

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ РАЗЛЕТАЮЩИХСЯ ПРОДУКТОВ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ ТРОТИЛА

Э. Р. Прууэл¹, Л. А. Мержиевский¹, К. А. Тен¹, П. И. Зубков¹,
Л. А. Лукьянчиков¹, Б. П. Толочко², А. Н. Козырев³, В. В. Литвенко³

¹Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
pru@hydro.nsc.ru, merzh@hydro.nsc.ru

²Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, 630090 Новосибирск

³Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Приводятся описание методики и результаты применения скоростной рентгеновской томографии для восстановления распределения плотности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ по данным измерений, проводимых с помощью синхротронного излучения. Данные, полученные для цилиндрического заряда диаметром 12.5 мм из прессованного тротила плотностью 1.6 г/см³, сравниваются с результатами решения соответствующей газодинамической задачи о стационарной детонации. Установлено качественное и удовлетворительное количественное согласие экспериментальных и расчетных результатов. Анализируются особенности использованной методики и полученного распределения. Указывается, что методика в целом и полученные результаты могут быть использованы для тестирования, уточнения известных и построения новых уравнений состояния продуктов детонации.

Ключевые слова: взрывчатые вещества, синхротронное излучение, детонация, распределение плотности.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на значительный объем накопленной информации, экспериментальному исследованию параметров стационарной детонации и разлета продуктов взрыва до сих пор уделяется большое внимание. Это связано как с появлением новых взрывчатых веществ (ВВ), так и с необходимостью уточнения и устранения неоднозначности в интерпретации имеющихся сведений для определения характеристик традиционных ВВ. Данные о разлете продуктов детонации используются для построения ударных адиабат, определения коэффициентов получивших широкое распространение полуэмпирических уравнений состояния, а также кинетики детонационного превращения. Разработан обширный арсенал экспериментальных методов, основывающихся на различных физических принципах. Как правило, исследования проводятся с плоскими одномерными детонационными волнами. В [1] предложено условное деление всех методов исследова-

ния детонационных процессов на «внешние» и «внутренние». Не останавливаясь на детальной характеристике всех используемых методов, отметим, что наиболее корректными из них являются «внутренние» невозмущающие (не вносящие возмущений в исследуемые процессы) методы, среди которых, по-видимому, наиболее полную информацию можно получить с помощью методов рентгеновской регистрации.

Рентгенографический метод исследования течения продуктов детонации применялся давно и неоднократно [2–5]. При этом он реализовывался и как возмущающий (при рентгенографическом измерении смещения помещенных в ВВ фольг), и как невозмущающий (при прямом получении рентгеновской фотографии) метод. Одним из параметров, который можно исследовать такими методами, является распределение плотности в исследуемом течении.

Обычно длительность экспозиции составляет доли микросекунды, а пространственное разрешение около 1 мм. Дополнительные трудности в интерпретацию получаемых данных вносит расходимость рентгеновских пучков, создаваемых точечными источниками. В работе [6] для генерации рентгеновского излучения

Работа выполнена при поддержке Интеграционного проекта СО РАН № 120, Молодежного проекта СО РАН № 18, Фонда поддержки ведущих научных школ (НШ-2073.2003.1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-03-32752, 06-02-17335).

применялись усовершенствованные источники, что позволило улучшить временное разрешение до 25 нс, а пространственное до 0.1 мм.

Современная техника ускорителей элементарных частиц позволяет создавать лучи различной природы с высокой проникающей способностью и уникальными пространственно-временными характеристиками, в том числе — практически параллельные. Поэтому применение такой техники является перспективным направлением принципиального улучшения пространственно-временных характеристик невозмущающих исследовательских методов диагностики гидродинамических течений. В исследовании ударно-волновых и взрывных процессов в конденсированных средах высокая проникающая способность лучей позволяет в некоторых случаях восстановить томографическими методами внутренние характеристики течения.

Из возможных вариантов разработки методов исследования детонационных процессов на основе излучений в настоящее время в стадии реализации находятся два: на основе протонных пучков и синхротронного излучения [7, 8]. Первые эксперименты, проведенные с помощью протонных пучков, описаны в [9, 10]. Они демонстрируют возможность применения протонной радиографии для исследования процессов в конденсированных ВВ. Значительно дальше удалось продвинуться в исследовании детонационных и ударно-волновых процессов с помощью синхротронного излучения [8, 11–13]. Здесь решен ряд задач по исследованию стационарной детонации, динамики формирования алмазных частиц, деформирования и разрушения инертных сред.

В представленной работе описывается метод и приводятся результаты применения синхротронного излучения для томографического исследования распределения плотности разлетающихся продуктов детонации конденсированных ВВ. Полученные данные сравниваются с результатами решения двумерной стационарной задачи о разлете продуктов детонации.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Использование синхротронного излучения (СИ) позволяет реализовать невозмущающий внутренний метод измерения пространственного распределения плотности продуктов детонации конденсированных ВВ. Детальное изложение методики исследования детонационных

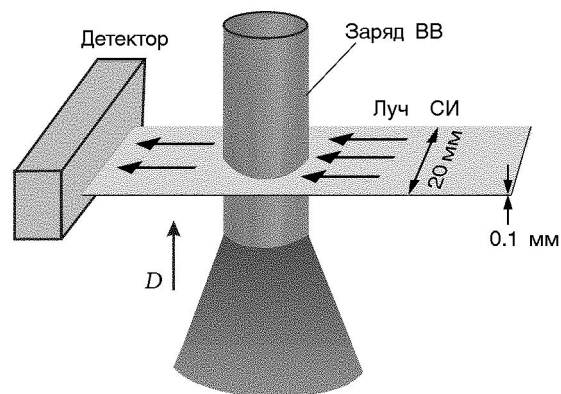


Рис. 1. Схема постановки экспериментов

и ударно-волновых процессов с помощью синхротронного излучения приведено в [8], поэтому здесь остановимся только на описании постановки экспериментов. Используемая схема (рис. 1) позволяет применить принципы рентгеновской томографии и восстановить распределение плотности в продуктах детонации.

Исследовались продукты детонации цилиндрического заряда прессованного тротила диаметром 12.5 мм и плотностью 1.6 г/см³, инициируемого с одного из торцов с помощью стандартного детонатора. Заряды имели длину 60 мм, достаточную для того, чтобы считать процесс детонации установившимся.

Область измерения (плоскость, перпендикулярная оси заряда) зондировалась сформированным плоским лучом СИ — пучком рентгеновского немонаохроматического излучения с длительностью вспышки 10^{-9} с и жесткостью $10 \div 30$ кэВ. Измеряемой величиной является интенсивность прошедшего и ослабленного взаимодействия с веществом луча СИ. Измерение распределения интенсивности прошедшего луча по радиусу осуществлялось с помощью линейного микрострипового газового детектора DIMEX (см. рис. 1), который состоит из 256 чувствительных элементов, расположенных с шагом 0.1 мм, и имеет возможность запоминать 32 кадра, следующих через 0.5 мкс при времени экспозиции ≈ 1 нс. Таким образом, результатом одного эксперимента является рентгеновское целевое «кино» продолжительностью 16 мкс с пространственной шириной исследуемой области ≈ 25 мм.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА ВЕЩЕСТВА НА ЛУЧЕ ПО ДАННЫМ ДЕТЕКТОРА

Традиционно для получения томографического изображения объекта необходима его съемка в нескольких ракурсах. Использование зарядов цилиндрической формы обеспечило осевую симметрию течения продуктов детонации, что позволило восстановить распределение плотности вдоль радиуса в наблюдаемом сечении заряда на основе информации, полученной при просвечивании только с одного ракурса. В предположении стационарности течения восстанавливается полное распределение плотности продуктов детонации (строится функция $\rho(r, z)$, где r, z — радиальная и осевая координаты).

В результате экспериментов получают распределения интенсивности излучения, прошедшего через исследуемый образец, по радиусу в различные моменты времени. Пример полученного распределения показан на рис. 2. На основании этих данных требуется определить зависимость плотности разлетающихся продуктов детонации от радиуса в конкретном сечении. В общем случае ослабление интенсивности определяется многофакторным взаимодействием излучения с веществом: зависимостью коэффициента поглощения от длины волны, упругим и неупругим рассеянием, ионизационными потерями, искривлением хода луча на границе заряд — воздух и внутри исследуемого образца на градиентах плотности и т. д. На результат дополнительно накладываются нелинейности детектора и его сложная спектральная чувствительность. В итоге даже при неполном учете всех факторов энергия, зафиксированная детектором от проходящего через

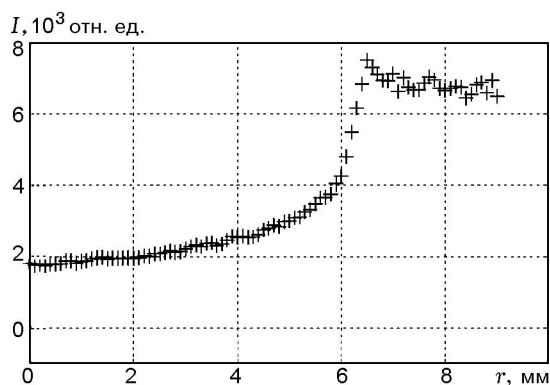


Рис. 2. Распределение интенсивности проходящего через образец излучения по радиусу

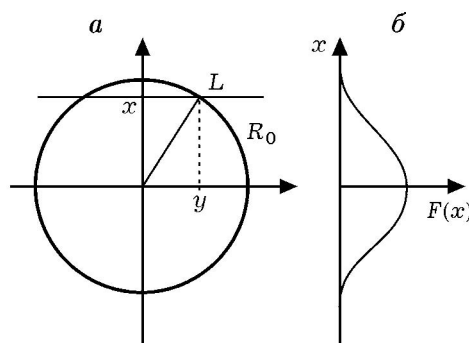


Рис. 3. Схема обработки результатов регистрации проходящего через образец излучения (x, y — координаты вдоль и поперек луча)

объект луча l , дается соотношением

$$J_l = \int_E D(E) J_{0l}(E) \exp \left(- \int_l \mu(r, E) dr \right) dE,$$

где E — энергия рентгеновского излучения, $J_{0l}(E)$ — плотность энергии рентгеновского источника вдоль луча l , $D(E)$ — коэффициент поглощения излучения с энергией E детектором, $\mu(r, E)$ — линейный коэффициент поглощения излучения с энергией E в точке r . Для дальнейшего упрощения задачи предполагаем, что степень ослабления прошедшего излучения зависит только от интеграла плотности по отрезку, занятому продуктами взрыва, а сам луч распространяется прямолинейно. Тогда, вводя в соответствии с рис. 3, а координаты x и y , имеем

$$\ln J_{0l} - \ln J_l(x, \lambda) =$$

$$\begin{aligned} &= a(\lambda) \int_{-\sqrt{R_0^2-x^2}}^{\sqrt{R_0^2-x^2}} \rho(\sqrt{x^2+y^2}) dy = \\ &= 2a(\lambda) \int_0^{\sqrt{R_0^2-x^2}} \rho(\sqrt{x^2+y^2}) dy, \end{aligned}$$

$a(\lambda)$ — коэффициент поглощения на длине волны λ ($a = \text{const}$ для монохроматического излучения). При известной функции $a(\lambda)$ задачу можно свести к решению уравнения

$$F(x) = \int_{-\sqrt{R_0^2-x^2}}^{\sqrt{R_0^2-x^2}} \rho(\sqrt{x^2+y^2}) dy,$$

где функция $F(x)$ (см. рис. 3, б) очевидным образом связана с $J_{0l}(\lambda)$, $J_l(x, \lambda)$ и $a(\lambda)$. Введя замену переменных $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, уравнение можно привести к виду

$$F(x) = \int_x^{R_0} \rho(r) \frac{2r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr, \quad (1)$$

где $\rho(r)$ — искомая зависимость плотности от радиуса, $F(x)$ — измеренная в эксперименте тень от цилиндра радиусом R_0 (см. рис. 2). Было показано [14], что дальнейшими преобразованиями решение задачи о восстановлении распределения плотности по радиусу дается формулой

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^1 \frac{x F(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx. \quad (2)$$

Таким образом, в рамках сформулированных предположений решение задачи о восстановлении плотности не представляет собой сложности в случае, когда $F(x)$ является гладкой дифференцируемой функцией. Реально эксперимент позволяет установить значения $F(x)$ в дискретном наборе точек, причем эти значения определяются с некоторой погрешностью. Особенно большие погрешности в решении уравнения (2) на основе экспериментальных данных связаны с неточностями определения входящей в (2) производной от $F(x)$. Так как получаемое таким образом распределение $\rho(r, z)$ сильно зависит от конкретных значений $F(x)$ и ее производной, то его аккуратное восстановление требует разработки и реализации сложных алгоритмов регуляризации массива экспериментальных данных и решения соответствующей обратной задачи. Для упрощения процедуры восстановления был предложен относительно простой расчетно-экспериментальный метод решения задачи в два этапа. На первом проводилось восстановление не самой плотности, а массы вещества на пути прохождения луча. Использовалось уже упоминавшееся предположение о

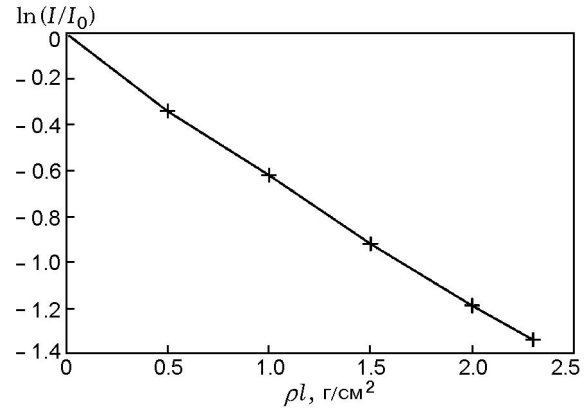


Рис. 4. Калибровочная зависимость для определения количества просвеченного вещества

том, что степень ослабления излучения зависит только от массы просвечиваемого вещества, т. е. считалось, что

$$F(x) = f\left(\int_0^L \rho(y) dy\right),$$

где неизвестная функция f определялась экспериментально. По данным экспериментов для каждого канала детектора строилась зависимость фиксируемой интенсивности от количества просвечиваемого вещества (тротила). Просвечивались однородные пластины разной толщины (3–5 измерений). Результаты определения функции показаны на рис. 4. Экспериментальные данные на плоскости $\{\ln(I/I_0), \rho l\}$ с хорошей точностью аппроксимируются параболой

$$\ln \frac{J_l}{J_{0l}} = -0.66\rho l + 0.03(\rho l)^2.$$

В первом приближении полученная зависимость с хорошей точностью может считаться линейной. Построенная таким образом калибровочная кривая использовалась для определения количества вещества на луче на основе измеренной интенсивности прошедшего излучения. Результат определения ρl по данным рис. 2 представлен на рис. 5. Проводя измерения в разных сечениях детонирующего заряда, описанным способом можно построить полное пространственное распределение величины $\rho l = \rho l(r, z)$. Такая поверхность для одного из проведенных экспериментов показана на рис. 6.

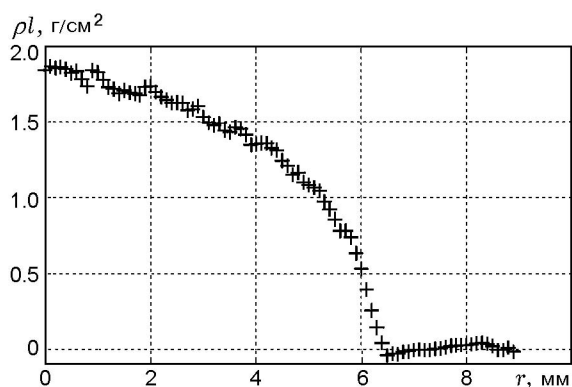


Рис. 5. Распределение количества просвеченного вещества по радиусу, восстановленное по калибровочной зависимости

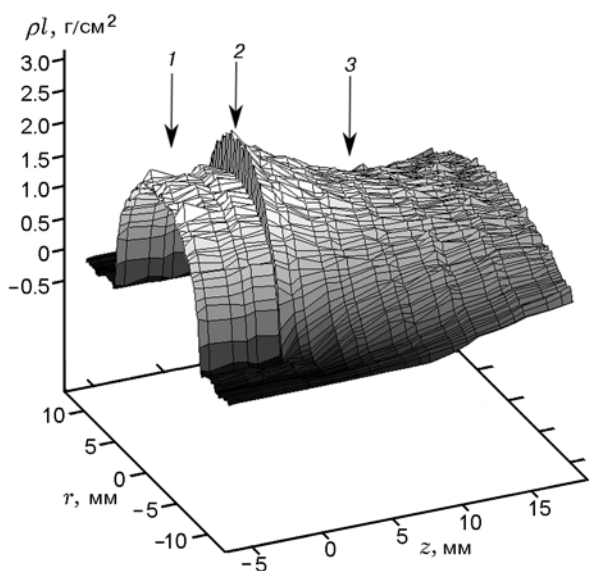


Рис. 6. Пространственное распределение количества просвеченного вещества:

1 — непрореагировавшее ВВ, 2 — фронт детонации, 3 — продукты детонации

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ В ПРОСТРАНСТВЕ

На втором этапе по полученным зависимостям $\rho l(r, z)$ проводилось восстановление распределения $\rho(r, z)$. Из общих представлений о газодинамике разлета продуктов детонации следует, что распределение параметров продуктов должно описываться гладкими функциями, поэтому они могут быть аппроксимированы некоторыми подходящими функциями, свободные параметры в которых вычисляются на основе принципа наилучшего описания экс-

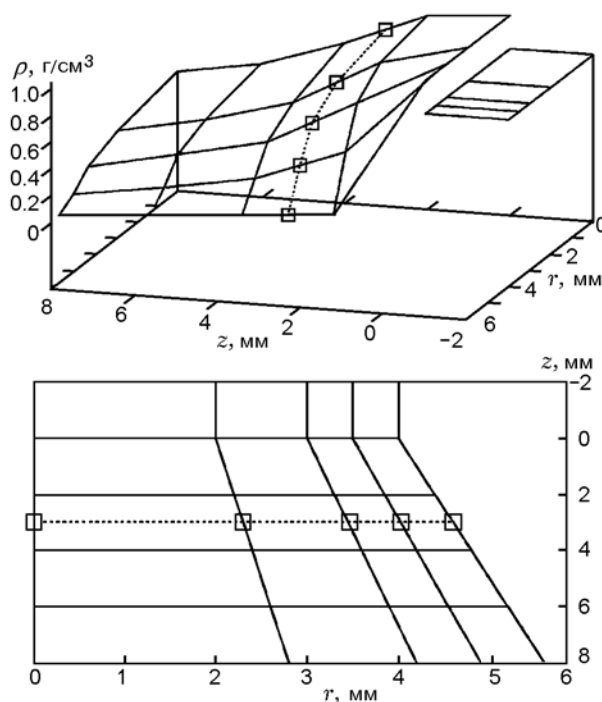


Рис. 7. Интерполяционная сетка для восстановления плотности:

квадратами обозначены точки, лежащие на одном луче ($z = \text{const}$)

периментальных данных. Исходя из сказанного распределение $\rho(r, z)$ искалось в виде кубического сплайна, проведенного через неравномерно расположенные узлы сетки, сгущающейся к максимальному радиусу разлета (рис. 7). Варьируемыми параметрами являются плотность в каждом узле, начальный радиус заряда и максимальный угол разлета продуктов детонации в системе фронта.

Плотность сетки по пространственной и временной координатам подбиралась так, чтобы узлов было достаточно для хорошего описания экспериментальных зависимостей $\rho l(r, z)$, а полученное решение было достаточно гладким. При восстановлении использовались сетки с количеством параметров $20 \div 40$. Выбор параметров осуществлялся на основе минимизации среднеквадратичного отклонения расчетных значений $\rho l(r, z)$ от экспериментальных. Минимум функции среднеквадратичных отклонений искался численно. Результаты восстановления распределения плотности представлены на рис. 8. На рис. 8, б, в дано геометрическое изображение одной и той же функции $\rho(r, z)$ в двух ракурсах, на рис. 8, а — про-

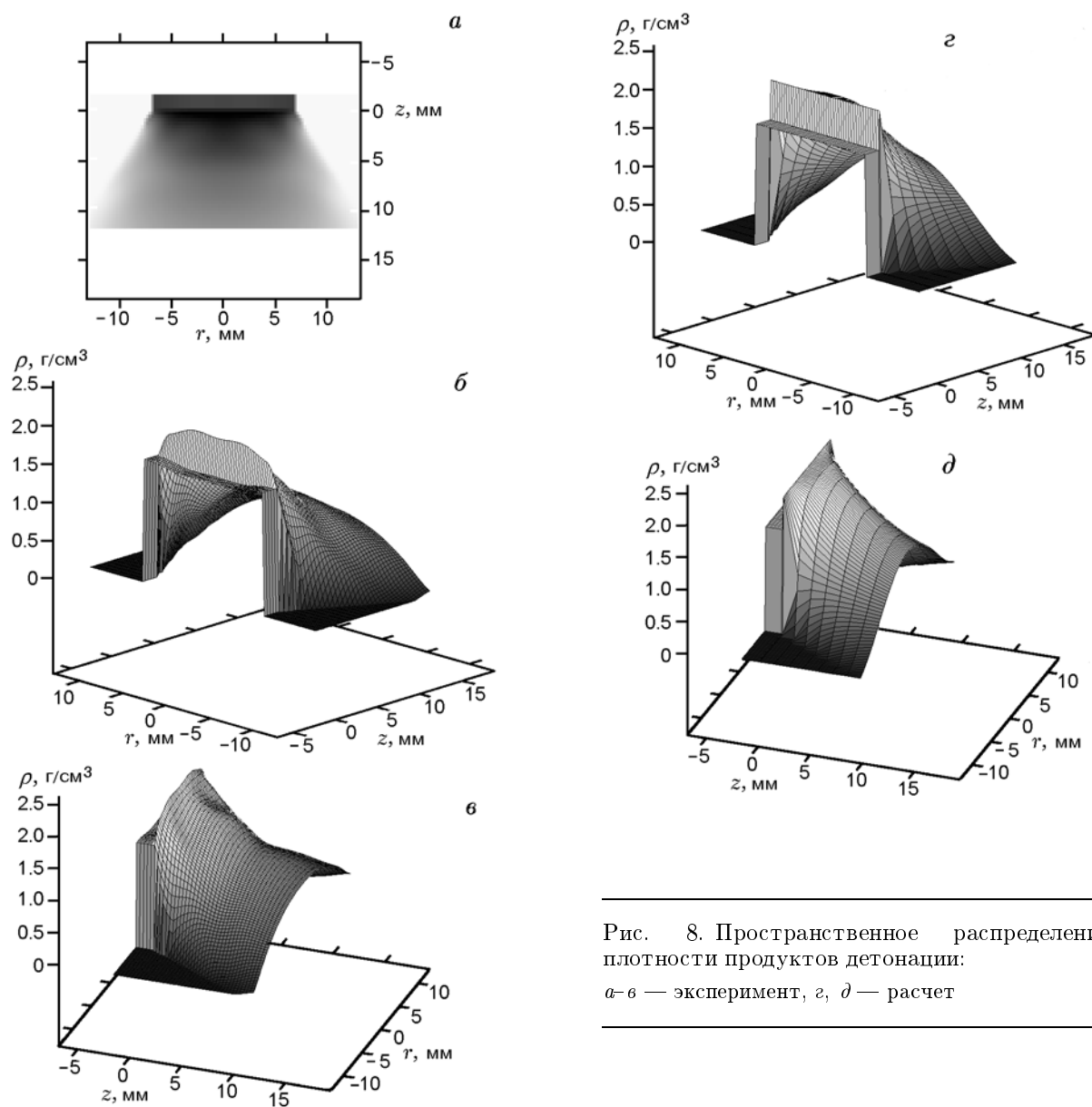


Рис. 8. Пространственное распределение плотности продуктов детонации:
a-в — эксперимент, *г, д* — расчет

екция этой же поверхности на пространственную плоскость. Последнее изображение эквивалентно мгновенной рентгеновской «фотографии» детонирующего заряда, полученной по обычной рентгеновской методике, например, в [4, 5]. На «фотографии» рис. 8, *a* четко выделяются граница разлетающихся продуктов и траектории боковых волн разрежения.

К достоинствам данного метода можно отнести возможность использования для построения функции, описывающей пространственное распределение плотности, информации с разных по времени слоев, в том числе объединять данные различных экспериментов. В частно-

сти, объединение в одном из случаев данных трех опытов повысило обоснованность фиксируемых параметров со статистической точки зрения и улучшило их временное разрешение. Свойства построенной функции распределения позволяют доверять ее экстраполяции на некоторую область значений координат, находящуюся за пределами области экспериментального наблюдения.

Предложенная методика позволяет получать информацию о распределении плотности в области детонационного превращения и разлета продуктов, однако при существующих в данное время возможностях генерации пучка и параметрах детектора не удастся получить на-

дежные данные о зоне химической реакции. Измерение распределения плотности в зоне химической реакции явилось предметом отдельного исследования. Оценки описанных измерений показывают, что временное разрешение вдоль оси заряда с использованием совмещения данных нескольких опытов составляет ≈ 0.2 мкс (1.4 мм). Пространственное разрешение по радиусу соответствует шагу сетки, выбранной для восстановления плотности. Точность определения границ заряда и области разлета продуктов детонации ≈ 0.2 мм. Точность определения плотности ± 0.2 г/см³, а в области малых градиентов и большой статистики увеличивается до ± 0.1 г/см³.

ЗАДАЧА О РАЗЛЕТЕ ПРОДУКТОВ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ

Рассмотрим задачу о разлете продуктов стационарной детонации с торца цилиндрического заряда ВВ в вакуум, решавшуюся ранее с целью изучения асимптотического поведения параметров продуктов [15]. Пренебрежем конечностью зоны реакции, реальной кривизной фронта детонации (поверхности Чепмена — Жуге) и будем считать поверхность Чепмена — Жуге плоской вплоть до границы заряда. С точки зрения газодинамической постановки эта задача эквивалентна задаче о сверхзвуковом истечении струи.

В системе координат, движущейся со скоростью детонации, течение описывается системой уравнений

$$\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (r\rho u) = 0,$$

$$u^2 + v^2 + 2h(\rho) = \text{const} = U^2,$$

где z, r — продольная и радиальная координаты, u, v — соответствующие компоненты вектора скорости, $h(\rho)$ — энтальпия, U — предельная скорость разлета. Расчетная область изображена на рис. 9, где AO — звуковая поверхность, AB — предельная линия тока, Oz — ось симметрии. Граничные условия имеют вид: $z = 0, 0 \leq r \leq r_0: u = D, v = 0, \rho = \rho_{\text{чж}}$; $z > 0, r = 0: v = 0$. В окрестности точки $z = 0, r = r_0$ реализуется течение Прандтля — Майера.

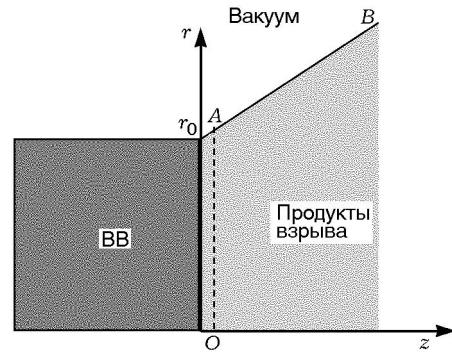


Рис. 9. Расчетная область для задачи о разлете продуктов детонации

Продукты детонации полагаются идеальным политропным газом с постоянным показателем политропы γ . В этом случае предельная линия тока прямолинейна и направлена под углом

$$\Theta_{lim} = \frac{\pi}{2} \left(\sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - 1 \right).$$

Для решения поставленной задачи о сверхзвуковом течении газа необходимо по начальным данным, заданным на звуковой поверхности (плоскости Чепмена — Жуге), рассчитать параметры течения в некоторой окрестности AO , принадлежащей рассматриваемой области. При этом в окрестности точки $z = 0, r = r_0$ искомое решение должно сшиваться с решением задачи Прандтля — Майера. Оба предварительных шага в расчетах проводились по методу, описанному в [15]. Основная задача решалась численно одним из вариантов метода характеристик. Пример результатов расчета при $\gamma = 3.1$ в форме поверхности $\rho(r, z)$ показан на рис. 8, з, д (те же ракурсы, что и для экспериментальных поверхностей).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Одновременно с получением данных, необходимых для нахождения распределения плотности, в проведенных экспериментах фиксировалась эволюция профиля детонационной волны. Это позволило определить скорость распространения детонации D . Оказалось, что $D = 6.95 \pm 0.05$ км/с. Как уже упоминалось, описанная реализация метода не позволяет решать параметры течения в зоне химического превращения. Показатель адиабаты, вычис-

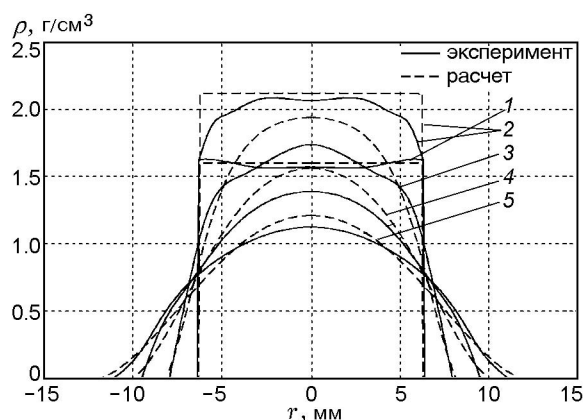


Рис. 10. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений плотности по радиусу на разных расстояниях l от фронта детонационной волны:

1 — $l = -2.4$ мм (непрореагировавшее ВВ), 2 — $l = 0$ (фронт детонации), 3 — $l = 2.4$ мм, 4 — $l = 4.8$ мм, 5 — $l = 7.2$ мм

ленный по максимальному значению измеренной в экспериментах плотности продуктов, которое полагалось равным значению плотности в плоскости Чепмена — Жуге, равнялся $\gamma = 2.9 \div 3.2$. Обе величины согласуются с данными для прессованного тротила при таком же значении начальной плотности, приведенными, например, в [16, 17].

Полученное в экспериментах распределение плотности приведено на рис. 8, *a–в* в форме поверхности $\rho(r, z)$ и проекции этой поверхности на плоскость (r, z) . Рассчитанные зависимости $\rho(r, z)$ представлены на рис. 8, *г, д*. Несмотря на упрощенную постановку газодинамической задачи (предположение об адиабатичности продуктов детонации с постоянным показателем адиабаты), визуальное сравнение экспериментальных данных с расчетными показывает их хорошее качественное согласие. Более корректное количественное сравнение проводится на рис. 10 и 11. На первом из них даны радиальные распределения плотности на различных фиксированных расстояниях от фронта детонации. Отличие экспериментальных данных от расчетных не превышает 10 %, что можно считать вполне удовлетворительным согласием, особенно если принять во внимание приближенную постановку решаемой задачи. Вместе с тем следует указать на отличие в поведении экспериментальных зависимостей от расчетных вблизи границ заряда. На экспериментальных кривых наблюдается неко-

торое возрастание или замедление темпа убывания плотности в этой области. Представляется, что это связано не с реальным немонотонным распределением плотности, а является следствием отклонения излучения от первоначального направления на краю заряда. Эта особенность применяемой методики проявляется на распределениях проходящего излучения при просвечивании еще не детонирующего цилиндрического заряда (1 на рис. 10). В пользу такой трактовки наблюдаемого эффекта говорит и то обстоятельство, что он убывает и почти полностью исчезает по мере увеличения радиуса разлета продуктов.

На рис. 11 сравниваются расчетные и экспериментальные распределения плотности вдоль оси заряда при различных фиксированных значениях радиуса. Распределения по этой координате фигурируют в решениях одномерных задач, применяющихся для оценки параметров течения продуктов детонации [18–20]. Наиболее сопоставимыми с такими одномерными решениями являются данные рис. 11, *a* — распределение параметров на оси заряда. По классической модели детонации в плоской детонационной волне за стационарной зоной химической реакции следует автомодельная волна разрежения [18, 21]. В этом случае зависимости, приведенные на рис. 9, *a*, должны быть близки к линейным (линейные при $\gamma = 3$, степенные с показателем $2/(\gamma - 1)$ при других значениях γ). Расчетная кривая действительно начиная с $z > 2$ мм близка к линейной зависимости. Характер экспериментальной кривой в меньшей степени соответствует линейному распределению плотности вдоль координаты.

Как установлено в экспериментах, реальные параметры установившейся детонации, относимые к плоскости Чепмена — Жуге, и ширина самой зоны химической реакции могут существенно меняться в зависимости от условий эксперимента [3]. Анализ приводит к выводу, что постулированная в модели детонации структура детонационной волны может достигаться только асимптотически, а в реальных условиях осуществляется нестационарный процесс, в котором ширина зоны химической реакции непостоянна, а плоскость Чепмена — Жуге перемещается относительно ударного скачка. Показано также [22], что влияние нестационарности зоны химической реакции на параметры течения продуктов детонации ограничивается областью порядка пяти характер-

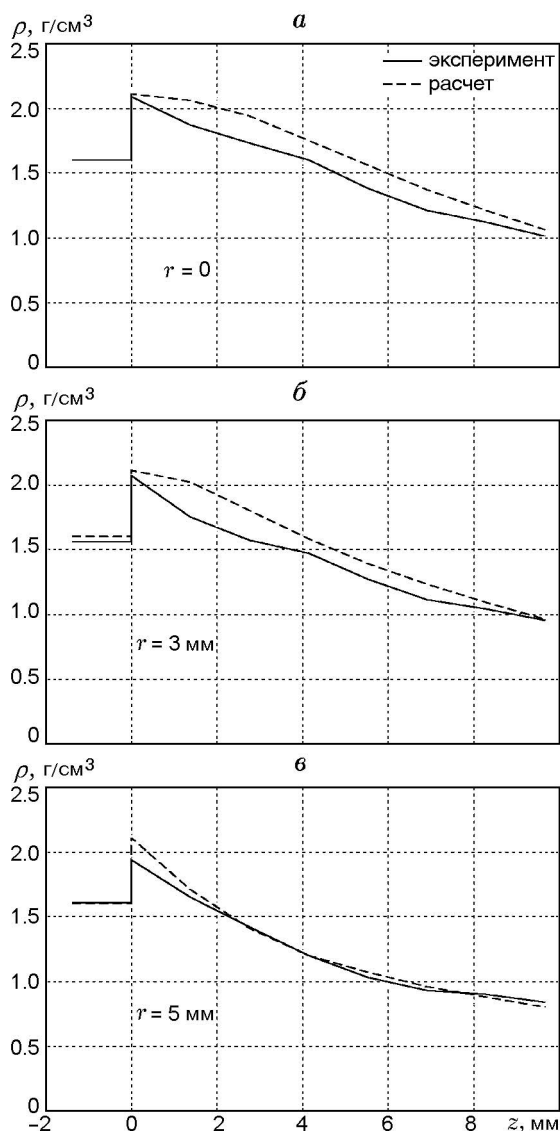


Рис. 11. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений плотности по продольной координате

ных размеров зоны. Для использованного в обсуждаемых экспериментах ВВ зона химической реакции ≈ 1 мм [16]. Возможно, эти обстоятельства влияют на характер наблюдаемого в экспериментах распределения плотности вдоль оси, так как рассматриваемая область близка к зоне реакции. При $r = 3$ мм экспериментальная и расчетная кривые при $z > 4$ мм существенно сближаются, при $r = 5$ мм они практически совпадают уже при $z > 2$ мм. По-видимому, с увеличением степени разгрузки продуктов расчет степень их равновесности и соответствия адиабатическому приближению. Дополнительный вклад в поведение экспериментальной кри-

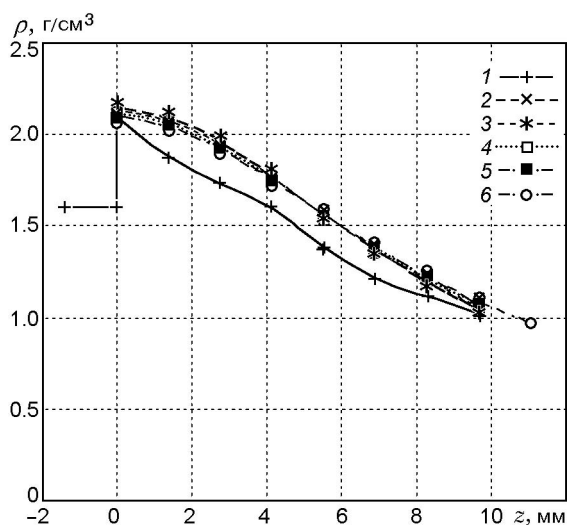


Рис. 12. Сравнение экспериментального и расчетных распределений плотности вдоль оси z : 1 — эксперимент, 2-6 — расчет при $\gamma = 2.9, 3.0, 3.1, 3.2, 3.3$ соответственно

вой вносит уже упоминавшийся выше краевой эффект. Вместе с тем отклонение от автомодельности становится все более существенным.

Систематическое отклонение расчетных кривых от экспериментальных не связано с выбором для расчета конкретного значения γ . Это следует из сравнения экспериментального распределения плотности с расчетными, полученными при разных значениях γ из указанного выше диапазона. Сказанное иллюстрирует рис. 12, где приведены распределения плотности вдоль оси, рассчитанные при различных значениях γ . Результаты для $r \neq 0$ аналогичны.

В реальных экспериментах, в том числе и наших, существенную роль в распределении параметров разлетающихся продуктов будет играть неоднородность процесса. При этом следует учитывать, что кроме радиального разлета под действием волн разрежения, распространяющихся с боковой поверхности заряда, на распределение параметров влияет кривизна фронта детонационной волны, присущая зарядам конечного, особенно — относительно малого диаметра.

Отметим, что для уточнения и построения уравнений состояния продуктов детонации нет необходимости использовать параметры в области, испытывающей влияние нестационарности зоны химической реакции, тем более что эти уравнения связывают характери-

стики в состоянии термодинамического равновесия. В этой связи определение области равновесных параметров должно быть существенным моментом в анализе и интерпретации получаемых данных.

Проведенное томографическое восстановление распределения плотности продуктов детонации стало возможным благодаря симметрии процесса. В реальности существует немало факторов, нарушающих симметричность течения. По-видимому, основные из них — неоднородность используемых зарядов и неустойчивости, развивающиеся при разлете продуктов детонации. Степень влияния этих факторов на точность восстановления динамики плотности остается не полностью выясненной, но полученные результаты демонстрируют приемлемое качество восстановления распределения плотности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложена конкретная методика реализации описанных в [8] возможностей применения синхротронного излучения для исследования взрывных и ударно-волновых процессов. Она основана на двухэтапном восстановлении распределения плотности разлетающихся продуктов стационарной детонации с использованием построения калибровочной зависимости, характеризующей поглощение излучения веществом, и позволяет применить принципы рентгеновской томографии. Таким способом построена функция пространственного распределения плотности продуктов детонации тротила при начальной плотности ВВ 1.6 г/см^3 . В адиабатическом приближении решена соответствующая газодинамическая задача. Сравнение результатов экспериментов с расчетными данными показало их удовлетворительное согласие в рассмотренной, достаточно близкой к фронту детонации области. Вместе с тем наблюдаются и систематические различия, возможно вызванные неучетом в расчете кривизны фронта детонации и реальной неравновесности продуктов, связанной с влиянием зоны химической реакции, на существование которой указывалось в [22].

Методика в целом и полученные результаты могут быть использованы для тестирования, уточнения известных и построения новых уравнений состояния продуктов детонации. Следует отметить, что метод полностью применим и для исследования поведения

малоплотных инертных сред при воздействии ударно-волновых нагрузок, эксперименты с которыми описаны, например, в [23].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Альтшулер Л. В., Доронин Г. С., Жученко В. С.** Режимы детонации и параметры Жуге конденсированных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 84–103.
2. **Rivard W. C., Venable D., Fickett W., Davis W. C.** Flash x-ray observation of marked mass points in explosive products // Fifth Intern. Symp. on Detonation. Pasadena, 1970. P. 3–11.
3. **Дорохин В. В., Зубарев В. Н., Орехин Ю. К. и др.** Исследование движения продуктов взрыва за фронтом детонационной волны // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 4. С. 100–104.
4. **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.
5. **Панов К. Н., Комрачков В. А.** Исследование рентгенографическим методом эволюции профиля плотности вещества за фронтом расходящейся ударной волны во взрывчатом веществе // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 5. С. 102–108.
6. **Molitoris J. D.** X-Ray, Detonations, and Dead Zone. http://www-cms.llnl.gov/s-t/dead_zone_str.html
7. **King N. S. P., Ables E., Adams K., et al.** An 800-MeV proton radiography facility for dynamic experiments // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Sect. A. 1999. V. 424. P. 84–91.
8. **Алешаев А. Н., Зубков П. И., Кулипанов Г. Н. и др.** Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 5. С. 104–113.
9. **Mader C. L., Zumbro J. D., Ferm E. N., et al.** Proton radiographic and numeric modeling of colliding, diverging PBX-9502 detonations // The 12th Intern. Detonation Symp. Snoumass, Colorado, USA, 2002.
10. **Ferm E. N., et al.** Proton radiography experiments on shocked high explosive products // 13th Intern. Conf. of the Amer. Phys. Soc. Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter. 2004. P. 839–842. (AIP Conf. Proc.; V. 706).
11. **Зубков П. И., Кулипанов Г. Н., Лукьянчиков Л. А. и др.** Наблюдение волн сжатия и разрушения в ПММА с помощью синхротронного излучения // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 2. С. 137–139.

12. **Titov V. M., Tolochko V. P., Ten K. A., et al.** The formation kinetics of detonation nanodiamonds // *Synthesis, Properties and Applications of Ultrananocrystalline Diamond* / D. M. Gruen et al. (Eds). Springer, Netherland, 2005. P. 169–180.
13. **Тен К. А., Евдоков О. В., Жогин И. Л. и др.** Измерение распределения плотности в детонационной волне с помощью синхротронного излучения. Новосибирск, 2005. (Препринт / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН).
14. **Тен К. А., Аульченко В. М., Евдоков О. В. и др.** Измерение распределения плотности при детонации ВВ с помощью синхротронного излучения // *Физика экстремальных состояний вещества* — 2003. Черноголовка: Ин-т проблем хим. физики РАН, 2003. С. 40–42.
15. **Мержиевский Л. А., Филимонов В. А.** Асимптотика разлета продуктов стационарной детонации // *ПМТФ*. 1977. № 2. С. 43–50.
16. **Детонационные** волны в конденсированных средах / А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов, К. К. Шведов. М.: Наука, 1970.
17. **Физика** взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. 2-е изд. М.: Наука, 1975.
18. **Зельдович Я. Б.** О распределении давления и скорости в продуктах детонационного взрыва, в частности, при сферическом распространении детонационной волны // *ЖЭТФ*. 1942. Т. 12, вып. 9. С. 389–406.
19. **Taylor G. I.** The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives // *Proc. Roy. Soc. A*. 1950. V. 200. P. 235–247.
20. **Володин Г. Т.** Распределение параметров продуктов детонации конденсированных ВВ // *Физика горения и взрыва*. 1991. Т. 27, № 1. С. 123–127.
21. **Зельдович Я. Б., Компанеев А. С.** Теория детонации. М.: ГИТТЛ, 1955.
22. **Бахрах С. М., Евстигнеев А. А., Зубарев В. Н., Шанин А. А.** Влияние конечной скорости разложения ВВ на определение детонационных параметров // *Физика горения и взрыва*. 1981. Т. 17, № 6. С. 117–121.
23. **Мержиевский Л. А., Ефремов В. П., Зубков П. И. и др.** Исследование с помощью синхротронного излучения динамики ударно-волнового сжатия аэрогеля. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны // *Тр. междунар. конф. «VII Харитоновские тематические чтения»*. Саров, 2005. С. 665–669.

Поступила в редакцию 17/V 2006 г.