

КОМПАКТИРОВАНИЕ НЕПРОЧНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ ГАЗОВЫМ ПОРШНЕМ

УДК 532.546:534.222

А. П. Ершов

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск

Рассматривается воздействие газа, находящегося при высоком давлении, на прилегающую пористую среду. Газ, проникающий в поровое пространство, вовлекает в движение частицы среды, что приводит к ее сжатию. В данной работе изучается предельный случай среды низкой прочности, для которой в определенный момент достигается практически полное уплотнение. Динамика фильтрации и сжатия пористого скелета исследована аналитически (на качественном уровне) и численно.

Пример явления, для которого существенно взаимодействие фильтрационного течения и компактирования, — инициирование пористого взрывчатого вещества газовой детонацией или электрическим разрядом [1]. Такие же процессы характерны для начальных стадий взрыва в пористом грунте [2–4]. Подобная ситуация возможна и при взрывном компактировании порошков.

Постановка задачи. В начальный момент времени ($t = 0$) полупространство $x < 0$ занято газом с начальными давлением p_0 и плотностью ρ_0 . При $x > 0$ располагается среда с начальной открытой пористостью φ_0 . Давление газа в порах мало по сравнению с p_0 . Исходный диаметр частиц среды d , плотность частиц ρ_s значительно превышает ρ_0 . Прочностью частиц пренебрегается, т. е. порошок уплотняется без сопротивления.

В этих предположениях взаимодействие газа и пористой среды делится на две стадии. Вначале газ начинает фильтроваться в пористую среду, которую на данном этапе можно считать неподвижной из-за значительной разницы плотностей. Решение задачи о внезапной фильтрации в неподвижную среду может быть найдено при некоторых дополнительных упрощениях.

Затем смещение частиц под действием потока газа становится существенным. В отсутствие прочности оно приводит к образованию компактной «пробки» вблизи поверхности пористой среды. По крайней мере, в начале разгона частиц можно находить их движение, считая состояние газовой фазы известным из решения фильтрационной задачи. Разумеется, при заметных деформациях среды такое приближение не работает, но для оценок интегральных параметров, таких как время компактирования, оно будет пригодно.

В данной работе для двухскоростной модели среды обсуждаются межфазные взаимодействия. Далее рассмотрены аналитически две начальные стадии процесса. Затем эти оценки сравниваются с численным решением в двухфазной постановке. Согласно оказывается вполне удовлетворительным.

Уравнения и замыкающие соотношения. Стандартная система уравнений двухфазного течения имеет вид [5, 6]

$$\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho \varphi u}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u^2}{\partial x} + \varphi \frac{\partial p}{\partial x} = -f,$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho \varphi E_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u E_g}{\partial x} + p \frac{\partial (\varphi u + \alpha v)}{\partial x} &= f(u - v) - q, \\
\rho_s \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \alpha v}{\partial x} \right) &= 0, \quad \rho_s \left(\frac{\partial \alpha v}{\partial t} + \frac{\partial \alpha v^2}{\partial x} \right) + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p_s}{\partial x} = \dot{f}, \\
\frac{\partial E_s}{\partial t} + v \frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{p_s}{\rho_s \alpha} \frac{\partial v}{\partial x} &= q, \\
p &= (\gamma - 1) \rho E_g = \rho \bar{n} T / \mu, \quad E_s = c_p (T_s - T_0) + E_p.
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь ρ — плотность газа; ρ_s — плотность частиц (постоянная); α — объемная доля твердой фазы; φ — пористость ($\alpha + \varphi = 1$); u — скорость течения газа; v — скорость твердой фазы; E_g и E_s — внутренняя энергия газа и твердой фазы; p — давление; T и T_s — температура газа и твердой фазы; c_p — теплоемкость частиц; f — сила межфазного трения; q — теплообмен; p_s — давление сжатия скелета (в аналитическом решении оно не участвует, но учитывалось в некоторых численных расчетах). Энергия E_s , вообще говоря, может содержать упругую часть E_p . Один из возможных вариантов уравнения состояния твердой фазы приведен в [1]. В данной работе не указывается конкретный вид зависимостей, определяющих p_s и E_p , так как для среды малой прочности их роль незначительна.

Для силы трения f принято стандартное выражение Эргана [7]:

$$f = C_f \frac{\alpha}{\varphi} \frac{\rho(u - v)|u - v|}{d}.$$

Эта корреляция выполняется для достаточно больших относительных скоростей, которые и рассматриваются в настоящей работе. Коэффициент сопротивления C_f выбран вдвое меньшим, чем значение 1,75 в [7], согласно более поздним данным [8].

В численных расчетах применялась формула Дентона [9] для теплообмена q между фазами:

$$q = \lambda \text{Nu} \frac{6\alpha}{d} \frac{T - T_s}{d}, \quad \text{где} \quad \text{Nu} = \left(\frac{\rho d |u - v| \varphi}{\eta} \right)^{0,7}.$$

Компактирование непрочного порошка сопровождается дроблением частиц. С уменьшением пористости φ вместо исходного размера частиц d (который входит в выражения для f и q) возникает спектр размеров, меняющийся при сжатии.

В аналитических оценках допустимо пренебречь влиянием дробления. Для задачи о фильтрации в неподвижную среду это очевидно. Стадия же разгона частиц рассматривается в принципе на качественном уровне, и учет изменения размеров заметно не улучшит приближения.

При численном решении полной системы (1), разумеется, желателен аккуратный учет дробления. К сожалению, в настоящее время нет общепринятых законов трения и теплообмена, которые учитывали бы этот эффект. Зависимость от пористости в формулах Эргана и Дентона отражает влияние различной плотности укладки монодисперсных частиц и проверена в довольно узком диапазоне, не включающем область сжатия порошка.

Не выходя за рамки двухфазной модели, можно учесть дробление, вводя переменный характерный размер частиц d_{eff} [1, 10]. По оценкам [1] зависимость $d_{eff} \sim \varphi$ является разумным приближением. Поэтому можно думать, что формула Эргана с фиксированным d , содержащая произведение φd в знаменателе, качественно отражает уменьшение размеров частиц при сжатии порошка.

Таким образом, применимость полной системы (1) лимитирована отсутствием детальной информации о взаимодействии фаз. Однако расчеты по ней позволяют оценить роль дополнительных упрощений, на которых основан аналитический подход.

Стадия фильтрации. На этом этапе пренебрегаем движением твердой фазы, и общая система (1) сводится к уравнениям для газа. Так как сопротивление трения в пористой среде оказывается преобладающим фактором, в уравнении импульса газа допустимо отбросить переносные члены и считать, что градиент давления уравновешивается силой трения: $\varphi dp/dx = -f$.

Действительно, слагаемые $\partial \rho \varphi u / \partial t$ и $\partial \rho \varphi u^2 / \partial x$ имеют порядок $\rho \varphi u^2 / L$, где L — характерный масштаб течения. Сила трения $f \sim \rho u^2 / d$. Осредненное описание течения возможно, когда $L \gg d$. Следовательно, оба инерционных слагаемых малы по сравнению с f .

Кроме того, ввиду приближенности подхода, ориентированного на оценки, разумно дальнейшее упрощение задачи: вместо уравнения энергии газа будем использовать простейший адиабатический закон $p \sim \rho^\gamma$.

Для фильтрационной стадии удобно перейти к лагранжевой координате r , связанной с эйлеровой координатой x обычным соотношением: $\rho_0 dr = \rho dx$. Тогда вместо (1) получаем

$$\frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{\beta \rho_0 u^2}{d}, \quad p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma. \quad (2)$$

Здесь $\beta = C_f \alpha / \varphi^2$ — постоянный в принятом приближении коэффициент. Из (2) можно исключить ρ и u . Обозначая начальную изотермическую скорость звука в газе $c = \sqrt{p_0 / \rho_0}$, имеем одно уравнение для безразмерного давления $P = p / p_0$:

$$-\frac{1}{\gamma P^{1+1/\gamma}} \frac{\partial P}{\partial t} = c \sqrt{\frac{d}{\beta}} \frac{\partial}{\partial r} \sqrt{-\frac{\partial P}{\partial r}}. \quad (3)$$

Это уравнение выполняется внутри пористой среды на зависящем от времени интервале лагранжевой координаты $R(t) < r < 0$. Левая граница интервала $r = R(t)$ соответствует эйлеровой координате $x = 0$, т. е. газу, в данный момент времени только начавшему втекать в поры. Правая граница $r = 0$ — это передний фронт волны фильтрации, его эйлерова координата будет определена далее. Граничное условие справа $P = 0$ при $r = 0$, т. е. пренебрегается начальным содержанием газа в порах. На левой границе газа, проникшего в поры, считаем давление фиксированным: $P = 1$ при $r = R(t)$, что оправдано незначительностью утечки газа в загроможденное пространство из-за большого сопротивления течению.

Поскольку задача не содержит характерных времен и длин (размер частиц d — микроскопический параметр, не являющийся характерным расстоянием для течения), естественно искать автомодельное решение вида $P(r/t^n)$. Показатель автомодельности $n = 2/3$, что видно из размерности коэффициента в уравнении (3). Удобна безразмерная автомодельная координата $\xi = kr/t^{2/3}$, где $k = (16\beta/9c^2d)^{1/3}$. Для $P(\xi)$ окончательно имеем уравнение

$$P'' = \frac{(-P')^{3/2} \xi}{\gamma P^{1+1/\gamma}}. \quad (4)$$

На первый взгляд переход к лагранжевым координатам, дающий задачу с неизвестной границей для уравнения (3), невыгоден. Но для автомодельной координаты ξ интервал, на котором определено уравнение (4), оказывается фиксированным. Для его нахождения

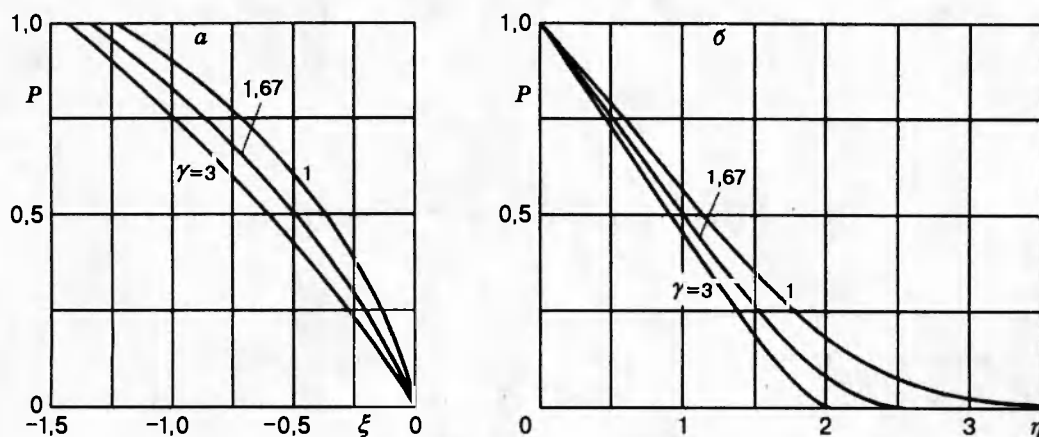


Рис. 1

запишем массу газа, инжектированного в поры к моменту t :

$$-\rho_0 R(t) = \int_0^t \rho_0 u(R(t), t) dt.$$

Выражая u через P , имеем

$$u = c \sqrt{\frac{d}{\beta}} \sqrt{-\frac{\partial P}{\partial r}} = c \sqrt{\frac{d}{\beta}} \sqrt{-\frac{\partial P}{\partial \xi}} \sqrt{\frac{k}{t^{2/3}}}.$$

На левой границе $\xi_0 < 0$ производная $\partial P / \partial \xi$ фиксирована, и легко получить

$$R(t) = -\frac{3c}{2} \sqrt{\frac{kd}{\beta}} \sqrt{-\frac{\partial P}{\partial \xi}} t^{2/3}$$

или

$$\frac{kR}{t^{2/3}} = \xi_0 = -2 \sqrt{-\frac{\partial P}{\partial \xi}} \Big|_{\xi_0}. \quad (5)$$

Уравнение (4) решалось численно. Задавалось пробное граничное значение ξ_0 , при котором $P = 1$. Из (5) вычислялась стартовая производная $\partial P / \partial \xi$, и проводилось интегрирование, пока интегральная кривая не достигала одной из осей координат. Методом последовательных приближений подбиралось такое ξ_0 , при котором интегральная кривая приходила в начало координат, т. е. выполнялось «правое» граничное условие $P(0) = 0$.

На рис. 1 приведены интегральные кривые при различных значениях показателя адиабаты γ . Значение ξ_0 оказалось слабо зависящим от γ . Так, при $\gamma = 3$ $\xi_0 = -1,4364$, а при $\gamma = 1$ $\xi_0 = -1,2367$.

При $\gamma > 1$ решение в нуле имеет двучленную степенную асимптотику: при $\xi \rightarrow 0$

$$P = -A\xi - \frac{\gamma A^{1/2-1/\gamma}}{(2\gamma-1)(\gamma-1)} (-\xi)^{2-1/\gamma}.$$

Коэффициент $A > 0$. Например, при $\gamma = 3$ $A = 1,025$, а при $\gamma = 1,67$ $A = 1,67$.

При $\gamma = 1$ асимптотика получается более сложной. Прямым вычислением можно проверить, что в данном случае вблизи нуля $P = -(3/2)^{2/3} \xi \ln^{2/3}(-1/\xi)$. При этом производная $\partial P / \partial \xi$ имеет логарифмическую особенность.

Для расчета движения частиц понадобится переход к эйлеровым координатам. Из выражения для координаты $x = r + \int_0^t u(r, t) dt$ легко получить формулу пересчета для автомодельной эйлеровой координаты $\eta = kx/t^{2/3}$:

$$\eta = -2\xi \int_{\xi_0}^{\xi} \sqrt{-\frac{dP}{d\xi}} \frac{d\xi}{\xi^2} \equiv \int_{\xi_0}^{\xi} P^{-1/\gamma} d\xi.$$

Из приведенных выше асимптотик вытекает, что максимальное значение $\eta_f \equiv \eta(\xi = 0)$, т. е. автомодельная координата фронта $\eta_f = 2\sqrt{A}$. Следовательно, фронт волны фильтрации движется по закону $x = 2\sqrt{A}t^{2/3}/k$. При $\gamma = 1$ имеет место расходимость вида $\eta \sim \ln^{1/3}(-1/\xi)$. Практически при численных расчетах этот особый случай не вызывает затруднений, так как расходимость крайне слабая. Графики $P(\eta)$ показаны на рис. 1, б.

Компактирование скелета. Известное фильтрационное течение используем теперь для оценки разгона частиц. Исходное уравнение движения

$$\rho_s \alpha \frac{dv}{dt} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p_s}{\partial x} = f$$

заметно упрощается, если пренебречь напряжением в твердой фазе и учесть приближенное равенство $\varphi \partial p / \partial x = -f$:

$$\rho_s \alpha \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x}.$$

Далее, из-за медленности движения частиц можно не различать полную и частную производную по времени. Тогда скорость частиц

$$v = \frac{3}{2} \frac{p_0 k}{\rho_s \alpha} t^{1/3} V(\eta), \quad \text{где} \quad V(\eta) = \sqrt{\eta} \int_{\eta}^{\eta_f} \left(-\frac{\partial P}{\partial \eta} \right) \frac{d\eta}{\eta^{3/2}}. \quad (6)$$

Естественно, скорость максимальна для частиц на границе раздела $\eta = 0$. Сжатие скелета находится из распределения скорости:

$$\frac{\Delta V_s}{V_s} = \int_0^t \frac{\partial v}{\partial x} dt$$

(V_s — удельный объем порошка). Из этого равенства оценивается характерное время сжатия порошка (момент, когда полностью закрываются поры, т. е. $\Delta V_s/V_s = \varphi_0$). Тогда условие компактирования имеет вид

$$\varphi_0 = \frac{9}{4} \frac{p_0 k^2}{\rho_s \alpha_0} t^{2/3} F(\eta), \quad \text{где} \quad F(\eta) = \eta \int_{\eta}^{\eta_f} \left(-\frac{\partial V}{\partial \eta} \right) \frac{d\eta}{\eta^2}. \quad (7)$$

На первый взгляд в условии (7) следует положить $\eta = 0$, т. е. рассмотреть наиболее интенсивное сжатие на исходной границе раздела. Тогда время коллапса пористой структуры t_c должно быть пропорционально $p_0^{-3/2}$.

Численные расчеты по полной системе уравнений (1), подробно описанные ниже, дали другой результат. Реально $t_c \sim p_0^{-1}$. Оказывается, условие (7) согласуется с такой зависимостью при более внимательном анализе.

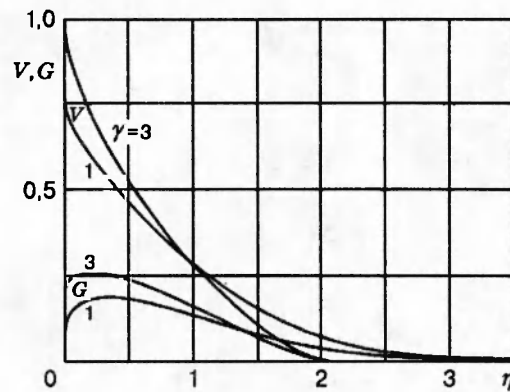


Рис. 2

Функция $F(\eta)$ имеет особенность вида $\eta^{-1/2}$ вблизи нуля. Она происходит из такой же особенности производной безразмерной скорости $dV(\eta)/d\eta$, в которой легко убедиться, исходя из (6). На рис. 2 показаны графики $V(\eta)$ и $G(\eta) = \sqrt{\eta}F(\eta)$ для крайних значений $\gamma = 1$ и 3. Видно, что в этом интервале γ при $\eta \rightarrow 0$ $F \approx 0,15/\sqrt{\eta}$.

Следовательно, в (7) нельзя полагать $\eta = 0$. Расходимость должна быть обрезана на физически разумном уровне. Естественной границей применимости континуальных уравнений к пористой среде является пространственный масштаб d — исходный размер частицы. Поэтому в (7) следует положить $\eta = \eta_0 = kd/t^{2/3}$ и $F'(\eta_0) \approx 0,15/\sqrt{\eta_0}$. Окончательно получаем условие

$$\varphi_0 \approx \frac{9 \cdot 0,15}{4} \frac{p_0 k^{3/2}}{\rho_s \alpha} \frac{t_c}{\sqrt{d}} \quad \text{или} \quad t_c \approx 2 \frac{d}{c} \frac{\varphi_0 \alpha_0 \rho_s}{\sqrt{\beta \rho_0}}. \quad (8)$$

Видно, что реально зависимость времени t_c от начального давления (т. е. плотности ρ_0) обратно пропорциональная.

Интерес представляет также количество газа, проникающего в поры до момента коллапса. На единицу площади границы раздела приходится масса $m_c = \rho_0 R(t_c) = \rho_0 \xi_0 t_c^{2/3}/k$. В принятых приближениях

$$m_c \approx 2\rho_0 d \left(\frac{\alpha_0 \varphi_0 \rho_s}{\beta \rho_0} \right)^{2/3}. \quad (9)$$

Численное моделирование. Аналитический подход по необходимости носит качественный характер. Более детальное представление о процессе дают прямые численные расчеты.

Система уравнений (1) с начальными условиями, описанными выше, решалась в эйлеровых координатах методом Лакса — Вендроффа, модифицированным для учета недивергентных и алгебраических членов с сохранением второго порядка аппроксимации. Шаг по времени выбирался из условия Куранта, а также условия стабильности по правым частям. Слабая двухфазная неустойчивость подавлялась сглаживанием параметров течения, что равносильно небольшой искусственной вязкости [5, 6].

На рис. 3 показана эволюция течения при $p_0 = 10^5$ атм, $\rho_0 = 0,1$ г/см³ и $\gamma = 1,67$ в пренебрежении «твердым» давлением p_s . Пористая среда состоит из частиц с плотностью 2 г/см³, размером 0,3 мм и имеет начальную пористость $\varphi_0 = 0,42$. Приведены графики

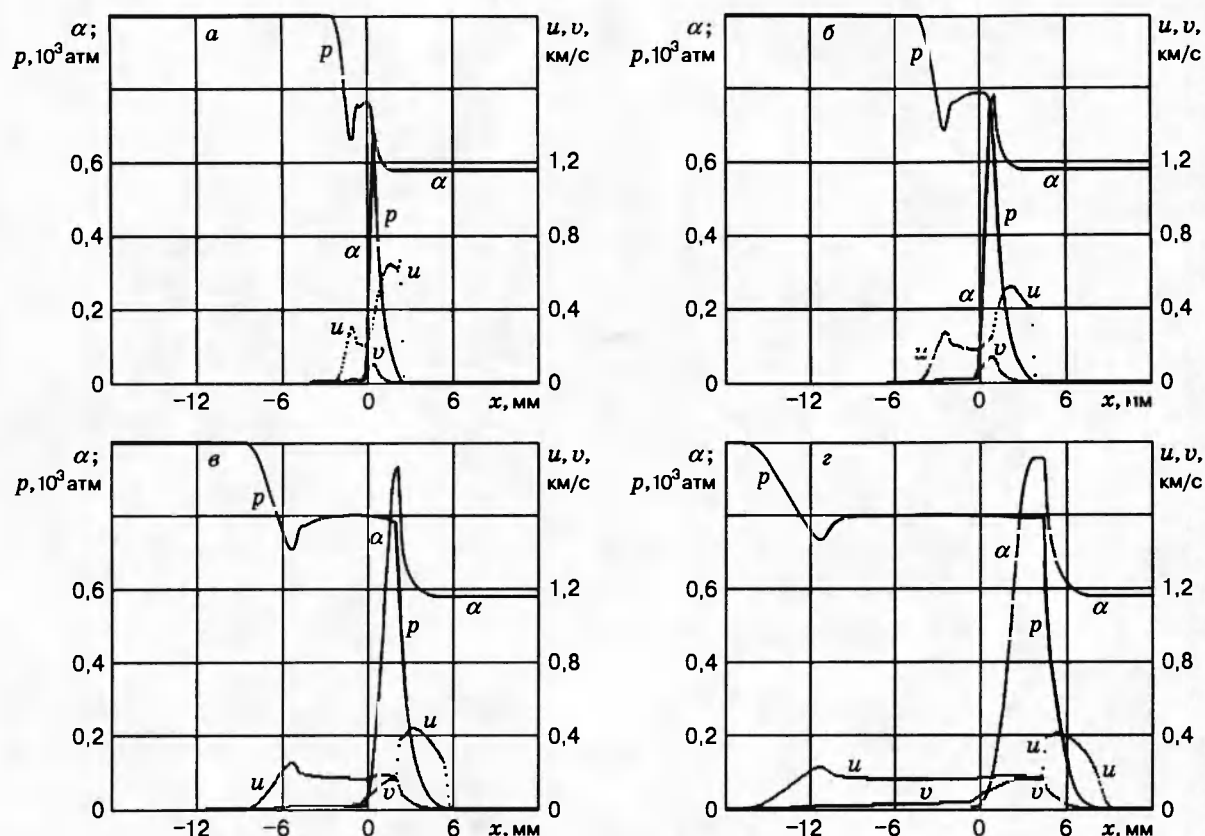


Рис. 3

давления p , объемной доли твердой фазы α , скорости газа u и скорости частиц v для разных моментов времени: 1,25; 2,5; 5; 10 мкс (а–г). Для организации сквозного расчета в области газа ($x < 0$) также присутствовала малая концентрация частиц ($\alpha \sim 0,005$), практически не влияющая на движение газа. Поэтому скорость частиц определена и при $x < 0$.

На рис. 3 можно наблюдать проникновение газа в поры, постепенный разгон частиц и развитие компактирования вблизи границы пористой среды. Влево по газу идет волна разрежения, из-за чего давление на границе пористой среды меньше начального ($\approx 0,8p_0$). Эта небольшая поправка не сказывается на оценках. Провал вблизи фронта волны — результат более интенсивной фильтрации на начальной стадии.

Расчет обнаруживает и некоторые особенности процесса, которые не улавливаются приближенной моделью: 1) несмотря на пренебрежение прочностью, конечное сжатие ограничено, 2) пик плотности твердой фазы достигается не на границе, а на некоторой глубине. Оба эти обстоятельства объясняются проникновением газа в поры. В результате при большой плотности среда начинает сопротивляться сжатию за счет упругости газа, защемленного в порах (как видно из рис. 3, б, в, в сжатой области среду можно считать односкоростной). Такое состояние характеризуется скоростью распространения возмущений $\approx \sqrt{\gamma p / \rho \varphi}$ (φ — текущая пористость, а ρ — суммарная плотность), с которой и перемещается пик волны сжатия.

С достижением максимального сжатия зона компактирования становится непроницаемой. Начинается рост ее толщины за счет подпора газа (рис. 3, г). Почти весь градиент

давления приходится на область разгона частиц перед волной. Оценка из законов сохранения скорости волны сжатия D на этом этапе дает $D = \sqrt{p/\rho_s \alpha_0 \varphi_0}$, что хорошо совпадает с полученной в расчете.

Стадия чистой фильтрации оказывается непродолжительной; практически фильтрация и компактирование не разделены во времени. Несмотря на это, оценка (8) хорошо согласуется с численным расчетом: время $t_c = 4,8$ мкс из (8) и ≈ 5 мкс из расчета. С учетом предыдущих замечаний можно сказать, что упрощенная двухстадийная модель с разумным приближением описывает передний фронт волн $v(x, t)$ и $\alpha(x, t)$ и движение газа до момента коллапса.

Учет давления скелета не вносит заметной разницы, если при максимальном сжатии $p_s \leq p_0$. С другой стороны, учет теплообмена фаз необходим. При выключении теплообмена q температура газа растет из-за трения до нереальных значений. Это, в свою очередь, изменяет картину течения: фильтрация идет быстрее, а компактирование подавляется. Интересно, что простая модель (4) гораздо ближе к реальности, чем более полная система (1) с единственным недостатком — отсутствием теплообмена (хотя, казалось бы, это упрощение естественно для «адиабатического» уравнения состояния).

Сравнение расчетов с экспериментом. Известно, что утечка газов при взрыве в пористой среде существенно влияет на работу взрыва [2–4]. По оценкам доля газа, вытекающего на начальной стадии из взрывной полости, может составлять десятки процентов.

Рассмотрим эксперименты [11], в которых заряд тэна радиуса a_c взрывался внутри сферических полостей различного начального радиуса a ($1 \leq a/a_c \leq 6,13$) в песке. При этом варьируется начальная плотность газа ρ_0 . Из (9) можно оценить долю потерянной массы:

$$\frac{\Delta m}{m} \approx \frac{3d}{a} \gamma \varphi_0^2 \left(\frac{\rho_s}{\rho_0} \right)^{2/3} \approx \frac{3d}{a_c} 2\varphi_0^2 \left(\frac{\rho_s}{\rho_c} \right)^{2/3} \frac{a}{a_c}.$$

Здесь ρ_c — плотность ВВ. Для данных, приведенных в [11] ($\rho_c = 1,4$ г/см³, $\varphi_0 \rho_s = 1,58$ г/см³, $d = 0,25$ мм, $a_c = 5,13$ мм), имеем $\Delta m/m \approx 0,1a/a_c$. Результаты [11] при $1 < a/a_c < 3$ можно представить в виде $\Delta m/m \sim 0,2 + 0,2a/a_c$. Заметим, что при малых начальных радиусах полости ($a/a_c \sim 1$) плотность газа сравнима с плотностью частиц, а при больших радиусах сказывается прочность среды. При средних значениях радиуса результаты качественно отражают экспериментальную зависимость и согласуются по порядку величины численно. Следует также учесть, что данные [11] представляют собой оценку по максимальному радиусу полости, который сравнивался с расчетным радиусом при отсутствии фильтрации. Большой интерес представляли бы прямые измерения утечки, а также времени схлопывания пор.

Весьма важны описанные эффекты для процесса инициирования порошковых ВВ при контакте с горячим газом. К сожалению, здесь прямого материала для сравнения нет, хотя есть косвенные данные, указывающие на возможность связи компактирования с ускоренным возбуждением взрыва. Подробно эти вопросы обсуждаются в [1].

Таким образом, построена приближенная модель компактирования непрочного порошка фильтрующимся в поры газом, качественно согласующаяся с численным расчетом. Модель может быть полезна для оценки таких параметров, как время компактирования и количество газа, успевающего «опередить» волну сжатия скелета.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-00912).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ershov A. P.** Convective combustion of granular explosive after sharp initiation-fragmentation effect // Proc. 2nd Int. Conf. on Multiphase Flow, Kyoto, 1995. P. CO-27-CO-31.
2. **Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф.** О взаимодействии продуктов детонации со стенками взрывной полости в грунтах и горных породах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 5. С. 733-737.
3. **Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А., Мурзенко В. В.** Фильтрация газов в упругодеформируемой пористой среде на стадии динамического расширения полости // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 6. С. 126-131.
4. **Кудряшов Н. А., Мурзенко В. В.** Взрыв в сильнопористой среде // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 3. С. 89-96.
5. **Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б.** Нестационарные режимы горения пористых порохов // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 3. С. 53-61.
6. **Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш.** Переход конвективного горения порошкообразных ВВ в детонацию // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 5. С. 93-97.
7. **Ergun S.** Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Progr. 1952. V. 48, N 2. P. 89-94.
8. **Jones D. P., Krier H.** Gas flow resistance measurements through packed beds at high Reynolds numbers // Trans. ASME. 1983. V. 105. P. 168-173.
9. **Denton W. H.** The heat transfer and flow resistance for fluid flow through randomly packed spheres // General Discussion on Heat Transfer. Institute of Mechanical Engineering and ASME. London, 1951. P. 370-373.
10. **Price C. F., Atwood A. I., Boggs T. L.** An improved model of the deflagration to detonation transition in porous beds // Proc. 9th Symp. (Int.) on Detonation. Portland, 1989. P. 162-168.
11. **Куликов В. И., Шацкевич А. Ф.** Об утечке продуктов детонации из камуфлетной полости при взрыве в насыпном грунте // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 3. С. 441-446.

*Поступила в редакцию 26/V 1995 г.,
в окончательном варианте — 14/VIII 1995 г.*
