

ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ ПОРИСТОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА ВО ВЗРЫВ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ МНОГОСКОРОСТНОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СРЕДЫ

О. А. Дибиров, С. В. Цыкин, Ю. В. Янилкин

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

С использованием модели многоскоростной гетерогенной среды выполнены одномерные и двумерные расчеты перехода горения во взрыв для зарядов пористого взрывчатого вещества, заключенных в оболочку. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными. В зависимости от диаметра заряда взрывчатого вещества в двумерных расчетах, так же как и в экспериментах, зарегистрированы различные режимы взрыва: детонация и низкоскоростное взрывчатое превращение.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность расчетного моделирования перехода горения во взрыв связана с обеспечением безопасности конструкций, содержащих взрывчатые вещества (ВВ), пороха и топлива. На практике довольно часто приходится сталкиваться с горением твердых ВВ, имеющих открытую (газопроницаемую) пористость [1] — более $5 \div 10$ %. Во-первых, исходная пористость ВВ может быть достаточно высокой. Во-вторых, пористость ВВ может существенно увеличиться и перейти из закрытой в открытую под влиянием внешних или внутренних факторов. В частности, при послойном горении низкопористого ВВ, заключенного в прочную оболочку, его пористость может резко увеличиться в результате дробления при воздействии разрушающих напряжений, генерируемых пламенем. На это указывают результаты экспериментов [1] и косвенно — расчетов [2].

При моделировании горения ВВ с открытой пористостью приходится учитывать эффекты, связанные со скоростной неоднородностью фаз и проявляющиеся в фильтрации газа в порах и при конвективном горении. Наиболее эффективный и распространенный на сегодняшний день способ непосредственного учета этих, а также других процессов при горении пористого ВВ (трение зерен, сжатие пор) основан на применении методов механики многофазных многоскоростных сред (см., например, [3, 4]). Для моделирования горения пористых ВВ такой подход использован в большом количестве работ [4–14]. При описании горения пористое зернистое ВВ обычно представляется как двухфазная среда — зёрна твердого ВВ и газовые продукты горения. При этом считает-

ся, что каждая фаза движется со своей скоростью, а между фазами учитываются обменные эффекты: массо- и теплообмен, трение.

В подавляющем большинстве работ, посвященных численному моделированию перехода горения в детонацию в пористых ВВ, порохам и топливах (в том числе, в [4–14]), описывается только одномерная ситуация, что объясняется, по-видимому, сложностью модели и вычислительными трудностями уже в одномерном случае. Вместе с тем, при экспериментальном исследовании перехода горения в детонацию в тонких (диаметром ≈ 1 см) цилиндрических зарядах, поджигаемых с торца, ввиду значительной длительности процесса (≈ 100 мкс) приходится учитывать двумерные эффекты [1, 15–17]. На это указывают результаты экспериментов [15, 16], согласно которым при уменьшении диаметра заряда пористого тэна от 10 до 5 мм картина перехода меняется качественно: вместо детонации наблюдается волна низкоскоростного взрывчатого превращения, распространяющаяся со скоростью $\approx 1 \div 3$ км/с. Экспериментально установлено также сильное влияние материала и толщины оболочки заряда ВВ на переход горения в детонацию [1, 15–17].

В данной работе выполнены одно- и двумерные расчеты перехода горения во взрыв для пористого ВВ с параметрами, близкими к параметрам тэна, с помощью комплекса программ ЭГАК [18]. Реализованная в комплексе ЭГАК модель течения реагирующего пористого ВВ построена на основе одномерной модели [4, 8, 9] и обобщена на случай нескольких компонентов в несущей и дисперсной (твердые частицы ВВ) фазах.

1. ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ

Заряд пористого ВВ в оболочке или без нее в начальный момент времени $t = 0$ поджигается обычно в небольшой по сравнению с размерами заряда области, которую будем называть областью инициирования. Требуется определить динамику течения реагирующего ВВ и продуктов горения, характерные времена и расстояния, на которых осуществляются переход горения в детонацию или другие режимы взрыва.

В используемой здесь модели предполагается, что реагирующее пористое ВВ состоит из дисперсной фазы — упаковки (или набора) твердых зерен ВВ, которые рассматрива-

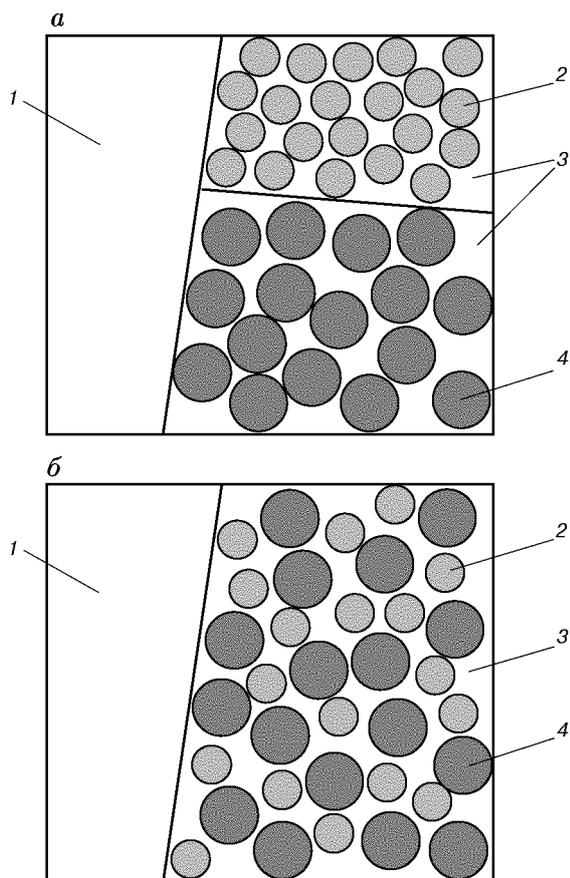


Рис. 1. Состав элементарного объема в случаях неперемешанных (а) и перемешанных (б) компонентов дисперсной фазы:

1, 3 — компоненты несущей фазы, 2, 4 — дисперсной фазы

ются как сферические частицы, и несущей фазы. На рис. 1 схематически показан некоторый элементарный объем, содержащий компоненты несущей и дисперсной фаз. Различные компоненты дисперсной фазы (вещества 2 и 4) могут быть перемешаны и не перемешаны. Пространство между частицами занимают продукты горения ВВ, которые в данном варианте модели представлены одним компонентом несущей фазы — компонентом 3 (в дальнейшем он обозначен индексом m)¹. Вещество 1 является одним из компонентов несущей фазы, которые не взаимодействуют с дисперсной фазой. Такие компоненты будем называть нейтральными. Например, в рассматриваемых далее двумерных задачах нейтральный компонент представляет собой инертный материал оболочки и присутствует только в пограничных элементарных объемах. Изображенные на рис. 1 объемы являются пограничными и отражают наиболее общий случай для варианта с двумя компонентами в несущей и дисперсной фазах. Во внутренних элементарных объемах может содержаться меньшее число компонентов. Ситуация с частично перемешанными компонентами дисперсной фазы сводится к изображенным на рис. 1 случаям.

Каждый компонент дисперсной фазы характеризуется своими значениями радиуса r_k и концентрации n_k частиц (k — номер компонента). Различными могут быть также значения истинной плотности компонентов дисперсной фазы ρ_k^0 . Зёрна ВВ могут рассматриваться в модели как несжимаемые и сжимаемые частицы (сжимаемость можно не учитывать при горении ВВ с достаточно высокой пористостью). Учитываются межзеренные напряжения, возникающие при контакте соседних зерен. Считается, что несущая фаза и каждый компонент дисперсной фазы имеют свои скорости, т. е. модель многоскоростная.

Горение каждого компонента ВВ начинается при достижении критического значения температуры (для каждого компонента — своего). При горении происходит переход сгоревшей массы ВВ в несущую фазу и выделение энергии в соответствии с заданной калорийностью для каждого компонента.

При сделанных выше предположениях основные уравнения модели имеют следующий вид.

¹Число таких компонентов может быть увеличено.

Для несущей фазы:

уравнение движения:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + (\nabla \rho \mathbf{u}) \mathbf{u} = -\alpha^0 \nabla p - \sum_{k=1}^{N_k} \mathbf{F}_k + \sum_{k=1}^{N_k} J_k \mathbf{u}_k, \quad (1)$$

уравнение неразрывности для компонентов:

$$\frac{\partial(w_i \rho)}{\partial t} + \nabla(w_i \rho \mathbf{u}) = \begin{cases} 0, & i \neq m, \\ \sum_{k=1}^{N_k} J_k, & i = m, \end{cases} \quad (2)$$

уравнение энергии для компонентов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(w_i \rho e_i)}{\partial t} + \nabla(w_i \rho e_i \mathbf{u}) = & \\ = -\alpha_i p_i \nabla(\alpha^0 \mathbf{u}) - \alpha_i p_i \frac{\partial \alpha^0}{\partial t} + & \\ + \begin{cases} 0, & i \neq m, \\ \sum_{k=1}^{N_k} J_k \left[e_k + \frac{p_k}{\rho_k^0} + \frac{(\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2}{2} \right] + & \\ + \sum_{k=1}^{N_k} \chi_k F_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k) - \sum_{k=1}^{N_k} W_k, & i = m. \end{cases} & \end{aligned} \quad (3)$$

Для дисперсной фазы:

уравнение движения для компонентов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_k \mathbf{u}_k)}{\partial t} + (\nabla \rho_k \mathbf{u}_k) \mathbf{u}_k = & \\ = -\alpha_k^0 \nabla p_k - \nabla p_f + \mathbf{F}_k - J_k \mathbf{u}_k, & \end{aligned} \quad (4)$$

уравнение неразрывности для компонентов:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla(\rho_k \mathbf{u}_k) = -J_k, \quad (5)$$

уравнение энергии для компонентов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_k e_k)}{\partial t} + \nabla(\rho_k e_k \mathbf{u}_k) = -p_k \nabla(\alpha_k^0 \mathbf{u}_k) - p_k \frac{\partial \alpha_k^0}{\partial t} - & \\ - p_f \nabla \mathbf{u}_k + \chi_k \mathbf{F}_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k) - J_k \left(e_k + \frac{p_k}{\rho_k^0} \right) + W_k, & \end{aligned} \quad (6)$$

уравнение для безразмерной концентрации зерен:

$$\frac{\partial \xi_k}{\partial t} + \nabla(\xi_k \mathbf{u}_k) = 0. \quad (7)$$

В уравнениях (1)–(7) и ниже приняты следующие обозначения. Для k -го дисперсного компонента ($k = 1, \dots, N_k$): \mathbf{u}_k — скорость; V_k^0 —

истинный объем (занимаемый этим компонентом в ячейке объемом V); V_k — полный объем области, в которой расположен k -й компонент (объем, равный сумме истинного объема и объема пор между частицами²); M_k — масса; $\rho_k^0 = M_k/V_k^0$, $\rho_k = \alpha_k^0 \rho_k^0$ — истинная и приведенная плотности; $\alpha_k^0 = V_k^0/V$, $\alpha_k = V_k/V$ — истинная и приведенная объемные доли (последняя вводится для удобства численной реализации модели в пограничных ячейках); e_k — удельная внутренняя энергия; ξ_k — безразмерная концентрация частиц (связана с размерной концентрацией частиц n_k соотношением $\xi_k = (4/3)\pi r_{k,0}^3 n_k$); $r_{k,0}$, r_k — начальный и текущий радиусы зерен k -го компонента дисперсной фазы; $\tilde{r}_k \equiv r_k/r_{k,0} = (\alpha_k^0/\alpha_k \xi_k)^{1/3}$ — безразмерный радиус зерен; u_f — скорость горения ВВ; p_f — напряжение межзеренных контактов, связанное только с деформацией и переупаковкой пористого скелета. Для несущей фазы (величины без индекса, кроме объема ячейки V , относятся ко всей несущей фазе, с индексом i — к компоненту, $i = 1, \dots, N_i$): \mathbf{u} — скорость; $M = \sum_i M_i$ — масса несущей фазы в ячейке; $\rho^0 = M/(V - \sum_k V_k)$ — истинная плотность; $\rho_i = M_i/V$, $\rho = M/V$ — приведенные плотности; $\alpha_i^0 = V_i^0/V$, $\alpha^0 = \sum_i \alpha_i^0 = 1 - \sum_k \alpha_k^0$ — истинные объемные доли; $\alpha_i = V_i/V = \alpha_i^0/\alpha^0$ — приведенная объемная доля (где $V_i = V_i^0$, если $i \neq m$, либо $V_i = V_i^0 + \sum_{k=1}^{N_k} V_k^0$, если $i = m$); $w_i = M_i/M$ — приведенная массовая концентрация; e_i — удельная внутренняя энергия; p , p_i — давление; ν , ν_i — кинематическая вязкость. Другие обозначения: J_k , W_k — интенсивности массо- и теплообмена соответственно; \mathbf{F}_k — сила трения между несущей фазой и k -м компонентом дисперсной фазы, отнесенная к единице объема; χ_k — доля диссипируемой за счет трения энергии, выделяющейся в несущей фазе ($\chi_k = 0,5$); t — время.

Система уравнений (1)–(7) замыкается с помощью уравнений состояния, условий совместного деформирования, соотношений для

²В случае неперемешанных компонентов (см. рис. 1,а) объем V_k задается изначально, а его эволюция рассчитывается из уравнений сохранения. Значения V_k для разных компонентов могут быть различными. В случае перемешанных компонентов (см. рис. 1,б) объемы V_k одинаковы для всех компонентов дисперсной фазы и равны объему ячейки за вычетом объема вещества 1.

обменных членов и напряжения межзеренных контактов. Уравнения состояния компонентов несущей фазы в общем случае имеют вид $p_i = p_i(\rho_i^0, e_i)$. В настоящее время в расчетах используется уравнение состояния продуктов горения вида

$$p_m = (\gamma_m - 1)\rho_m^0 e_m \times \\ \times [1 + \rho_m^0/b_1 + (\rho_m^0/b_2)^2 + (\rho_m^0/b_3)^3],$$

где γ_m, b_1, b_2, b_3 — константы.

В качестве условия совместного деформирования компонентов несущей фазы используется одно из следующих: а) одинаковая сжимаемость веществ ($\text{div } \mathbf{u} = \text{div } \mathbf{u}_i$), б) равенство давлений веществ ($p = p_i$).

Частицы ВВ либо считаются несжимаемыми ($\rho_k^0 = \text{const}$), либо для них применяется уравнение состояния вида $p_k = p_k(\rho_k^0, e_k)$.

Основным условием совместного деформирования гетерогенных фаз является равенство давлений в фазах:

$$p_k = p,$$

которое наиболее часто используется на практике [3, 4]. Это условие применимо и для задачи о переходе горения в детонацию в зернистом ВВ, поскольку время выравнивания давления между фазами оказывается пренебрежимо малой величиной по сравнению с характерным временем развития перехода.

Соотношения для обменных членов и напряжения межзеренных контактов взяты в виде [9]. Интенсивность межфазного массообмена, обусловленного горением частиц ВВ, определяется выражением

$$J_k = \begin{cases} 3\rho_k u_f / r_k, & T_k \geq T_{b,k}, \\ 0, & T_k < T_{b,k}, \end{cases}$$

где T_k — текущая температура k -го компонента ВВ, а $T_{b,k}$ — температура его воспламенения. Скорость послыонного горения u_f подчиняется эмпирической зависимости от давления p [1]:

$$u_f = u_{f,0}(p/p_0)^\varphi,$$

где $u_{f,0}, p_0, \varphi$ — константы.

Соотношения для интенсивности межфазного теплообмена имеют вид

$$W_k = \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{\alpha_k^0}{r_k^2} \text{Nu}_k \lambda (T - T_k), & T_k < T_{b,k}, \\ 0, & T_k \geq T_{b,k}, \end{cases}$$

где

$$\text{Nu}_k = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_k \text{Pr}_k^{1/3}, & \text{Re}_k \leq 200, \\ 2,27 + 0,6 \text{Re}_k^{2/3} \text{Pr}_k^{1/3}, & \text{Re}_k > 200, \end{cases}$$

T, λ — температура и коэффициент теплопроводности несущей фазы; $\text{Nu}_k, \text{Re}_k = 2|\mathbf{u} - \mathbf{u}_k| \times r_k / \nu_k, \text{Pr}_k$ — числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля.

Сила трения между несущей фазой и k -м компонентом дисперсной фазы, отнесенная к единице объема, равна

$$\mathbf{F}_k = n_k C_\mu \pi r_k^2 \rho^0 |\mathbf{u} - \mathbf{u}_k| (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k) / 2.$$

Коэффициент трения C_μ находится из эмпирических соотношений:

$$C_\mu = \begin{cases} C_1, & \alpha^0 \geq 0,92, \\ C_2, & \alpha^0 \leq 0,55, \\ \frac{(0,92 - \alpha^0)C_2 + (\alpha^0 - 0,55)C_1}{0,37}, & 0,55 < \alpha^0 < 0,92, \end{cases}$$

где

$$C_1 = \frac{24}{\text{Re}_k} + \frac{4,4}{\text{Re}_k^{1/2}} + 0,42,$$

$$C_2 = \frac{4}{3\alpha^0} \left(1,75 + \frac{150(1 - \alpha^0)}{\alpha^0 \text{Re}_k} \right).$$

Напряжение межзеренных контактов определяется в соответствии с [9] следующим образом. Пусть α_*^0 — пористость ВВ в насыпном состоянии (обычно принимается $\alpha_*^0 = 0,37$). Тогда, если начальное значение пористости ВВ $\alpha_0^0 \leq \alpha_*^0$, напряжение межзеренных контактов равно

$$p_f = \begin{cases} \rho_k^0 c_s^2 \alpha_*^0 (\alpha_0^0 / \alpha^0 - 1), & \alpha^0 \leq \alpha_*^0, \\ 0, & \alpha^0 > \alpha_*^0, \end{cases}$$

где c_s — скорость звука в пористом скелете: $c_s = c_{s*} + K(\alpha_*^0 - \alpha_0^0)$; c_{s*} — значение c_s в насыпном состоянии; K — константа. При $\alpha_0^0 > \alpha_*^0$

$$p_f = \begin{cases} \rho_k^0 c_{s*}^2 \alpha_*^0 (\alpha_*^0 / \alpha^0 - 1), & \alpha^0 \leq \alpha_*^0, \\ 0, & \alpha^0 > \alpha_*^0. \end{cases}$$

Приведенные выражения для p_f , вообще говоря, справедливы, когда истинные плотности компонентов дисперсной фазы одинаковы. В общем случае в этих выражениях вместо ρ_k^0 должно стоять среднее значение плотности дисперсной фазы $\langle \rho^0 \rangle = \sum_k \alpha_k^0 \rho_k^0 / \sum_k \alpha_k^0$.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Система определяющих дифференциальных уравнений решалась численно-разностными методами. Описанная выше математическая модель процесса была реализована в рамках комплекса программ ЭГАК [18] в лагранжево-эйлеровых переменных. Счетные ячейки представляют собой произвольные четырехугольники, узлы которых в процессе счета могут двигаться достаточно произвольно. Таким образом, расчеты можно вести на произвольных сетках, от полностью лагранжевой до полностью неподвижной.

При использовании произвольной сетки появляются смешанные ячейки, содержащие несколько компонентов дисперсной и несущей фаз, и возникает задача корректного описания термодинамического состояния в таких ячейках и проблема расчета движения границ раздела. Для локализации положения границ раздела применяется модифицированный метод концентраций [19]. В методике нет ограничений на количество компонентов как в целом по системе, так и в отдельных смешанных ячейках (несущей и дисперсной фаз).

При численном решении системы уравнений (1)–(7) используется метод расщепления по физическим процессам. Расчет приращений величин на временном шаге происходит в несколько этапов.

Газодинамическая часть разработанной методики основана на методе из работы [20], дополненном алгоритмами расчета смешанных ячеек, содержащих дисперсные компоненты [21]. Из последней работы взят и метод расчета межфазного обмена.

Отметим, что численные решения являются немонокотонными в силу потери гиперболичности системы уравнений в некоторых случаях [4]. Поэтому возникает необходимость в сглаживании профилей разностных решений. С этой целью в некоторых расчетах был использован метод, который сглаживает профили только в окрестности локальных экстремумов и является полностью консервативным.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Были выполнены одномерные и двумерные расчеты перехода горения в детонацию для пористого ВВ, близкого по параметрам к тэну. Одномерные расчеты сравнивались с результатами ранее проведенных таких же расчетов

и с экспериментальными данными. Сравнение представленных здесь результатов двумерных и одномерных расчетов демонстрирует влияние двумерных эффектов на переход горения в детонацию. Дисперсная фаза во всех расчетах считалась однокомпонентной с несжигаемыми частицами, несущая фаза в одномерных расчетах также состояла только из одного компонента — продуктов горения, в двумерных — из двух компонентов, один из которых — продукты горения, другой — нейтральный (материал оболочки в смешанных ячейках). Здесь и далее индексами 1 и 2 обозначены соответственно продукты горения и ВВ.

Одномерные расчеты. Постановка одномерных задач формулировалась следующим образом. Плоский слой пористого ВВ толщиной x_{\max} заключен между двумя неподвижными непроницаемыми стенками ($x = 0$ и $x = x_{\max}$) — заряд в оболочке. В момент времени $t = 0$ в небольшой по сравнению с x_{\max} области $0 \leq x \leq x_0$ инициируется горение.

Начальные условия задачи:

во всей области ($0 \leq x \leq x_{\max}$): $u_1 = u_2 = 0$, $\alpha_1^0 = \alpha_{10}^0$, $\xi_2 = \alpha_{20}^0$;

в области невозмущенного ВВ ($x_0 < x \leq x_{\max}$): $p = p_0$, $T_1 = T_2 = T_0$;

в области инициирования ($0 \leq x \leq x_0$): $p = p_0$, $T_1 = T_2 = T_b > T_0$.

Размеры областей: $x_0 = 0,5$ см; $x_{\max} = 20$ см. На границах расчетной области ($x = 0$ и $x = x_{\max}$) заданы условия непротекания $u_1 = u_2 = 0$.

Параметры ВВ имели те же значения, что и в [9]: $\rho_2^0 = 1,55$ г/см³; $c_2 = 1,466 \cdot 10^{-3}$ кДж/(г·К); $r_{20} = 5 \cdot 10^{-3}$ см; $u_{f,0} = 6,5 \cdot 10^{-7}$ км/с; $\varphi = 0,7$; $\alpha_{1*}^0 = 0,37$; $c_{s*} = 0,42$ км/с; $K = 5,45$ км/с; калорийность $Q = 5,9$ кДж/г; $T_b = 327,6$ К; $b_1 = 1$ г/см³, $b_2 = 1,414$ г/см³, $b_3 = 1,494$ г/см³; $c_{v,1} = 0,713 \cdot 10^{-3}$ кДж/(г·К); $\gamma_1 = 1,402525$; динамическая вязкость газа $\mu_1 = 1,7 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с); $\lambda_1 = 2,57 \cdot 10^{-4}$ Вт/(см·К).

В одномерных расчетах значения начальной пористости ВВ варьировались в пределах $\alpha_{10}^0 = 0,1 \div 0,7$. Результаты расчетов при $\alpha_{10}^0 = 0,37$ представлены на рис. 2. К моменту $t \approx 25$ мкс после начала горения в области перед фронтом конвективного горения на расстоянии $\approx 1,6$ см от левого торца заряда возникает вторичный очаг горения. Его формирование происходит в результате нагрева ВВ за

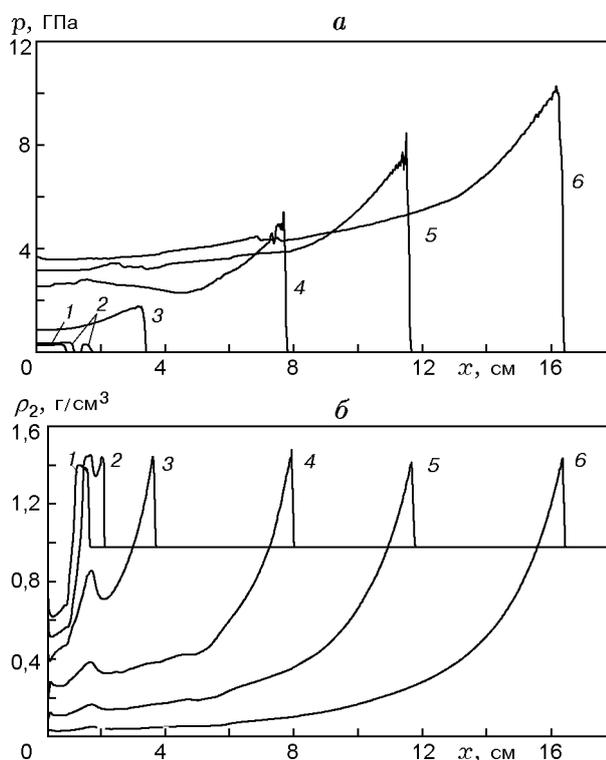


Рис. 2. Профили давления в газовой фазе (а) и приведенной плотности дисперсной фазы (б) в различные моменты времени (одномерный расчет, $\alpha_{10}^0 = 0,37$):

t , мкс: 20 (1); 25 (2); 35 (3); 50 (4); 60 (5); 70 (6)

счет работы сил трения зерен ВВ друг о друга, максимальное значение которой достигается на фронте волны сжатия пористого скелета, опережающей передний фронт конвективного горения, и за счет теплообмена зерен со сжимаемым в порах газом. После этого из вторичного очага в противоположных направлениях распространяются волна нестационарной детонации (уходящая вперед) и ретонационная волна (идушая назад — навстречу фронту). В момент $t \approx 35$ мкс наблюдается только одна волна нестационарной детонации. К моменту $t \approx 70$ мкс за фронтом этой волны формируется плоскость Чепмена — Жуге. Далее происходит асимптотический выход волны в режим стационарной детонации³. Средняя скорость детонационной волны в интервале $t = 60 \div 70$ мкс составляет $\approx 4,8$ км/с. Для сравнения отметим, что экспериментальное значение скорости детонации пористого тэна с начальной плотно-

³Результаты численного исследования выхода в режим стационарной детонации в подобной одномерной задаче приведены в [9].

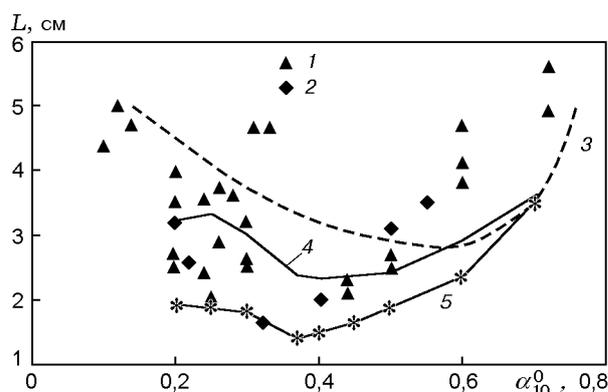


Рис. 3. Зависимости глубины возникновения очага от начальной пористости ВВ:

1, 2 — эксперимент [15, 17]; 3 — расчет [9]; 4, 5 — расчет данной работы (со сглаживанием и без него соответственно)

стью 1 г/см^3 ($\alpha_{10}^0 \approx 0,355$) согласно [15] составляет $\approx 4,7$ км/с (при этом диаметр заряда равен $0,5$ см, длина ≈ 15 см).

Картина перехода горения в детонацию соответствует результатам работ [4, 9]. Для других значений начальной пористости развитие детонации происходит качественно так же, но с другими значениями момента и координаты образования вторичного очага.

На рис. 3 представлены расчетные зависимости глубины возникновения вторичного очага L от начальной пористости α_{10}^0 , полученные в данной работе, а также аналогичная расчетная зависимость из [9] и экспериментальные зависимости [15, 17]. Кривая 4 соответствует расчетам с применением оператора сглаживания профилей величин. Сглаживание позволило уменьшить влияние осцилляций в численном решении на преждевременное воспламенение ВВ. Кривая 5 отображает результаты расчетов без сглаживания. Отметим, что представленные выше результаты для $\alpha_{10}^0 = 0,37$ получены без сглаживания (так же, как и все последующие результаты). Из рис. 3 видно, что сглаживание численного решения заметно сказывается на результатах, но вместе с тем не является принципиальным с учетом большого разброса экспериментальных данных. Отклонение результатов данной работы от результатов [9], возможно, связано с различием в процедурах сглаживания численного решения.

Так же, как в расчетах [9] и в экспериментах, кривая $L(\alpha_{10}^0)$, рассчитанная в данной работе, имеет минимум. Он соответствует $\alpha_{10}^0 \approx 0,35 \div 0,4$, что ближе к эксперимен-

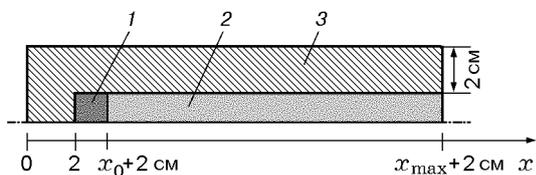


Рис. 4. Исходная геометрия двумерных задач:

1 — зажженное ВВ (область иницирования),
2 — невозмущенное ВВ, 3 — оболочка из меди

гальным данным, чем результаты [9]. Наличие минимума кривой $L(\alpha_{10}^0)$ связано с тем, что при уменьшении начальной пористости, начиная с очень больших значений ($\alpha_{10}^0 \approx 0,8$), с одной стороны, увеличивается энергосодержание ВВ в единице объема, с другой — уменьшается газопроницаемость и растет скорость звука в пористом скелете (из-за этого волна сжатия инициирует ВВ на большем расстоянии). В области высоких значений начальной пористости влияние первого фактора более существенно и расстояние L уменьшается при уменьшении α_{10}^0 . В области низких значений начальной пористости наблюдается обратная картина. В области совсем малых значений начальной пористости ($\alpha_{10}^0 \leq 0,2$) численное решение дает снижение L с уменьшением α_{10}^0 , что связано, по-видимому, с некорректностью использования предположения о несжимаемости зерен в этой области значений α_{10}^0 . В целом полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными и результатами ранее выполненных одномерных расчетов.

Двумерные расчеты. Исходная геометрия для двумерных расчетов изображена на рис. 4. Цилиндрический заряд пористого ВВ диаметром D заключен в цилиндрическую медную оболочку. В начальный момент времени $t = 0$ в области иницирования начинается горение. Внешняя граница оболочки является свободной поверхностью. Остальные граничные и начальные условия, а также параметры ВВ те же, что и в одномерных расчетах.

Результаты расчета задачи с $D = 2$ см представлены на рис. 5, 6 в виде двумерных профилей давления p и приведенной плотности ВВ. На рис. 7 показано распределение определяющих параметров на оси заряда. Возникновение вторичного очага происходит между 25-й и 30-й микросекундами. Наибольшие значения давления и приведенной плотности ВВ

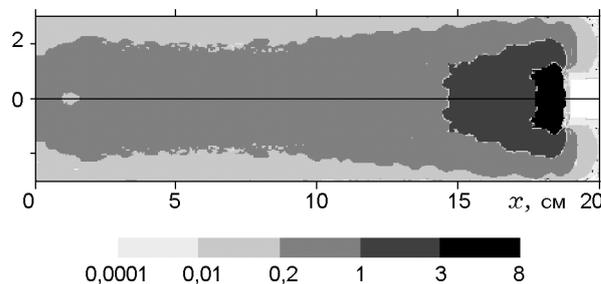


Рис. 5. Растровая картина давления (ГПа) в задаче с $D = 2$ см в момент времени $t = 80$ мкс

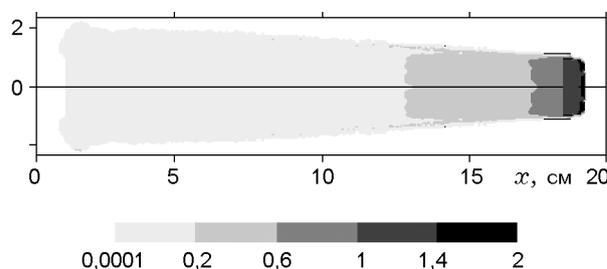


Рис. 6. Растровая картина приведенной плотности горящего ВВ (г/см^3) в задаче с $D = 2$ см в момент времени $t = 80$ мкс

достигаются на оси заряда. По медной оболочке распространяется волна сжатия, которая ввиду значительной скорости звука в меди в начальной стадии существенно опережает фронт конвективного горения. Вглубь незажженного ВВ из оболочки распространяется косая волна сжатия малой амплитуды (≈ 2 атм), не влияющая заметно на иницирование ВВ. По мере распространения нестационарной детонационной волны длина области с косой волной сжатия уменьшается, а сама косая волна не успевает существенно проникнуть вглубь ВВ.

Вследствие влияния боковой разгрузки амплитуда нестационарной детонационной волны в двумерном случае ниже, чем в одномерном. Так, например, в двумерном расчете в момент времени $t = 80$ мкс давление на фронте $\approx 5,5$ ГПа, а в одномерном в момент $t = 70$ мкс — примерно 10 ГПа. Средняя скорость детонационной волны в интервале $t = 60 \div 80$ мкс составляет $\approx 3,5$ км/с, что также ниже, чем в одномерном случае. Но все же в двумерном расчете с $D = 2$ см происходит развитие детонации: амплитуда и скорость нестационарной детонационной волны нарастают, скорость их роста постепенно замедляется.

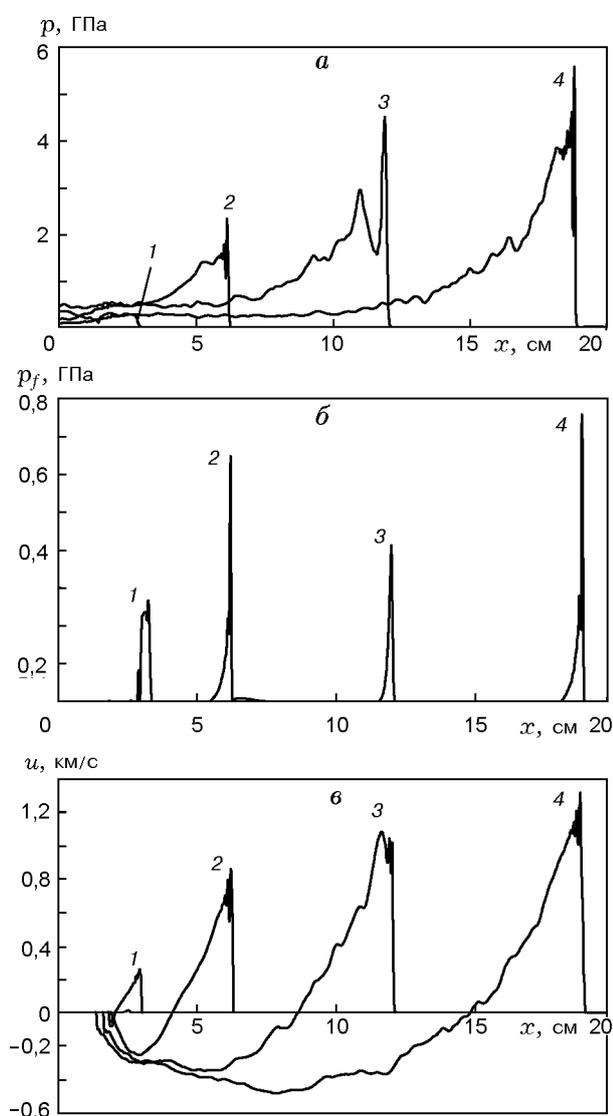


Рис. 7. Профили параметров на оси симметрии в задаче с $D = 2$ см:

a — давление в несущей фазе; b — межзеренное давление; c — скорость дисперсной фазы (горящего ВВ) в моменты времени t , мкс: 20 (1), 40 (2), 60 (3), 80 (4)

На рис. 8–10 представлены результаты расчета при $D = 0,5$ см. В этом случае не происходит выхода на детонацию за время $t \approx 140$ мкс на длине заряда 20 см. Вместо нестационарной детонации формируется квазистационарная волна низкоскоростного взрывчатого превращения. Ее средняя скорость в интервале $t = 100 \div 140$ мкс составляет $\approx 1,6$ км/с, что неплохо согласуется с экспериментальным значением 1,5 км/с, зарегистрированным в [16] для заряда тэна диаметром 5 мм

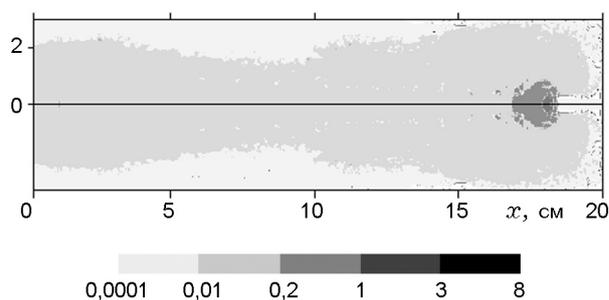


Рис. 8. Растровая картина давления (ГПа) в задаче с $D = 0,5$ см в момент времени $t = 140$ мкс

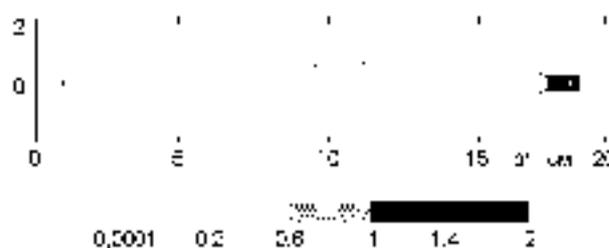


Рис. 9. Растровая картина приведенной плотности горящего ВВ (г/см^3) в задаче с $D = 0,5$ см в момент времени $t = 140$ мкс

в латунной оболочке (поскольку в [16] не приведена марка латуни, в проводившихся расчетах латунь заменялась основным компонентом этого сплава — медью). Амплитуда давления в газовой фазе в этом же интервале времени согласно результатам расчета составляет $\approx 0,6$ ГПа. Отметим, что амплитуда волны межзеренных напряжений p_f в средней стадии процесса ($t = 30 \div 100$ мкс) сопоставима с давлением в газовой фазе, в отличие от предыдущего случая с $D = 2$ см, где она значительно меньше давления в газовой фазе. Таким образом, в течение достаточно длительного времени в данном случае существует двухфронтная конфигурация низкоскоростного взрывчатого превращения: впереди фронта конвективного горения распространяется волна сжатия по пористому скелету, причем значения амплитуд этих волн близки. Волна сжатия пористого скелета нагревает зерна ВВ. Дальнейший их разогрев идет за счет межфазного трения. В данном случае переход в детонацию не происходит, поскольку боковые потери более сильные, чем в случае с $D = 2$ см. Вместе с тем наблюдается слабая тенденция к ускорению волны низкоскоростного взрывчатого превращения, поэто-

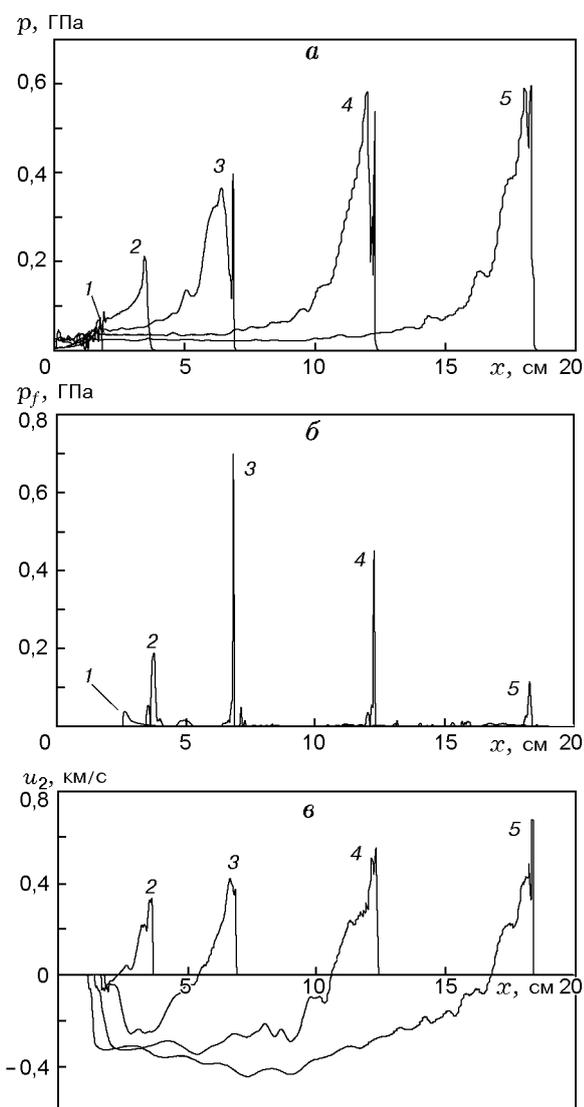


Рис. 10. Профили параметров на оси симметрии в задаче с $D = 0,5$ см:
 а — давление в несущей фазе; б — межзеренное давление; в — скорость дисперсной фазы (горящего ВВ) в моменты времени t , мкс: 10 (1), 30 (2), 60 (3), 90 (4), 140 (5)

му при увеличении длины заряда можно ожидать переход в детонацию. Таким образом, низкоскоростное взрывчатое превращение можно трактовать как растянутую во времени промежуточную стадию перехода горения в детонацию, существование которой обеспечивается в результате временного баланса между приходом энергии за счет сгорания ВВ в режиме конвективного горения и потерями энергии из-за боковой разгрузки.

Дополнительно были выполнены расчеты с промежуточными значениями диаметра за-

D , см	Режим взрывчатого превращения	\bar{v} , км/с
0,5	Низкоскоростной	1,6
1,0	Низкоскоростной ↓ детонация	2,4
1,5	Детонация	3,1
2,0	Детонация	3,5

ряда ($D = 1$ и $1,5$ см). Расчетные значения средней скорости волны взрывчатого превращения (\bar{v}) в конечной стадии (на базе от ≈ 12 до ≈ 18 см) и режим этого превращения для всех расчетов представлены в таблице. Качественно результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными [15, 16]. Количественное сравнение расчетных и экспериментальных значений скорости волны взрывчатого превращения для $D = 0,5$ см было представлено выше. К сожалению, для других значений диаметра количественное сравнение затруднено: в [16] приведены значения скорости волны взрывчатого превращения при $D = 1$ см (для $D > 1$ см опыты не проводились) для ВВ с малой пористостью ($\alpha_{10}^0 \leq 0,1$), т. е. в области, где представленные расчеты некорректны, поскольку не учитывается сжимаемость зерен.

Результаты расчета отличаются от эксперимента тем, что для диаметра заряда $D = 0,5$ см в латунной оболочке согласно экспериментальным данным [16] низкоскоростное взрывчатое превращение все же успевает перейти в детонацию (в полистироловой оболочке согласно [16] такой переход происходит только при $D = 1$ см). Это отличие можно объяснить тем, что расчеты проводились в гидродинамическом приближении — без учета прочности оболочки. Поэтому в расчетах боковой разлет оболочки происходит быстрее, чем в эксперименте, что способствует снижению интенсивности перехода горения в детонацию. В дальнейшем предполагается рассчитывать движение оболочки в рамках упругопластической модели с учетом прочности. Учитывая, что в данном варианте модели использованы некоторые упрощения (предположение о несжимаемости зерен, гидродинамическое приближение при расчете течения оболочки), можно считать, что результаты расчетов и экспериментов удовлетворительно согласуются.

ВЫВОДЫ

Сформулированная модель течения ВВ и разработанный метод расчета позволяют проводить реалистичное двумерное моделирование ускорения горения пористых ВВ и переход его в различные режимы взрыва.

Результаты выполненных расчетов вместе с экспериментальными данными указывают на связь низкоскоростного взрывчатого превращения с величиной боковой разгрузки при развитии горения в длинных цилиндрических зарядах пористого ВВ в оболочке. В расчетах так же, как и в эксперименте, при уменьшении диаметра заряда до 5 мм вместо детонации наблюдается низкоскоростное взрывчатое превращение, расчетное значение скорости которого близко к экспериментальному; для зарядов больших диаметров происходит переход в детонацию. Для уточнения результатов расчетов необходимо учитывать сжимаемость зерен ВВ и прочность оболочки.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Переход** горения конденсированных систем во взрыв / А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов, С. В. Чуйко М.: Наука, 1973.
2. **Бахрах С. М., Краснов Б. Н., Цыкин С. В., Шавердов С. А.** Расчетное исследование перехода горения тэна во взрыв в рамках модели с выделенным фронтом горения // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 96–107.
3. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
4. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. I.
5. **Гоф П. С., Шварц Ф. Дж.** Создание математической модели течения гетерогенной двухфазной реагирующей смеси // Ракет. техника и космонавтика. 1979. Т. 17, № 1. С. 19–29.
6. **Хоффман С. Дж., Криер Х.** Гидродинамика перехода горения в детонацию в пористых взрывчатых веществах и порохах // Ракет. техника и космонавтика. 1981. Т. 19, № 12. С. 87–98.
7. **Пилчер Д., Бекстед М., Кристенсен Л., Кинг А.** Сопоставление теории с результатами опытов по переходу горения в детонацию // Детонация и взрывчатые вещества. М.: Наука, 1981. С. 306–322.
8. **Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б.** Нестационарные режимы горения пористых порохов // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 3. С. 53–61.
9. **Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б.** Переход горения пористых ВВ в детонацию // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 1. С. 70–77.
10. **Verbeek H. J.** Modelling of DDT in granular explosives // The Eighth Symp. (Intern.) on Detonation, Albuquerque, New Mexico, July 15–19, 1985.
11. **Baer M. R. and Nunziato J. W.** Compressive combustion of granular materials induced by low-velocity impact // The Ninth Symp. (Intern.) on Detonation, Columbia River Portland, Oregon, August 28 — September 1, 1989.
12. **Saurel R., Larini M., Loraud J. C.** Numerical modelling of deflagration detonation transition produced by laser impact on granular explosive // Comp. Fluid Dyn. J. 1992. V. 1, N 2. P. 155–174.
13. **Ищенко А. Н., Хоменко Ю. П.** Влияние силового межфазного взаимодействия на характеристики конвективного горения пористых сред // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 4. С. 65–77.
14. **Kapila A. K., Son S. F., Stewart D. S.** Two-phase modeling of DDT: Structure of the velocity-relaxation zone // Phys. Fluids. 1997. V. 9, N 12. P. 3885–3897.
15. **Коротков А. И., Сулимов А. А., Обменин А. В. и др.** О переходе горения пористых ВВ в детонацию // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 3. С. 315–325.
16. **Обменин А. В., Коротков А. И., Сулимов А. А., Дубовицкий В. Ф.** Изучение характера распространения преддетонационных режимов в пористых ВВ // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 4. С. 461–470.
17. **Ащепков Н. В., Стеньгач В. В.** О преддетонационном участке перехода горения тэна в детонацию // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 873–877.
18. **Янилкин Ю. В., Шанин А. А., Ковалев Н. П. и др.** Комплекс программ ЭГАК для расчетов двумерных течений многокомпонентной среды // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1993. Вып. 4. С. 69–75.
19. **Бахрах С. М., Глаголева Ю. П., Самигулин М. С. и др.** Расчет газодинамических течений на основе метода концентрации // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257, № 3. С. 566–569.
20. **Дарова Н. С., Дибиров О. А., Жарова Г. В. и др.** Комплекс программ ЭГАК. Лагранжево-эйлерова методика расчета двумерных газодинамических течений многокомпонентной среды // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1994. Вып. 2. С. 51–58.
21. **Самигулин М. С., Янилкин Ю. В., Гаврилова Е. С., Шанин А. А.** Метод численного моделирования двумерных течений дисперсных сред в континуальном приближении // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1995. Вып. 1. С. 3–8.

Поступила в редакцию 20/1 1999 г.,
в окончательном варианте — 20/XII 1999 г.