В. Фёдоров, С.А. Финюшин, Е.А. Чудаков, Е.И. Бутусов, Д.А. Калашников 271**Диагностика плавления свинца методом металлографического анализа образцов сохраненных после ударноволнового нагружения и разгрузки***А.Н. Малышев, О.Н. Игнатова, Н.Ю. Илюшкина, В.И. Скоков, А.В. Шиманов, А.Б. Георгиевская, А.С. Соколова* 277

Эффект нелинейного экранирования в термодинамике комплексной плазмы с двумя сортами макроионов <i>И.А. Мартынова, И.Л. Иосилевский</i>	285
Микрополе и спектры лазерной плазмы <i>А.А. Белов, Н.Н. Калиткин</i>	288
Результаты исследований плазмы ударно-сжатого аргона с использованием микроволновой диагностики <i>Е.Н. Богданов, М.В. Жерноклетов, Г.А. Козлов, А.Б. Медведев, А.В. Родионов</i>	294
Неравновесный фазовый переход в ПММА на ударной волне. Уравнение состояния второй фазы ПММА при неравновесном фазовом превращении <i>И.В. Кузьмицкий</i>	302
Ударно-волновая сжимаемость газообразного дейтерия <i>Г.А. Козлов, Е.Н. Богданов, М.В. Жерноклетов, А.В. Родионов, М.Е. Шаврин, А.В. Федоров, Е.А. Чудаков, Д.А. Калашиников, И.С. Гнутов, А.О. Яговкин</i>	309
Результаты экспериментов по изоэнтропическому сжатию сплава ВМ 3-2 до сверхвысоких давлений <i>Г.В. Борисков, А.И. Быков, Н.И. Егоров, А.С. Коршунов, В.Н. Павлов, И.С. Стрелков, О.М. Сурдин, В.И. Тимарева, С.И. Белов</i>	315
Модель плавления вещества на ударной волне на основе уравнений фазового превращения. Плавление бериллия <i>И.В. Кузьмицкий</i>	321
Фазовое превращение при безударном сжатии железа. Результаты расчётов зарубежных экспериментов 2016 г. <i>И.В. Кузьмицкий</i>	329
 ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ И РЕОЛОГИЯ МАТЕРИАЛОВ, ДИНАМИКА КОНСТРУКЦИЙ DYNAMIC STRENGTH AND RHEOLOGY OF MATERIALS, DYNAMICS OF CONSTRUCTIONS	
Оценка условий в зоне контакта при взрывном обжатию двухслойных корунд / медь трубок <i>И.А. Балаганский, И.С. Батраев, В.Ю. Ульяницкий, А.В. Пластинин, А.А. Штерцер, О.А. Зимоглядова</i>	339
Результаты измерений скорости звука и коэффициента Пуассона в бериллии на ударной адиабате <i>Д.В. Крючков, В.И. Скоков, А.Н. Малышев, Д.Н. Замотаев, В.В. Барабин, Е.В. Кошатова, А.Н. Катыхов</i>	344
Флексоэлектрический эффект и ударная поляризация в полярных жидкостях <i>С.Ю. Седов, В.А. Борисёнок</i>	350
Исследование высокоскоростной деформации нержавеющей стали, изготовленной с помощью аддитивных технологий (3D принтер), методом составных стержней Гопкинсона <i>А.Ю. Гармашев, С.М. Долгих, Е.Б. Смирнов, Е.А. Петухов, А.И. Клёнов, К.С. Сидоров, М.А. Шистириков, Д.Т. Юсупов, З.И. Завьялов, А.А. Борцов</i>	356
Investigating High-Rate Deformation of Stainless Steel Made by Additive Fabrication (3D Printer) Using Split Hopkinson Pressure Bars Technique <i>A.Yu. Garmashev, S.M. Dolgikh, E.B. Smirnov, E.A. Petukhov, A.I. Klionov, K.S. Sidorov, M.A. Shistikov, D.T. Yusupov, Z.I. Zavialov, A.A. Bortsov</i>	361
Развитие определяющих соотношений бериллия <i>О.Н. Игнатова, В.А. Раевский, О.Н. Апрельков, В.Н. Князев, М.А. Десятникова</i>	366
Результаты исследований диаграмм растяжения меди м1, алюминиевых сплавов АМг-6 и АМц по методу составного стержня Гопкинсона с применением галтельных образцов <i>В.А. Пушков, А.Н. Цибилов, А.В. Юрлов, А.А. Окинчи, Т.Г. Найданова</i>	371

Деформация металлической пластины под действием импульса магнитного поля сложной формы <i>Ю.Б. Кудасов, И.В. Макаров, В.В. Платонов, О.М. Сурдин, Д.А. Маслов, Р.В. Козабаранов, А.С. Коршунов, Е.Я. Попов, А.С. Светлов</i>	382
Откольное разрушение свинца после нагружения нестационарной ударной волной амплитудой ~ 60 ГПа <i>Е.В. Кошатова, Д.Н. Замотаев, А.Н. Катыхов, Д.В. Крючков, А.Н. Малышев, В.И. Скоков</i>	391
Деструктивные процессы – динамическое разрушение и диспергирование металлов – как критические явления <i>Е.В. Кошелева, Н.И. Сельченкова, С.С. Соколов, И.Р. Трунин, А.Я. Учаев</i>	397
Обоснование несущей способности взрывозащитной камеры для протонной радиографии <i>Д. В. Ханин, М. А. Сырунин, В. А. Чернов, А.И. Абакумов, В.Н. Князев, О.В. Медведев, Д.С. Миронов, С.А. Янков</i>	409
Реакция цилиндрических оболочек из сталей 09Г2С и 10ХСНД с продольными и кольцевыми сварными швами на взрывное нагружение <i>К.В. Ерофеев, М.А. Сырунин, В.А. Огородников, Д.В. Ханин</i>	419
Обоснование возможности прогнозирования поведения твердых тел в экстремальных условиях при различных видах высокоинтенсивного воздействия <i>Е.В. Кошелева, И.В. Романов, Н.И. Сельченкова, А.Я. Учаев</i>	426