

УДК 519.6

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ПРОЦЕССА ДЕТОНАЦИИ ВВ ТИПА ТАТБ

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  
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Проведено экспериментальное исследование и численное моделирование процесса возбуждения детонации ВВ типа ТАТБ. Экспериментально изучалось возбуждение детонации при взаимодействии ударных волн разной интенсивности, а также эффекты *десенсибилизации* (понижения чувствительности ВВ) и *сенсбилизации* (повышения чувствительности ВВ).

Численное моделирование экспериментов проводилось по методике ЛЭГАК с использованием кинетики разложения ВВ, предложенной коллективом под руководством В. Г. Морозова и реализованной в лагранжевой постановке в методиках ДМК, МИМО-ЗА и Д. Возможность применимости этой модели кинетики была обобщена на случай нелагранжевой счетной сетки. Приводятся результаты расчетов и их сопоставление с экспериментальными данными. Имеет место согласие расчетных и экспериментальных данных.

Всю совокупность экспериментов удалось описать с фиксированными параметрами кинетики и параметрами других счетных программ.

### Введение

Как известно, исследование процесса детонации конденсированных ВВ является актуальной проблемой [1–3].

Особый интерес представляет экспериментальное исследование и численное моделирование инициирования и развития детонации ВВ на основе ТАТБ [4]. В работе [5] приведены новые экспериментальные данные, полученные в Институте физики взрыва (ИФВ) РФЯЦ-ВНИИЭФ. В этой же работе была предложена модель кинетики детонации в конденсированных ВВ (кинетика детонации МК), основанная на широком наборе экспериментальных данных по возбуждению детонации ударными волнами (УВ). Особенностью этой модели кинетики является учет различных закономерностей разложения ВВ на фронте первой УВ и в последующие моменты времени.

Для численного моделирования нестационарных течений сплошной среды широкое распространение получили алгоритмы *сквозного счета* УВ, в которых вводится искусственная математическая вязкость, приводящая к замене ударного разрыва плавным переходом [6].

При использовании модели кинетики детонации МК в рамках таких численных методик возникают серьезные трудности, связанные с локализацией невыделенных явно ударных разрывов и определением скачка давления. Возникает проблема адаптации кинетики детонации МК к конкретной численной методике. Исследования по этому вопросу были проведены [4, 7] для ряда численных методик [8–10] для случая переменных Лагранжа.

В данной статье приводятся результаты адаптации кинетики детонации МК в рамках методики ЛЭГАК [11, 12], использующей лагранжево-эйлеровы переменные. Приводятся описание экспериментов по возбуждению детонации в ВВ на основе ТАТБ, проведенных в ИФВ РФЯЦ-ВНИИЭФ, и сопоставление имеющихся экспериментальных данных с результатами численного моделирования.

## 1. Основы кинетики детонации МК

Модель кинетики процесса детонации [4] предполагает включение в систему законов сохранения для расчета нестационарных газодинамических течений соотношений для  $W$  — концентрации ВВ в смеси ВВ и продуктов взрыва (ПВ):

$$\frac{dW}{dt} = -f(W, P)$$

и энергии, выделяющейся при этом превращении:

$$\frac{de}{dt} = -Q \frac{dW}{dt}, \quad (1)$$

где  $Q$  — калорийность ВВ;  $e$  — удельная внутренняя энергия;  $P$  — давление смеси ПВ и ВВ.

Предполагается, что ВВ и ПВ имеют равные плотности  $\rho_{ВВ} = \rho_{ПВ} = \rho$  и удельные энергии  $e_{ВВ} = e_{ПВ} = e$  (однокомпонентная модель). Давление  $P(\rho, e, W)$  вычисляется согласно соотношению

$$P = P(\rho, e, W) = WP_{ВВ}(\rho, e) + (1 - W)P_{ПВ}(\rho, e), \quad (2)$$

где  $P_{ВВ}(\rho, e)$  и  $P_{ПВ}(\rho, e)$  — уравнения состояния (УРСы) ВВ и ПВ соответственно.

УРСы ВВ принимаются в форме Ми-Грюнайзена [13]. Значения параметров этих УРСов для исследуемых ВВ приведены в табл. 1.

УРСы ПВ принимаются в форме В. Н. Зубарева [14]:

$$P_{ПВ}(\rho, e) = P_x(\rho) + \Gamma\rho(e - e_x), \quad P_x = \rho_0 A n \delta^{n+1} + \xi \rho_0 F e^{-\xi/\delta}, \quad e_x = A \delta^n + F e^{-\xi \rho_0/\rho},$$

где  $\Gamma$ ,  $\rho_0$ ,  $n$ ,  $A$ ,  $F$ ,  $\xi$  — заданные параметры, значения которых, такие же, как в [5, 14], тоже приведены в табл. 1.

Кроме того, была рассмотрена модификация модели, где полагалось, что удельные внутренние энергии ВВ и ПВ различны, они определялись согласно принятым в методике ЛЭГАК [12] соотношениям (двухкомпонентная модель). Давление в смеси ВВ и ПВ определялось соотношением (2), где использовались  $e_{ВВ}$  и  $e_{ПВ}$  при вычислении давления соответствующих компонентов. Соотношение (1) определяло изменение энергии ПВ.

В основу рассматриваемой модели кинетики [4] положены представления о рождении и развитии горячих пятен в гетерогенном ВВ. Выделяются основные стадии разложения ВВ — на фронте первой УВ и за фронтом УВ:

$$\frac{dW}{dt} = -[\Phi_0(W, P) + \Phi_1(W, P) + \Phi_2(W, P) + \Phi_3(W, P)].$$

Таблица 1

## УРСы веществ

Номер вещества	Вещество	Начальная плотность $\rho_{00}$ , г/см <sup>3</sup>	УРС	
			Форма	Параметры
1	ВВ	1,91	Ми-Грюнайзена	$\gamma = 3,1; \rho_0 = 1,91; C_0 = 2,43; n = 6,2$
2	ПВ	1,91	Зубарева	$\gamma_0 = 0,5; \rho_0 = 1,91; n = 0,6; A = 2,21547; F = 75,8018; \xi = 4,38302; Q = 3,65; D = 7,62$
3	ВВ1	1,86	Ми-Грюнайзена	$\gamma = 4,09; \rho_0 = 1,86; C_0 = 2,71; n = 6,95$
4	ПВ1	1,86	Зубарева	$\gamma_0 = 0,6; \rho_0 = 1,86; n = 0,6; A = 3,0043; F = 79,563; \xi = 3,9145; Q = 5,38; D = 8,79$
5	ВВ2	1,525	Ми-Грюнайзена	$\gamma = 2,1; \rho_0 = 1,525; C_0 = 1,3; n = 4,5$
6	ПВ2	1,525	Зубарева	$\gamma_0 = 0,4; \rho_0 = 1,525; n = 0,6; A = 4,3994; F = 80,9036; \xi = 4,6867; Q = 5,7; D = 7,86$
7	Вакуум	0,001	Идеальный газ	$\gamma = 1; \rho_0 = 0,001$
8	Пенопласт	1,597	Ми-Грюнайзена	$\gamma = 1,597; \rho_0 = 1,05; C_0 = 2,3; n = 4,4$

Особое внимание уделяется реакции на фронте первой УВ:  $\Phi_0(W, P) = -W \frac{dF_0}{dt}$ . Выгорание  $W_0$  после прохождения по ВВ первой УВ определяется следующим образом:

$$W_0 = \begin{cases} e^{-F_0}, & P \leq P_a; \\ 1 - \frac{1 - e^{-F_0}}{1 - a(P - P_a)}, & P > P_a. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь

$$F_0 = -\frac{A_0 (\rho_0^2 D^2)}{b^2} F_{00} \left\{ 1 - F_{01} \left[ 1 + b(V_{кр} - V) \right] \right\}, \quad (4)$$

$$F_{00} = e^{-b(V_0 - V_{кр})}, \quad F_{01} = e^{-b(V_{кр} - V)}, \quad V_{кр} = V_0 - \left( \frac{P - P_0}{V_0 - V} \right)^{-1} (P_k - P_0).$$

$W_0$  — концентрация ВВ после прохождения первой УВ — в дальнейшем счете не меняется и используется при счете выгорания за фронтом волны.

Функции  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  и  $\Phi_3$  определяются следующим образом:

$$\Phi_1 = \begin{cases} A_1 (1 - W_0)^{2/3} (1 - W)^{1/3} P^2, & 1 - W < 1 - W_c; \\ A_1 (1 - W_0)^{2/3} (1 - W)^{1/3} P^2 \left( \frac{W}{W_c} \right)^{2/3}, & 1 - W_c \leq 1 - W; \end{cases} \quad (5)$$

$$\Phi_2 = \begin{cases} A_2 (W_c - W)^{2/3} W^{1/3} W_c^{-1} P^2, & 1 - W_c < 1 - W; \\ 0, & 1 - W_c \leq 1 - W; \end{cases} \quad (6)$$

$$\Phi_3 = \begin{cases} A_3 (W_c - W_0) W^{1/3} W_c^{-1} (W_c - W)^{2/3} P^2, & 1 - W_c \leq 1 - W_0; \\ 0, & 1 - W_0 < 1 - W_c. \end{cases} \quad (7)$$

Следует отметить, что каждый член действует в своем диапазоне выгорания.

Модель кинетики детонации МК — это феноменологическая модель, содержащая большое количество параметров, причем их значения необходимо подбирать на тестовых экспериментах. Первоначальный набор параметров для ВВ на основе ТАТБ был предложен самими авторами модели. Параметры приведены в табл. 2.

Большинство параметров не зависит от численной методики, т. е. они определяются из физических соображений и, следовательно, являются общими. Однако параметры, которые участвуют при вычислении выгорания на первой УВ, зависят от конкретной численной методики. Это связано с

Таблица 2

Параметры кинетики детонации В. Г. Морозова для ВВ на основе ТАТБ

Параметры кинетики для ВВ типа ТАТБ	Значения, предложенные в [4]	Значения, принятые в методике ЛЭГАК
$a$	0,02	0,02
$b$	95	95
$A_0$	11,4	12/19
$A_1, \text{ГПа}^{-2}$	0,08	0,08
$A_2, \text{ГПа}^{-2}$	0,005	0,005
$A_3, \text{ГПа}^{-2}$	2	2
$P_a, \text{ГПа}$	19	19
$P_{кр}, \text{ГПа}$	1	1
$W_c$	0,77	0,77

тем, что в каждой методике по-разному рассчитывается давление на фронте УВ. Это зависит от свойств разностной схемы, коэффициентов счетной вязкости, сглаживающих коэффициентов, шага по пространству. Поэтому некоторые константы приходится подбирать эмпирически, основываясь на экспериментальных данных. Как отмечалось выше, в основном это параметры, используемые при вычислении выгорания на первой УВ:  $A_0$ ,  $b$ ,  $a$ ,  $P_a$ .

При расчете концентрации ВВ необходимо выделять фронт первой УВ, т. е. различать ячейки, по которым идет первая УВ, и ячейки, расположенные за фронтом УВ.

Особенностью методики ЛЭГАК (как и ряда других счетных методик) является сквозной счет УВ, т. е. наличие *размазывания* фронта УВ счетной вязкостью. Кинетика детонации МК предполагает выделение фронта УВ. С этим обстоятельством связаны трудности введения данной кинетики в численные методики, в которых используется сквозной счет УВ.

Расчет кинетики в ячейке начинается, когда впервые  $P^{n+1} \geq P_{кр}$ .

Для выделения фронта первой УВ заводится целочисленный массив признаков  $r_{i,j}$ , который заполняется нулями ( $r_{i,j} = 0$ ). Затем в каждой ячейке области, по которой идет УВ, исследуется величина

$$g_p = \frac{g^{n+1}}{P^{n+1} + g^{n+1}},$$

где  $P$  — давление,  $g$  — счетная квадратичная вязкость.

Если  $g_p > \epsilon_1$ , то полагается, что ячейка принадлежит области, по которой идет первая УВ, и в массив  $r_{i,j}$  заносится признак 1 ( $r_{i,j} = 1$ ) (рис. 1). Как только впервые появится условие  $g_p \leq \epsilon_1$ , считается, что волна прошла ячейку, и в массив  $r_{i,j}$  заносится признак 2 ( $r_{i,j} = 2$ ).

Таким образом, если ячейке соответствует признак  $r_{i,j} = 1$  (первая УВ), то расчет концентрации ВВ ведется по формулам (3), (4). Как только первая УВ проходит ячейку (т. е. появляется признак  $r_{i,j} = 2$ ), вычисляется значение  $W_0$ . Дальше расчет ведется по формулам (5)–(7).

Параметр  $\epsilon_1 = 0,001$  был подобран опытным путем и хорошо себя зарекомендовал в дальнейших расчетах.

Как указывалось выше, в методике ЛЭГАК используются лагранжево-эйлеровы переменные. Счет шага по времени разбивается на два этапа: лагранжев, когда счетная сетка увлекается веществом, и эйлеров. Эйлеров этап включает построение новой сетки и пересчет величин на вновь построенную счетную сетку, т. е. счет конвективных потоков. Расчет кинетики, описанный выше, производится на лагранжевом этапе вычислений.

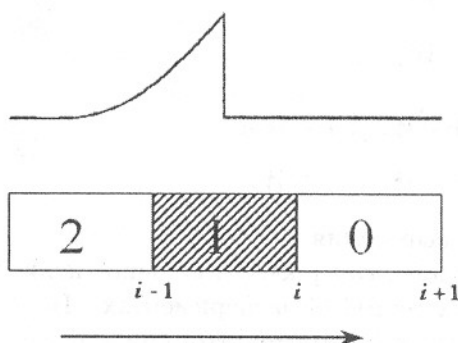


Рис. 1. Выделение фронта УВ

Далее следует пересчет величин, в том числе признаков для локализации положения фронта УВ.

Фронт УВ при перестроении счетной сетки может покинуть ячейку старой сетки и переместиться в соседнюю. Признаки, локализирующие положение фронта УВ и образующие массив  $r_{i,j}$ , пересчитываются как величины, отнесенные к единице объема. После пересчета массив нормируется так, чтобы сохранялись предельные значения признаков: 0, 1, 2.

Для подбора параметров, входящих в кинетику детонации МК, была проведена серия модельных расчетов, результаты которых сопоставлялись с экспериментальными данными, полученными в ИФВ РФЯЦ-ВНИИЭФ. Прежде всего были проведены расчеты экспериментов по возбуждению детонации УВ, приведенные в [4, 5]. Расчеты проводились как в лагранжевой, так и в эйлеровой постановке. В последнем случае сетка оставалась неподвижной.

Были зафиксированы параметры разностной схемы методики ЛЭГАК: коэффициент вязкости  $\alpha$ , коэффициент для определения счетного шага по времени (число Куранта)  $k$ , начальный характерный размер счетной сетки по пространству  $h$ . Они приняты равными следующим значениям:  $\alpha = 4$ ;  $k = 0,5$ ;  $h \sim 0,01$  см. При таком выборе счетных параметров удалось добиться совпадения расчетов, проведенных в лагранжевой и эйлеровой постановках.

Расчеты проводились как с однокомпонентной моделью кинетики детонации МК, так и с двухкомпонентной. На основании этих расчетов для методики ЛЭГАК были зафиксированы параметры,

приведенные в правом столбце табл. 2. Как видно из таблицы, изменения коснулись лишь параметра  $A_0$ , который принят равным 12 для однокомпонентной модели и 19 для двухкомпонентной.

С указанными выше фиксированными наборами счетных параметров и параметров кинетики было проведено численное моделирование экспериментов, описанное в последующих разделах.

## 2. Моделирование возбуждения детонации в ВВ шашками различного поперечного размера

**2.1. Экспериментальные данные.** В ИФВ ВНИИЭФ была проведена серия экспериментов с ВВ на основе ТАТБ, в которых исследовался процесс возбуждения детонации на расходящейся УВ от инициаторов различного поперечного размера.

На рис. 2 схематично изображена экспериментальная сборка с основными характерными элементами: 5 — исследуемый образец, шашка из ВВ на основе ТАТБ, имеющая две плоские грани; 4 — инициатор, дополнительная шашка из ВВ1, выполненная в виде параллелепипеда; 3 — подводящая пластина из ВВ2, с помощью которой к дополнительной шашке подводится квазиплоская в пределах поперечного сечения пластины детонационная волна (ДВ). С обеих сторон подводящей пластины размещались бруски 2 из пенопласта для фиксации ее размеров и положения. Детонация в пластине инициировалась с помощью нескольких электродетонаторов 1, расположенных в ряд на торце пластины.

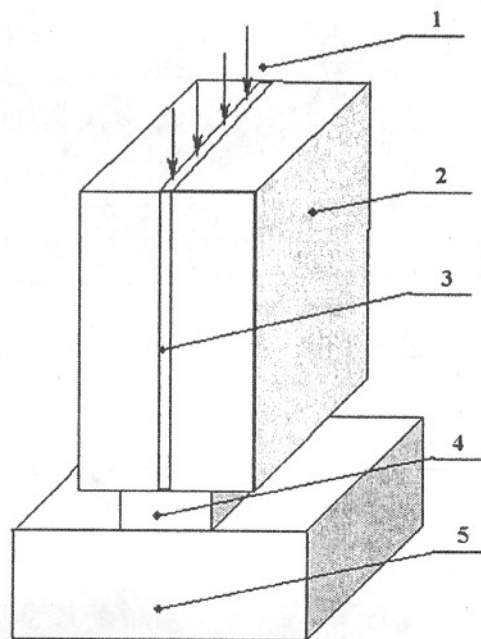


Рис. 2. Экспериментальная сборка

Результаты экспериментов были представлены в виде рентгеноснимков. Рентгенографическая методика позволяет визуализировать картину ударно-волнового нагружения образцов ВВ при инициировании в них детонации. Этот метод оказался особенно полезным при исследовании детонации в ВВ на основе ТАТБ, так как часто в экспериментах возникают зоны непрореагировавшего ВВ (*темные зоны*). К недостаткам метода импульсной рентгенографии можно отнести трудности получения количественных данных, например амплитуд давлений, профилей давлений, скоростей, их зависимостей от времени.

В данной серии опытов определялось влияние поперечного размера инициатора на характер взрывчатого превращения исследуемого ВВ. В опытах использовались инициаторы из более мощного ВВ, чем ТАТБ, — ВВ1, которые располагались на поверхности образца. Начальные данные сборок и результаты опытов приведены в табл. 3 и на рис. 3—6.

В таблице использованы следующие обозначения:  $L$  — ширина инициатора (ВВ1);  $H$  — высота инициатора (ВВ1);  $t_{от\ пов}$  — время прохождения УВ по исследуемому ВВ;  $k_{ув}$  — коэффициент

Таблица 3

### Начальные данные сборок и результаты опытов

Номер опыта	$\rho_{ВВ}$ , г/см <sup>3</sup>	$L \times H_{ВВ1}$ , см	$t_{от\ пов}$ , 10 мкс	$k_{ув}$	$S$ , см <sup>2</sup>	$s$ , см <sup>2</sup>	$s/S$ , %
1	1,92	1,54 × 1,01	0,22	1,193	3,95	0,9	23
2	1,908	1,03 × 0,98	0,204	1,189	3,06	0,92	30
3	1,91	0,6 × 1,05	0,142	1,189	—	—	—
			0,194		2,4	1,17	49
4	1,91	0,41 × 1,06	0,142	1,207	—	—	—
			0,193		1,69	1,34	79

увеличения снимка;  $S$  — площадь зоны, охваченная горением;  $s$  — площадь непрореагировавшего исследуемого ВВ.

На рис. 3—6 приведены фотоотпечатки с взрывных рентгеноснимков, полученных в опытах 1—4 соответственно. Из рисунков видно, что от инициаторов шириной 1,54, 1,05 и 0,6 см в образцах образовывалась ДВ, а также имеются зоны непрореагировавшего ВВ. В опыте 4 с инициатором шириной 0,41 см детонационного фронта нет и невозмущенное ВВ отделено от ПВ широкой зоной ударно-сжатого исследуемого ВВ.

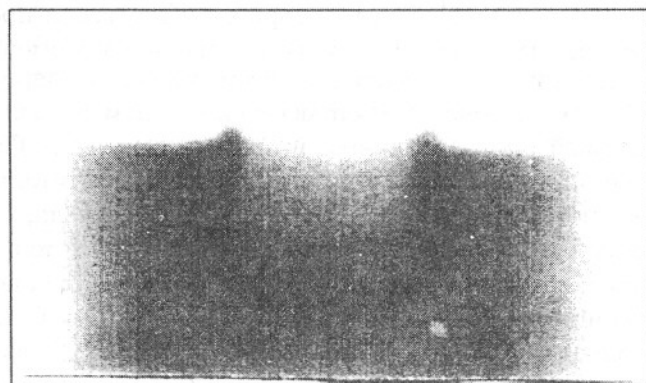
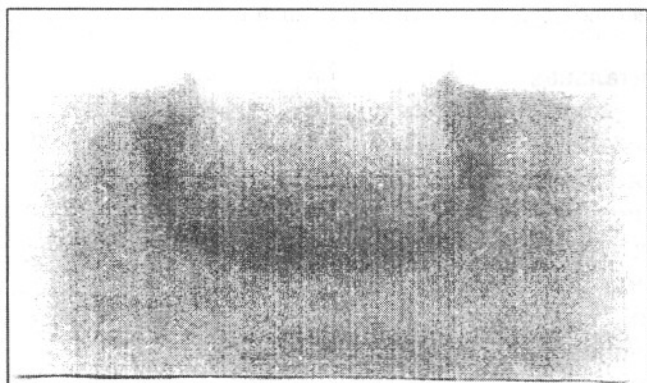
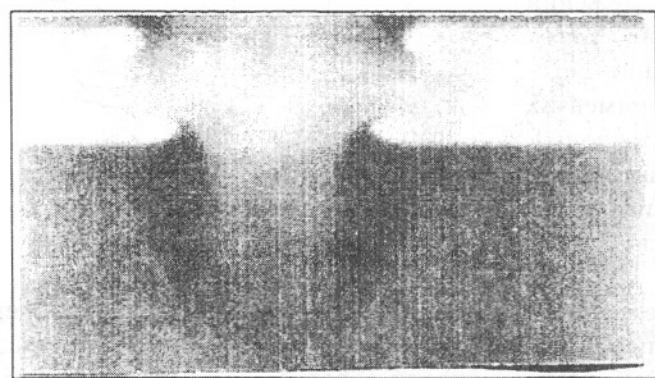
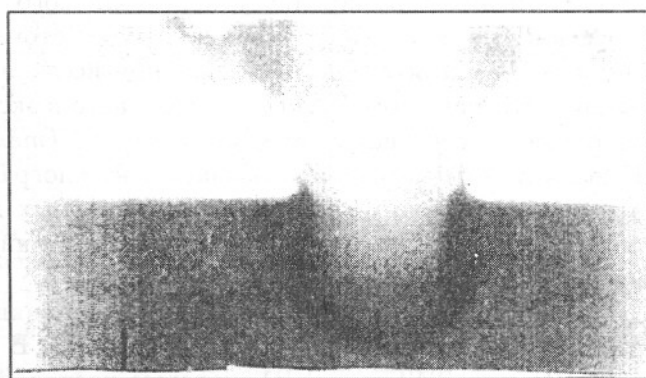


Рис. 3. Опыт 1:  $L = 1,54$  см,  $t = 0,22 \cdot 10$  мкс

Рис. 4. Опыт 2:  $L = 1,05$  см,  $t = 0,204 \cdot 10$  мкс

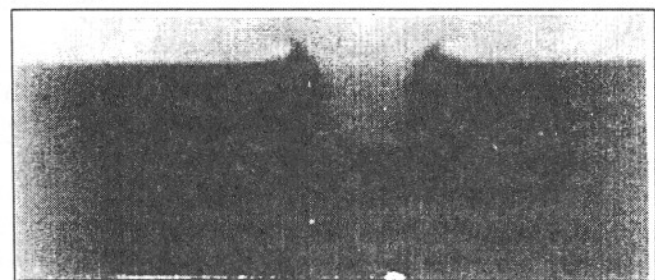


*a*

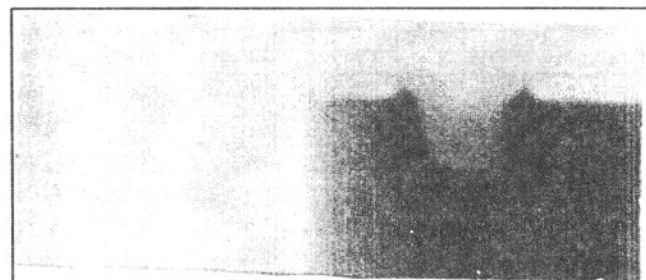


*б*

Рис. 5. Опыт 3:  $L = 0,6$  см; *a* —  $t = 0,194 \cdot 10$  мкс; *б* —  $t = 0,142 \cdot 10$  мкс



*a*



*б*

Рис. 6. Опыт 4:  $L = 0,41$  см; *a* —  $t = 0,193 \cdot 10$  мкс; *б* —  $t = 0,142 \cdot 10$  мкс

В табл. 3 приведено отношение площади непрореагировавшего ВВ на основе ТАТБ к площади, охваченной горением —  $s/S$ . Видно, что на близкие моменты времени площадь исследуемого ВВ, охваченная горением, меньше для инициатора с меньшей шириной. Отношение  $s/S$  растет с уменьшением ширины инициатора.

Таким образом, данная серия экспериментов показала, что с уменьшением поперечного размера инициатора из ВВ1 увеличивается доля непрореагировавшего ВВ на основе ТАТБ в объеме, охваченном горением, и при ширине инициатора 0,41 см детонация не формируется.

Хотя постановка эксперимента является трехмерной, процессы, происходящие в данной серии опытов, являются качественно двумерными плоскими. Поэтому численное моделирование этой системы проходило в плоской двумерной постановке.

**2.2. Математическая постановка и особенности проведения расчетов.** Начальная геометрия расчетов приведена на рис. 7.

На шашке из ВВ на основе ТАТБ расположена иницирующая шашка из ВВ1 (ВВ на основе октогена). Вся система погружена в вакуум. В экспериментах варьировался поперечный размер  $L$  шашки из ВВ1. Значения  $L$  и  $H$  приведены в табл. 3.

Граничные условия: все границы — жесткие стенки.

В начальный момент времени шашка из ВВ1 иницируется в точке  $H$  (слева на оси  $X$ , см. рис. 7). В результате иницирования по ВВ1 распространяется ДВ, которая формирует в ВВ на основе ТАТБ УВ, приводящую либо к постепенному горению исследуемого ВВ и формированию в нем стационарной детонации, либо к затуханию, в зависимости от размера шашки  $H$  (см. подразд. 2.1).

УРСы и их параметры для всех веществ приведены в табл. 1.

Иницирование ВВ1 производилось с помощью алгоритма, который обеспечивает распространение ДВ с постоянной скоростью.

Все двумерные расчеты проводились на эйлеровой неподвижной сетке с размером ячейки  $h = 0,01$  см.

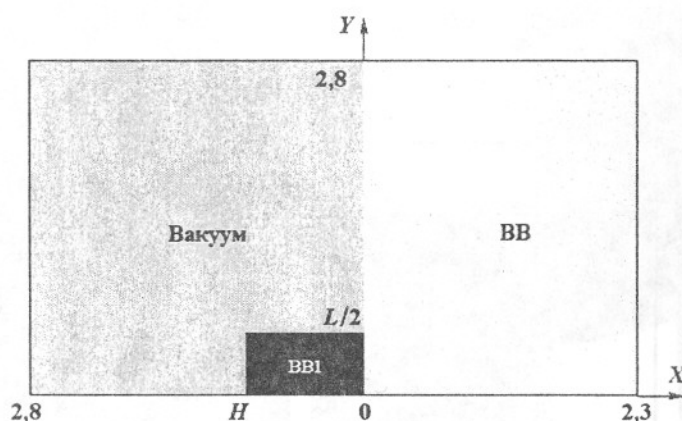


Рис. 7. Начальная геометрия расчетов

**2.3. Результаты расчетов.** Расчеты проводились как в однокомпонентном, так и в двухкомпонентном приближении для реагирующей смеси и практически не отличаются друг от друга. Результаты расчетов, в которых моделировалось иницирование ВВ на основе ТАТБ шашками различного поперечного размера, приведены на рис. 8, 9 (в однокомпонентном приближении). На рис. 8 приведены изолинии плотности для всех четырех размеров шашек, наложенные на рентгенограммы. Из рисунков видно, что чем меньше размер иницирующей шашки, тем больше зона невыгоревшего исследуемого ВВ. При размере шашки из ВВ1, равной 0,41 см, детонация затухает на глубине примерно 0,6 см от поверхности, что хорошо соответствует эксперименту. Из рис. 9, на котором изображены поля концентраций исследуемого ВВ, видны зоны неполностью выгоревшего ВВ.

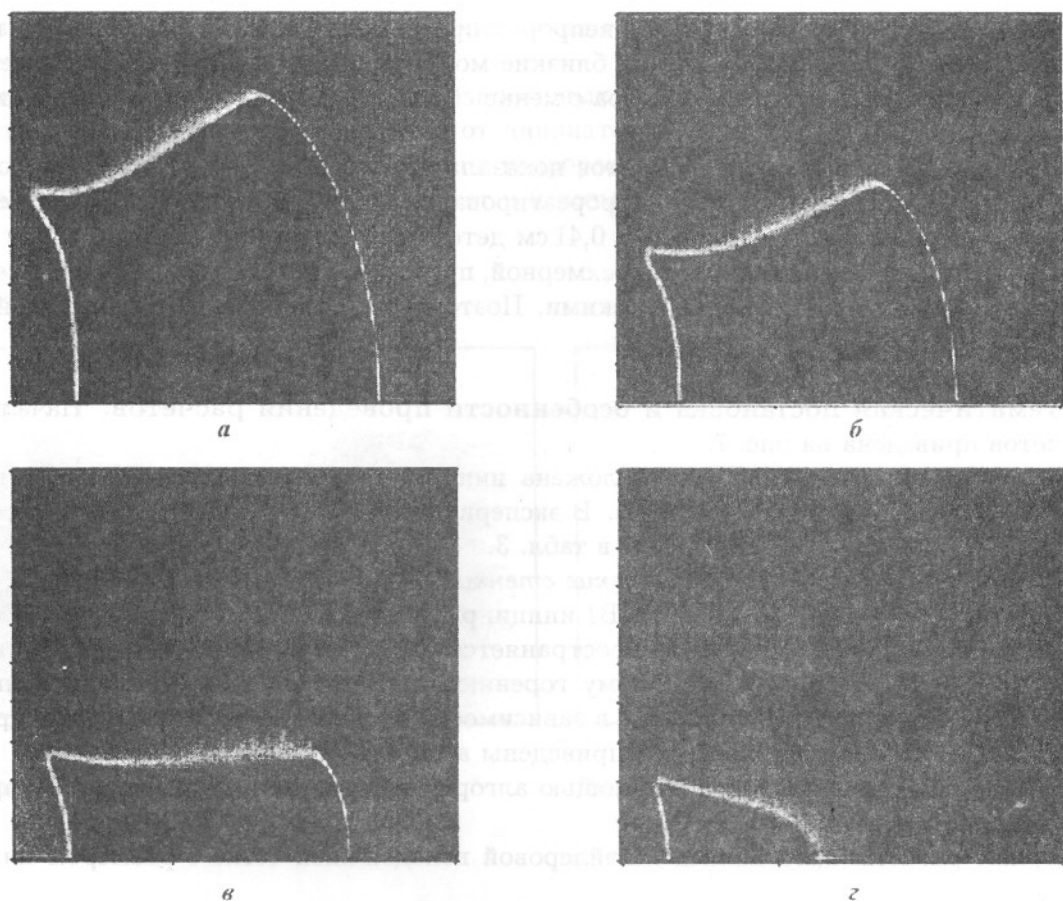


Рис. 8. Поле концентрации ВВ на основе ТАТБ: *а* — опыт 1:  $L = 1,54$  см;  $t = 0,348 \cdot 10$  мкс; *б* — опыт 2:  $L = 1,03$  см;  $t = 0,328 \cdot 10$  мкс; *в* — опыт 3:  $L = 0,6$  см;  $t = 0,327 \cdot 10$  мкс; *г* — опыт 4:  $L = 0,41$  см;  $t = 0,327 \cdot 10$  мкс

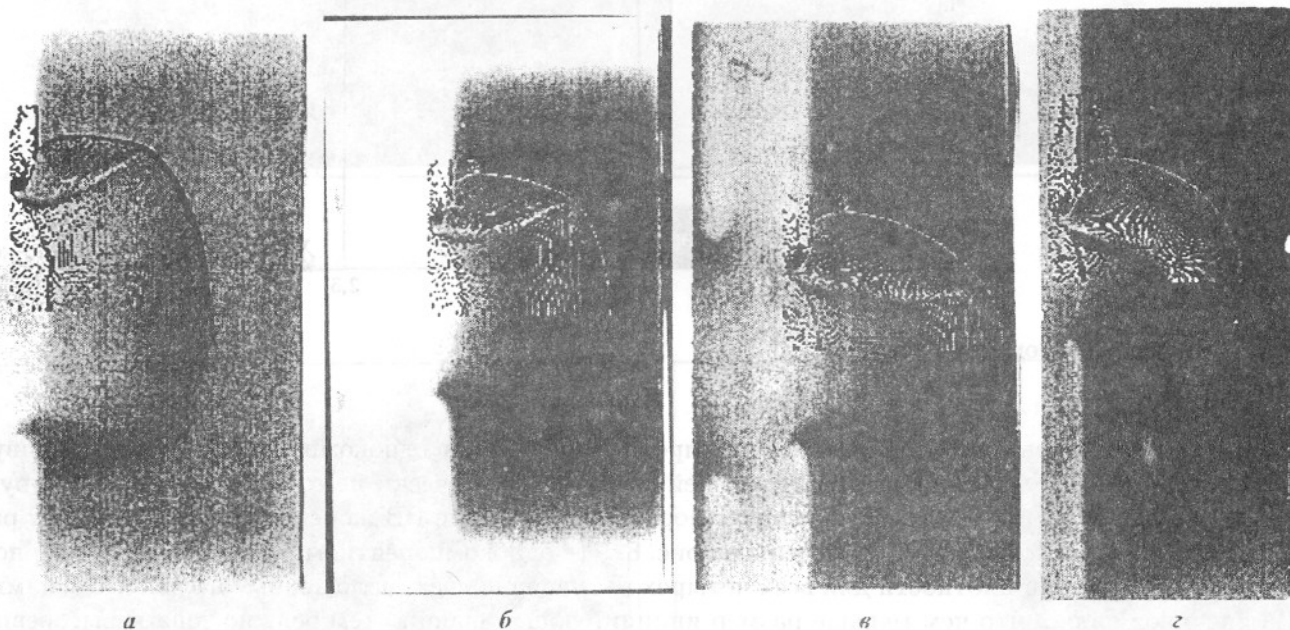


Рис. 9. Расчетные изолинии плотности: *а* — опыт 1:  $L = 1,54$  см;  $t = 0,348 \cdot 10$  мкс; *б* — опыт 2:  $L = 1,03$  см;  $t = 0,328 \cdot 10$  мкс; *в* — опыт 3:  $L = 0,6$  см;  $t = 0,327 \cdot 10$  мкс; *г* — опыт 4:  $L = 0,41$  см;  $t = 0,327 \cdot 10$  мкс



### 3. Моделирование затухания детонации при выходе УВ в область предварительно сжатого ВВ (десенсibilизация ВВ)

3.1. Экспериментальные данные. В ИФВ ВНИИЭФ была проведена серия экспериментов с ВВ на основе ТАТБ, в которых с помощью рентгеновских снимков было выявлено затухание распространения детонации при входе УВ в область предварительно поджатого ВВ [4].

На рис. 10 приведен рентгеноснимок начальной сборки эксперимента. Здесь образец ВВ представляет собой 1/4 часть цилиндра толщиной 4 см в направлении просвечивания. Этот образец нагружался накладными инициаторами из ВВ<sup>2</sup> на основе флегматизированного ТЭНа<sup>1</sup> (1, 2 на рис. 10) и инициатором из ВВ<sup>1</sup> (3 на рис. 10) сечением 1,5 × 1 см. Инициаторы подрывались поочередно (по линиям, проекции которых показаны на рис. 10 стрелками) с интервалом по времени, который зависел от длины подводящих пластин из ВВ<sup>2</sup>.

На рис. 11 приведен взрывной рентгеноснимок. Там же указаны времена, отсчитываемые от входа нагружающей УВ до момента рентгенографирования, т. е. времена пробега УВ и ДВ по образцу. Таким образом, сначала в образец исследуемого ВВ вошла УВ от инициатора 2, затем от более мощного инициатора 3 в образец вошла ДВ, а затем УВ от инициатора 1.

На взрывном рентгеноснимке хорошо видно, что участок фронта ДВ (от инициатора 3) в зоне ударно-сжатого ВВ (от инициатора 2) заметно отстает от той части детонационного фронта, которая распространяется по невозмущенному ВВ. То есть происходит гашение детонации на встречной УВ. В зоне встречи двух УВ от слабых инициаторов 1 и 2 взаимного искажения фронтов не происходит. Такое гашение ДВ принято называть десенсibilизацией, т. е. снижением чувствительности ВВ.

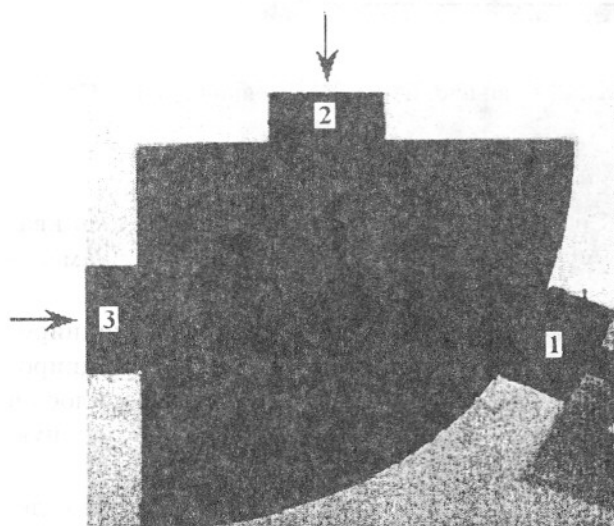


Рис. 10. Рентгеноснимок начальной сборки: 1, 2 — инициаторы из ВВ<sup>2</sup>; 3 — инициатор из ВВ<sup>1</sup>

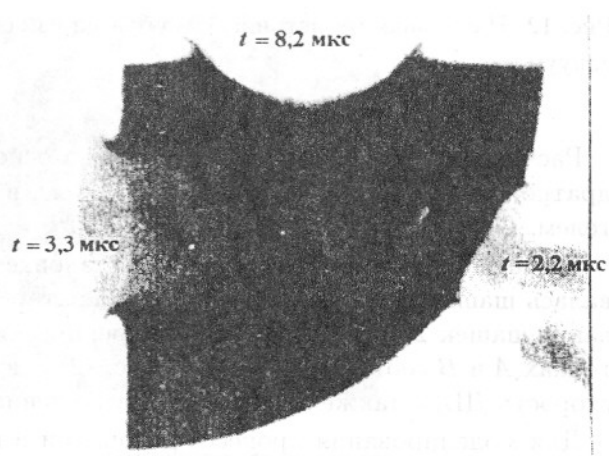


Рис. 11. Взрывной рентгеноснимок

3.2. Математическая постановка и особенности проведения расчетов. Численное моделирование эксперимента, описанного в подразд. 3.1, проводилось по методике ЛЭГАК [9, 10].

Начальная геометрия задачи приведена на рис. 12. Система представляет собой 1/4 часть диска 1 из исследуемого ВВ, на радиальных срезах которого помещены две шашки 2 и 3 одинакового размера. Вся система погружена в вакуум.

УРСы и их параметры для всех веществ приведены в табл. 1.

<sup>1</sup>ВВ менее мощное, чем ТАТБ.

<sup>2</sup>ВВ более мощное, чем ТАТБ.

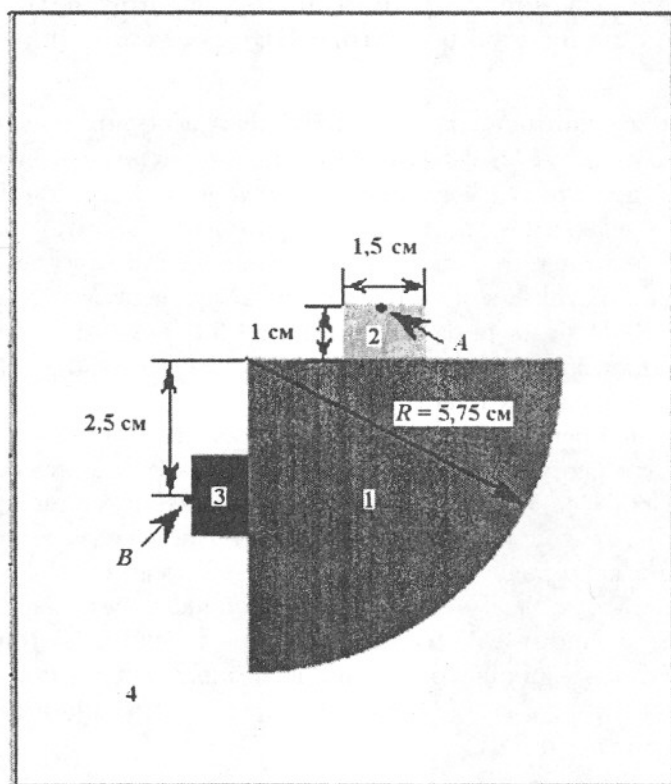


Рис. 12. Начальная геометрия: 1 — образец из основного ВВ; 2 — шашка из ВВ2; 3 — шашка из ВВ1; 4 — вакуум

Расчетная область в зоне диска ВВ на основе ТАТБ и инициирующих шашек покрывалась квадратной сеткой со стороной ячейки 0,01 см, в зоне вакуума бралась более редкая сетка со знаменателем. Общее число точек в задаче  $\sim 10^6$ .

Расчеты проводились в плоской постановке на эйлеровой неподвижной сетке. Сначала инициировалась шашка 2 из ВВ2 (см. рис. 12), а затем, с задержкой 0,49 мкс, — шашка 3 из ВВ1. Иницирование шашек 2 и 3 (расходящийся сферический фронт с инициированием в точке) производилось в точках А и В соответственно (см. рис. 12) с помощью алгоритма, который обеспечивает постоянную скорость ДВ, а также задает энерговыделение после прохождения ДВ.

Для моделирования процесса детонации в исследуемом ВВ использовалась модель кинетики детонации МК с зафиксированным набором констант (см. табл. 2).

**3.3. Результаты расчетов.** Результаты расчетов, в которых моделировалась десенсibilизация ВВ, в однокомпонентном приближении для реагирующей смеси приведены на рис. 13, 14.

Из рис. 13 хорошо видно, что УВ от верхней шашки из ВВ2 распространяется по образцу из основного ВВ и не переходит в детонационную. УВ от шашки из ВВ1, расположенной слева, инициирует основное ВВ, и до  $t \sim 0,7$  выгорание происходит симметрично. Однако при  $t > 0,7$  симметрия зоны выгорания ВВ начинает нарушаться, а именно, в зоне предварительно поджатого ВВ ДВ не распространяется. То есть расчеты показали, что, как и в эксперименте, исследуемое ВВ после предварительного поджатия теряет чувствительность, т. е. десенсibilизируется.

На рис. 14 приведено сравнение экспериментальных и расчетных данных. При наложении изолиний ВВ и плотностей на рентгеноснимок хорошо видно, что и в эксперименте, и в расчете, там, где прошла слабая УВ, детонации на второй, более сильной, волне не происходит. Расчетная зона десенсibilизированного ВВ хорошо согласуется с экспериментальной.

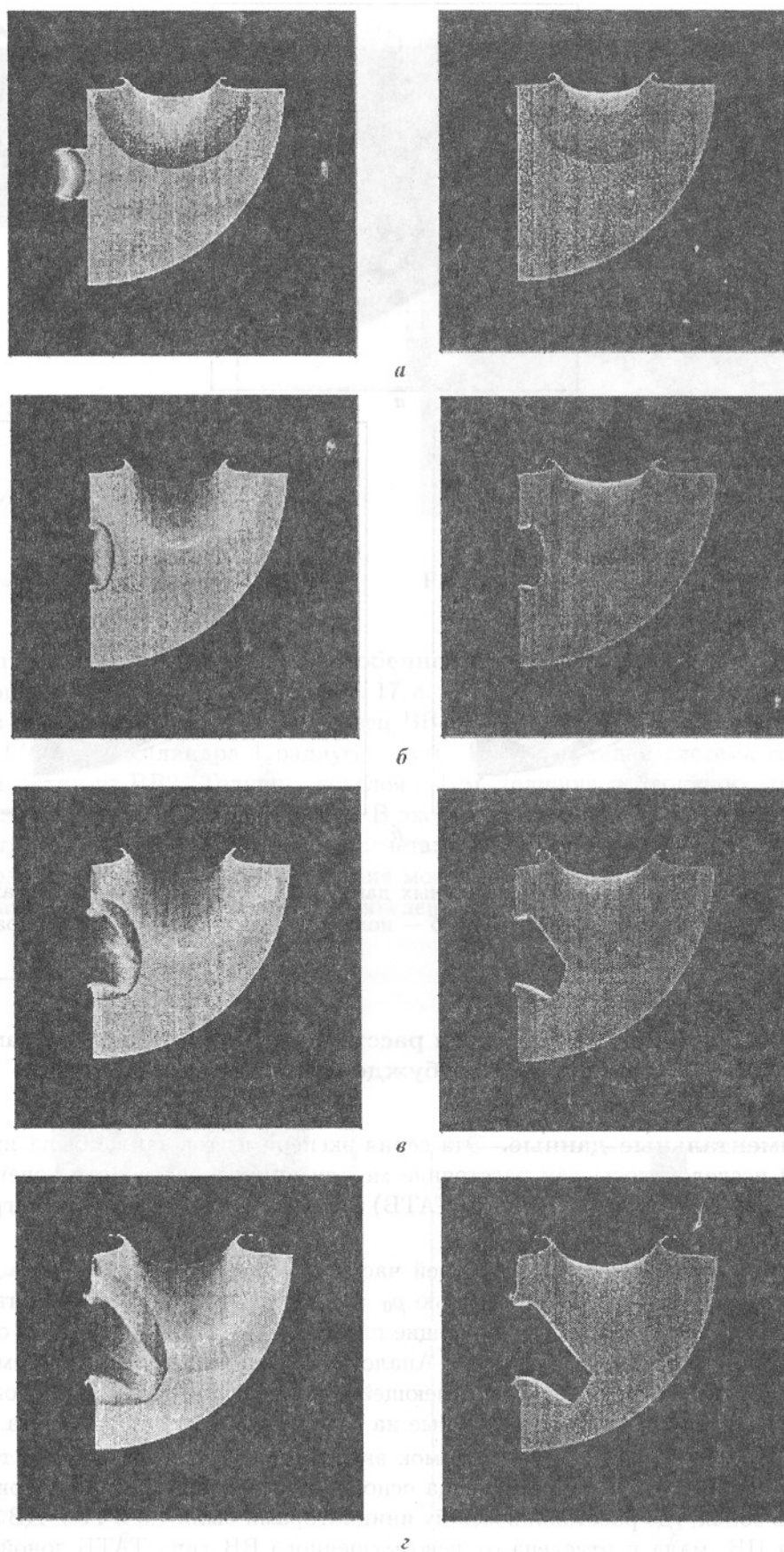


Рис. 13. Поле плотности (слева) и концентрация ВВ (справа) на разные моменты времени для расчета десенсибилизации ВВ на основе ТАТБ: а —  $t = 0,6$ ; б —  $t = 0,7$ ; в —  $t = 0,8$ ; з —  $t = 0,9$

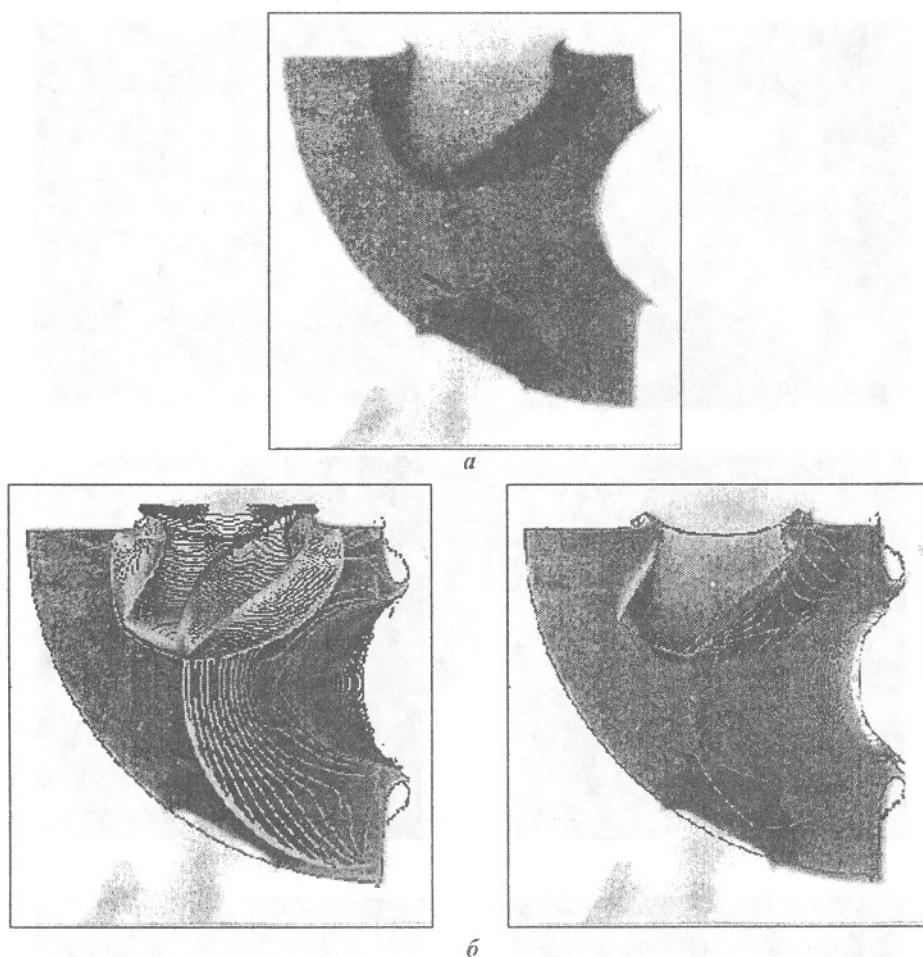


Рис. 14. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для расчета десенсibilизации ВВ на основе ТАТБ: *а* — экспериментальный рентгено снимок; *б* — поле плотности (слева) и концентрация ВВ (справа), двухкомпонентная модель

#### 4. Моделирование влияния расстояния между инициаторами на процесс возбуждения детонации

**4.1. Экспериментальные данные.** Эта серия экспериментов также была проведена в ИФВ ВНИИЭФ. В ней исследовалось, как расстояние между инициаторами (а в конечном итоге, угол между сталкивающимися ДВ в слое ВВ типа ТАТБ) влияет на ударно-волновое нагружение образца ВВ на основе ТАТБ.

На рис. 15 приведен рентгено снимок верхней части поперечного среза сборки. В опыте нагружался образец из исследуемого ВВ плотностью  $\rho_0 = 1,91 \text{ г/см}^3$ . Сверху располагался слой дополнительного ВВ2 толщиной 0,4 см. Иницирующие пластины из ВВ2 толщиной 0,1 см располагались на расстояниях 1,5, 1 и 2 см друг от друга. Аналогичная иницирующая система с подслоем из ВВ2 располагалась и на внешней стороне, имеющей в поперечном срезе форму окружности. Там использовались два инициатора, расположенные на расстоянии 4 см друг от друга.

На рис. 16 приведен взрывной рентгено снимок эксперимента. Видно, что под точками столкновения ДВ в слое ВВ2 в верхней части образца основного ВВ сформировалось три детонационных фронта. Однако в зонах, где расстояния между инициаторами были 1,5 и 1 см, ДВ не формируется. Область, занятая ПВ, мала и отделена от невозмущенного ВВ типа ТАТБ зоной ударно-сжатого непрореагировавшего основного ВВ. В зоне, где расстояние между инициаторами было 2 см, нельзя однозначно говорить о том, сформировалась ли ДВ.

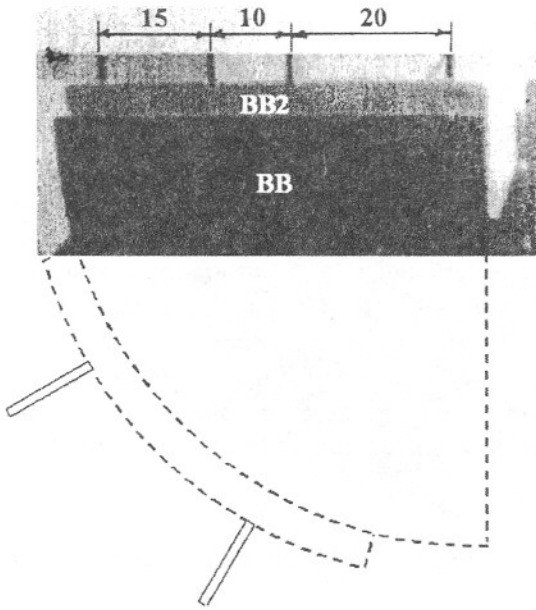


Рис. 15. Рентгеноснимок начальной сборки

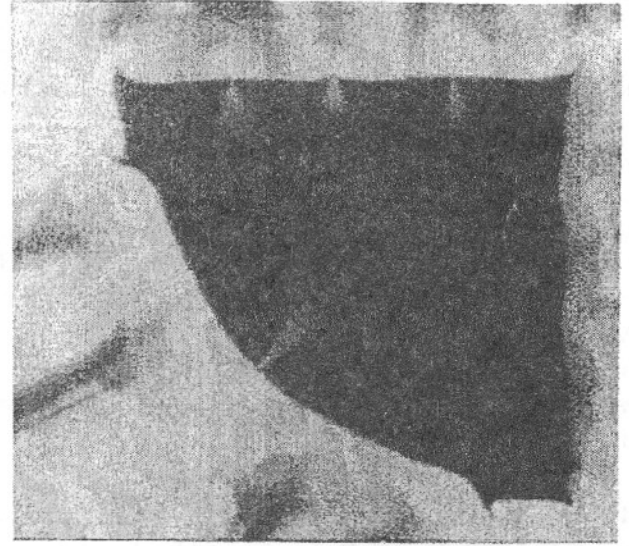


Рис. 16. Взрывной рентгеноснимок эксперимента

4.2. Математическая постановка и особенности проведения расчетов. Начальная геометрия этой серии расчетов приведена на рис. 17, а.

Как видно из рисунка, нагружаемый образец ВВ на основе ТАТБ в поперечном сечении представляет собой 1/4 часть цилиндра 1 радиусом 6 см. Иницирующая система состоит из подслоя и подводящих пластин из ВВ2. Толщина подслоя 0,4 см, толщина подводящих пластин 0,1 см. Вся исследуемая система погружена в пенопласт. В эксперименте иницирующие пластины в верхней и торцевой частях были разной длины. В расчетах подводящие пластины брались с одинаковой длиной 3 см, а разновременность иницирования моделировалась задержкой.

УРСы и их параметры для всех веществ приведены в табл. 1.

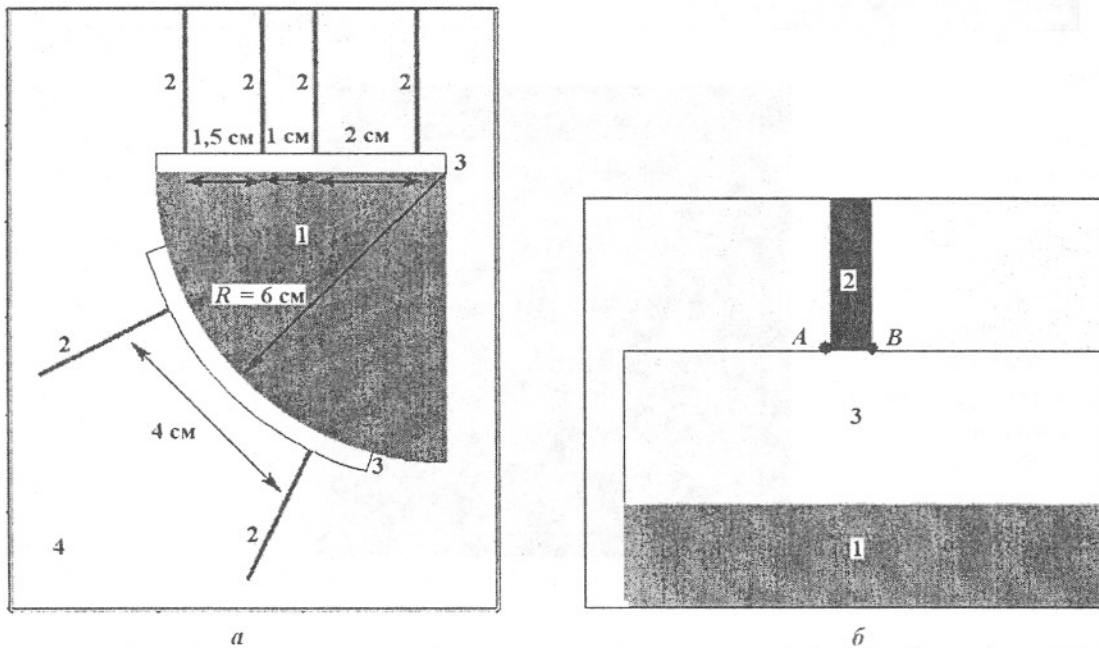


Рис. 17. Геометрия задачи (а) и ее фрагмент (б): 1 — образец из ВВ; 2, 3 — подводящие пластины из ВВ2; 4 — пенопласт

Расчетная область покрывалась квадратной сеткой. Размер счетной ячейки 0,01 см. Общее число точек в задаче  $\sim 10^6$ . Расчеты проводились в плоской постановке на эйлеровой (неподвижной) сетке. Так как в эксперименте подводящие пластины 2, расположенные сверху и сбоку, имели разную длину, то в расчете их инициирование производилось с временной задержкой, равной 2,29 мкс (т. е. инициирование верхних пластин производилось на 2,29 мкс позже).

Инициирование ВВ в подводящих пластинах 2 производилось с помощью алгоритма, который обеспечивает постоянную скорость ДВ, а также задает энерговыделение после прохождения ДВ. Инициирование подводящих пластин 3 производилось через 3,82 мкс после инициирования пластин 2 с помощью этого же алгоритма в точках *A* и *B* по прямой *AB*. Фрагмент геометрии, иллюстрирующий инициирующую систему, изображен на рис. 17, б.

Моделирование детонации в ВВ на основе ТАТБ производилось с использованием кинетики детонации МК. Как и в предыдущей серии расчетов, использовался набор параметров, приведенный в табл. 2. Расчеты проводились как в двухкомпонентном, так и в однокомпонентном приближении и мало отличаются друг от друга.

**4.3. Результаты расчетов.** Результаты этой серии расчетов в однокомпонентном приближении приведены на рис. 18, 19.

Из рисунков видно, что расчеты хорошо согласуются с экспериментом.

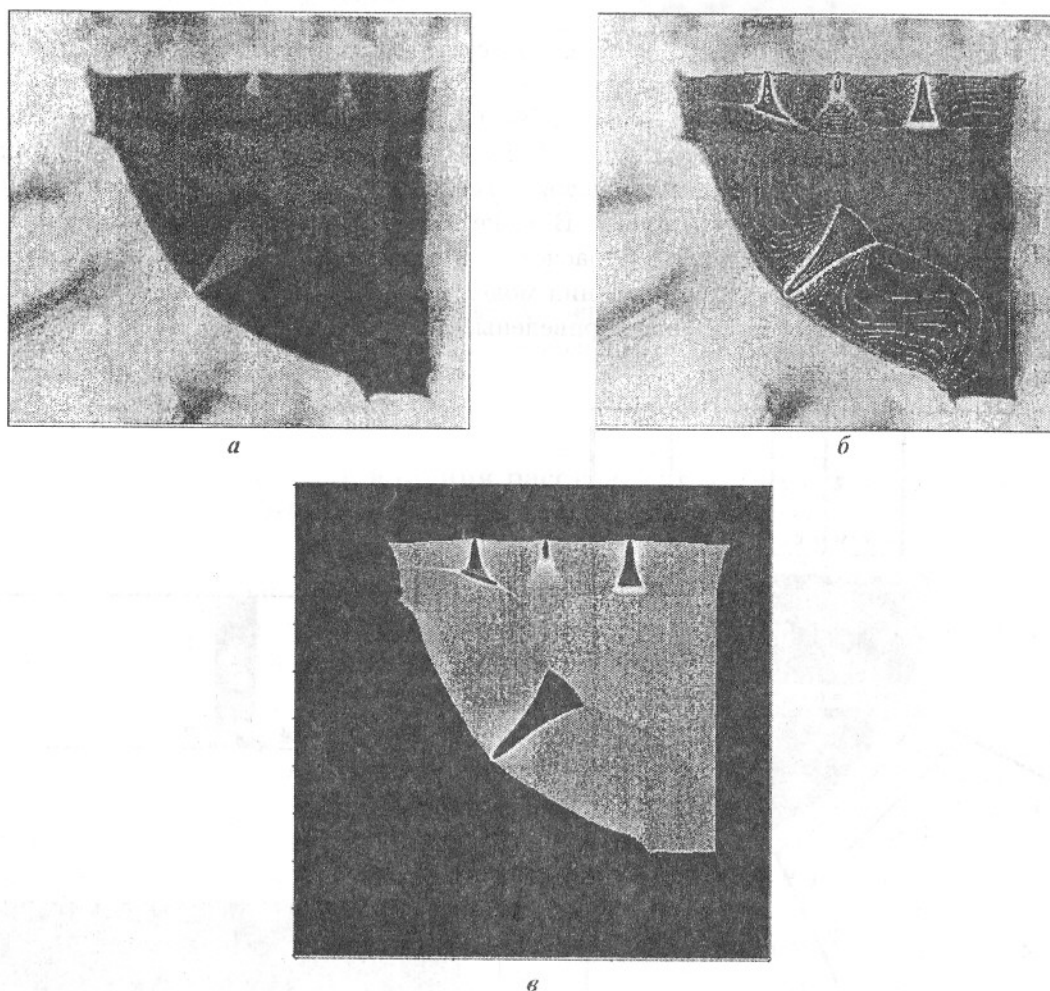


Рис. 18. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для расчета с инициирующими пластинами: *a* — экспериментальный рентгеноснимок; *б* — наложение изолиний концентрации ВВ на рентгеноснимок; *в* — поле концентрации ВВ

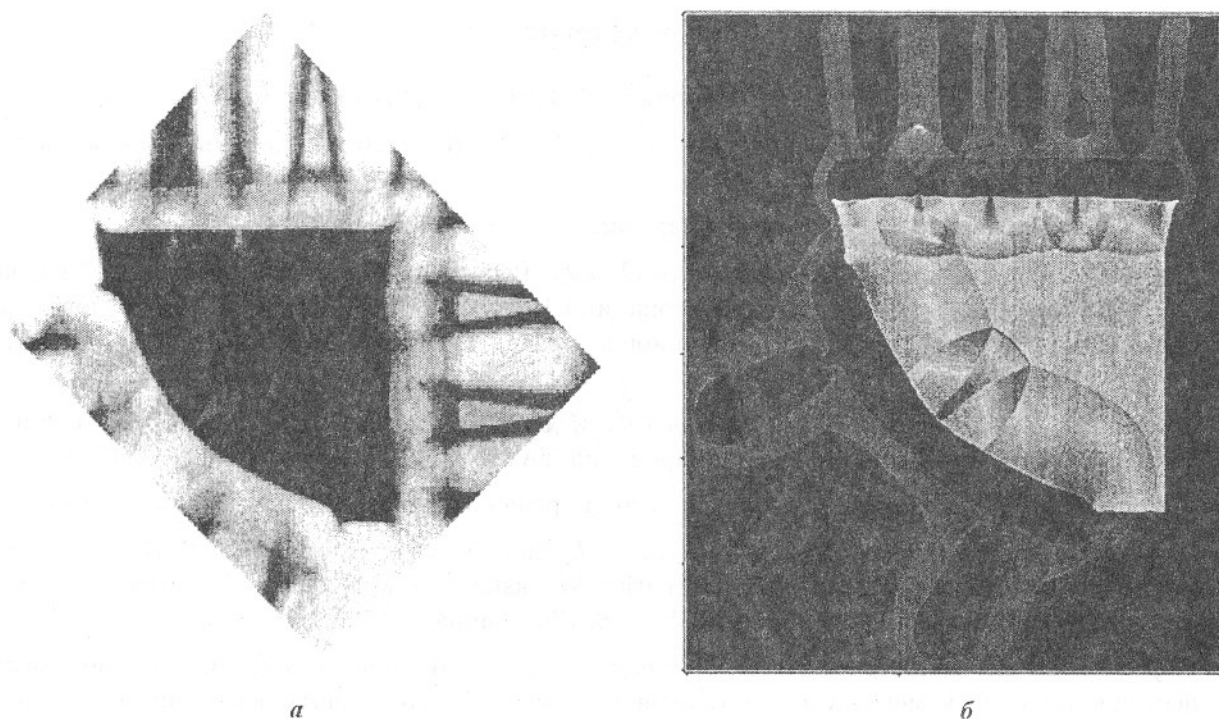


Рис. 19. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для расчета с инициирующими пластинами: *а* — экспериментальный рентгено снимок; *б* — поле плотности ВВ

А именно, в этой серии расчетов детонация в образце ВВ от инициаторов, расположенных на расстоянии 1,5 см, начинает развиваться, однако, попадая в зону ВВ, предварительно поджатого от боковых инициаторов, затухает, здесь наблюдается эффект десенсибилизации ВВ. ДВ от инициаторов, расположенных на расстоянии 1 см, быстро вырождается в ДВ, войдя в образец, как в расчетах, так и в эксперименте.

Относительно развития детонации от инициаторов, находящихся на расстоянии 2 см, эксперимент однозначного ответа не дает. Из рентгено снимка (см. рис. 16) видно только то, что от этих инициаторов зона полностью выгоревшего ВВ наибольшая среди верхних инициаторов. В расчетах в этой области ДВ находится на грани затухания (см. рис. 19), причем оба расчета согласуются с экспериментом.

Инициирование от торцевых инициаторов, расположенных на расстоянии 4 см, заведомо во всех расчетах приводит к образованию обширной зоны полностью выгоревшего ВВ, как и в эксперименте.

### Заключение

В экспериментах и расчетах изучались эффекты возбуждения детонации в конденсированном ВВ на основе ТАТБ, взаимодействие УВ и ДВ. Получено согласие экспериментальных и расчетных данных. Особо следует подчеркнуть, что столь разнообразные физические эффекты удалось описать в рамках кинетики детонации МК с фиксированным набором параметров кинетической модели и фиксированными счетными параметрами методики ЛЭГАК в расчетах в лагранжево-эйлеровой постановке.

Проведенная серия двумерных газодинамических расчетов по методике ЛЭГАК с использованием кинетики детонации МК показала, что с зафиксированным ранее набором счетных параметров (параметров кинетики и других счетных программ) удалось описать широкий спектр экспериментов по инициированию ВВ на основе ТАТБ.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 02-01-00796 и 05-01-00083).

### Список литературы

1. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
  2. Дремин А. Н., Савров А. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
  3. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985.
  4. Морозов В. Г., Карпенко И. И., Ольхов В. О. 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 № 37–95. РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1995.
  5. Комрачков В. А., Ковтун А. Д., Макаров Ф. М. Применение импульсной рентгенографии для исследования ударно-волнового инициирования ТАТБ // ФГВ. 1999. Т. 35, № 2. С. 96.
  6. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1973.
  7. Morozov V. G., Karpenko I. I., Sokolov S. S. et al. Shock-wave interaction in TATB with transition to detonation // Book of Abstracts International Workshop "New models and Numerical Codes for Shock-Wave Processes in Condensed Media". S.-Pb., Russia, 1995. P. 26.
  8. Софронов И. Д., Дмитриев Н. А., Дмитриева Л. В., Малиновская Е. В. Методика расчета нестационарных двумерных задач газовой динамики в лагранжевых переменных // Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики / Под ред. К. И. Бабенко. М.: Наука, 1979.
  9. Софронов И. Д., Афанасьева Е. А., Винокуров О. А. и др. Комплекс программ МИМОЗА для решения многомерных задач механики сплошной среды на ЭВМ "Эльбрус-2" // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1990. Вып. 2. С. 3–9.
  10. Софронов И. Д., Рассказова В. В., Нестеренко Л. В. Нерегулярные сетки в методиках расчета двумерных газодинамических нестационарных задач газовой динамики // Вопросы математического моделирования, вычислительной математики и информатики. М. — Арзамас-16, 1994. С. 131–183.
  11. Бахрах С. М., Спиридонов В. Ф., Шанин А. А. Метод расчета газодинамических течений неоднородной среды в лагранжево-эйлеровых координатах // Докл. АН СССР. 1984. Т. 278. Вып. 4. С. 829–833.
  12. Авдеев П. А., Артамонов М. В., Бахрах С. М. и др. Комплекс программ ЛЭГАК для расчета нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы реализации комплекса на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2001. Вып. 3. С. 14–18.
  13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1966.
  14. Евстигнеев А. А., Зубарев В. Н. Уравнения состояния продуктов взрыва конденсированных ВВ // ФГВ. 1984. № 6. С. 114.
-