

КОНВЕКТИВНАЯ ДЕТОНАЦИОННАЯ ВОЛНА В ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЕ

УДК 534.222.2

А. П. Ершов

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

Рассмотрена пористая система, в которой топливо на поверхности пор реагирует с газообразным окислителем. Обоснована упрощенная модель волновых процессов в такой среде. Показано, что из-за сильного торможения детонационные волны распространяются не в режиме Чепмена — Жуге. Выводы подтверждаются модельными численными расчетами и физическими оценками.

В работах [1–6] экспериментально получены детонационные волны в активных средах, заполняющих поровое пространство инертной среды. Обнаружен целый спектр таких систем. В [1] описана детонация газовой смеси в порах, а в [6] — детонация взрывчатого вещества, покрывающего тонким слоем поверхность пор. Этот процесс до известной степени аналогичен низкоскоростному конвективному режиму детонации пористых взрывчатых веществ [7, 8]. Наконец, наблюдалась детонация «дважды гетерогенной» системы, в которой газообразный окислитель, заполняющий объем пор, реагирует с пленкой топлива на поверхности поровой структуры.

Для описанных режимов характерна сравнительно невысокая скорость фронта (на уровне 1 км/с и ниже). Уже это делает крайне маловероятным традиционный ударно-волновой механизм распространения волны. Многочисленные наблюдения говорят в пользу конвективного механизма передачи возбуждения. Волна «ведется» горячими струями продуктов реакции, которые проникают в поры впереди «среднего фронта» и поджигают свежую смесь.

Несомненна потребность в осмыслении таких неидеальных режимов. При очевидной сложности процессов в «пористой» детонации ее полное описание вряд ли возможно. Сейчас разумно ограничиться наиболее простыми моделями, учитывающими основные особенности явления.

Ранее [9, 10] автором была предложена качественная теория изотермической детонации для системы, в которой активный компонент — это взрывчатое вещество. В данной работе рассматривается более сложный случай газопленочной детонации, экспериментально исследованной в [2–5].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Имеется жесткая пористая структура — песок [2], засыпка металлических шариков [3–5]. На стенки пор нанесена тонкая пленка вещества, способного реагировать с газом в порах. Обычно газовый компонент — окислитель, а жидкая или твердая пленка — горючее. Газопленочная система может быть инициирована, например, продуктами взрыва

газовой смеси. Дальнейшее распространение волны происходит благодаря конвективному взаимодействию фаз — слоя горючего и газа, преимущественно горячих продуктов реакции.

Рассматривается крайний идеализированный случай, когда топливо, поступающее со стенок, сгорает сразу, т. е. реакция лимитирована массообменом между фазами. Тогда присутствием паров и мелких капель топлива в объеме пор можно пренебречь. При недостатке кислорода это предположение нарушится. Поэтому ограничимся стехиометрическими составами. Для них концентрация топлива мала (например, при давлении окислителя 10 атм топливо занимает $\approx 0,2\%$ объема [2]), т. е. изменением пористости среды при горении можно пренебречь.

В порах среды находятся два газа — окислитель и продукты сгорания (возможно, частично перемешанные). Внутреннюю энергию единицы объема газа можно представить в виде

$$\varepsilon = E + \rho_{ox}e_{ox} + \rho_p e_p. \quad (1)$$

Здесь ρ_{ox} и e_{ox} — соответственно плотность и удельная химическая энергия непрореагировавшего окислителя; ρ_p и e_p — соответственно плотность и удельная химическая энергия продуктов горения. Тепловая энергия E содержит вклад обоих газов.

Далее будем считать оба газа идеальными с одинаковыми показателями адиабаты γ . Такое предположение резко упрощает анализ и одновременно близко к истине (по крайней мере, неточность его представляется несущественной на фоне гораздо более грубых приближений, особенно касающихся межфазных взаимодействий). Тогда E легко выразить через давление p , одинаковое для обоих газов независимо от распределения объема между газами и их перемешивания:

$$E = p/(\gamma - 1). \quad (2)$$

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

В традиционном представлении детонация — это одномерная квазистационарная волна. Хотя такое описание неверно даже для многих гомогенных систем (например, для реальной многофронтной газовой детонации), оно может применяться как некоторая средняя картина. Осредненные газодинамические уравнения с успехом используются и для гетерогенных систем. Этот подход имеет недостатки, особенно очевидные для волн с конвективным механизмом распространения: исчезают иницирующие струи. Тем не менее, при определенных условиях использование осреднения оправдано.

Будем предполагать, что волна имеет нестационарный предвестник, где происходит поджигание топлива и распространение горения на все сечение заряда. Для этой части волны осредненного описания недостаточно. К предвестнику примыкает основная зона реакции, для которой уже можно применять осредненный подход. Разумеется, и здесь присутствуют флуктуации течения («пористая турбулентность»), но в зоне реакции они являются второстепенным фактором.

В указанных предположениях осредненные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial \rho_f u}{\partial x} = j, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = -f, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(E + \rho u^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial(u(E + \rho u^2/2) + pu)}{\partial x} = jQ - q.$$

Здесь u — скорость течения; j — скорость поступления массы топлива в газовую фазу, т. е. фактически скорость реакции. Суммарная плотность газовой фазы $\rho = \rho_{ox} + \rho_p$ представлена в более удобном виде: $\rho = \rho_g + \rho_f$, где ρ_g — составляющая плотности газа, обязанная присутствию атомов окислителя (включая ту его часть, которая израсходована на сжигание топлива, т. е. входит в состав продуктов), а ρ_f — плотность поступившего в поры топлива (по предположению полностью сгорающего и составляющего остальную часть плотности продуктов ρ_p). Например, для продукта CO_2 12/44 частей массы входят в ρ_f , а 32/44 — в ρ_g . Переменные ρ_g и ρ_f связаны с ρ_{ox} и ρ_p следующим образом:

$$\rho_p = (1 + \beta)\rho_f, \quad \rho_{ox} = \rho_g - \beta\rho_f,$$

где β — стехиометрический коэффициент (на массу m топлива расходуется βm окислителя). Использование новых переменных ρ_g и ρ_f , хотя и связано с некоторой потерей наглядности, резко упрощает уравнения баланса масс. Например, плотность ρ_g изменяется только в результате движения газа, а реакция в уравнение явно не входит.

В уравнении импульса f — сила трения. Уравнения (3) записаны в системе отсчета, связанной с пористым скелетом. Поступающее топливо в этой системе имеет нулевую скорость и не вносит вклада в импульс газа.

Обратим внимание на то, что в последнем уравнении (3) присутствует только тепловая часть внутренней энергии $E = p/(\gamma - 1)$. Действительно, в более общем уравнении входит полная энергия ε :

$$\frac{\partial(\varepsilon + \rho u^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial(u(\varepsilon + \rho u^2/2) + pu)}{\partial x} = j e_f - q.$$

Здесь e_f — химическая энергия топлива, q — теплоотвод. Более простая форма получается с учетом (1) и первых двух уравнений (3), т. е. с учетом балансов массы окислителя и топлива. При этом в правой части возникает комбинация $Q = e_f + \beta e_{ox} - (1 + \beta)e_p$ — теплота реакции горения при постоянном объеме (на единицу массы топлива).

Так как пористость постоянна, она не участвует в левых частях уравнений; при этом величины j , f и q определены на единицу объема пор.

Можно показать, что в зоне реакции теплоотвод q не успевает заметно повлиять на течение: потери оцениваются в несколько процентов [10]. В [4] отмечено, что и после окончания реакции заметная скорость охлаждения наблюдается только в переобогащенных топливом составах, что связано с поступлением избыточного топлива в поры. Поэтому далее будем пренебрегать потерями тепла.

Сила трения задавалась в стандартном виде [11]:

$$f = C_f \frac{\alpha}{\varphi^2} \frac{\rho u |u|}{d_p},$$

где φ — пористость; $\alpha = 1 - \varphi$; d_p — размер частиц пористой среды. Линейное по скорости слагаемое несущественно для рассматриваемых течений. Коэффициент сопротивления C_f выбран вдвое меньшим, чем значение 1,75 в [11], согласно более поздним данным [12].

Систему уравнений (3) будем называть стандартной моделью. При известных законах взаимодействия фаз (т. е. j , f , q) она позволяет найти среднее движение.

УКОРОЧЕННАЯ МОДЕЛЬ

Лучшего понимания процесса конвективной детонации можно достичь максимальным упрощением модели. Как показано в [9, 10], возможны режимы, в которых течение в загроможденном пространстве существенно заторможено: средняя скорость u мала по сравнению со скоростью волны D . Тогда можно пренебречь кинетической энергией и частью конвективных слагаемых в уравнении энергии (3).

Начнем с «нулевого» приближения, т. е. полностью опустим конвективные слагаемые ($u = 0$). Сравнивая изменения массы топлива и энергии

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} \approx j \quad \text{и} \quad \frac{\partial E}{\partial t} \approx jQ, \quad (4)$$

получаем

$$E \approx Q\rho_f + E_0, \quad (5)$$

где $E_0 = p_0/(\gamma - 1)$ — начальная тепловая энергия. Смысл равенства (5) в том, что реакция идет практически при постоянном объеме [1].

В действительности интерес представляют режимы, для которых $u \sim 0,1D$ [9]. Однако равенством (5) можно пользоваться, если считать скорость u величиной малой, но учитываемой. Тогда вместо (4) сравниваем

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial \rho_f u}{\partial x} = j \quad \text{и} \quad \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E u}{\partial x} + \frac{\partial p u}{\partial x} = jQ. \quad (6)$$

Здесь отброшены только слагаемые, содержащие кинетическую энергию (т. е. квадратичные по скорости). Подобие уравнений (6) нарушается слагаемым $\partial p u / \partial x = (\gamma - 1) \partial E u / \partial x$. Множитель $(\gamma - 1)$ сообщает этому члену дополнительную малость по сравнению с $\partial E u / \partial x$, так как показатель адиабаты γ близок к единице. В пренебрежении этой поправкой уравнения для ρ_f и E одинаковы.

Следовательно, равенство (5) с хорошей точностью выполняется также и в первом порядке по u . Для давления получаем соотношение

$$p \approx (\gamma - 1)Q\rho_f + p_0, \quad (7)$$

которое заменяет уравнение энергии.

С учетом (7) основная система (3) упрощается:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial \rho_f u}{\partial x} = j, \quad \frac{\partial p u}{\partial t} + \frac{\partial p u^2}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = -f, \quad p = p_0 + s^2 \rho_f. \quad (8)$$

Здесь введена константа $s = \sqrt{(\gamma - 1)Q}$. Систему (8) назовем укороченной моделью.

Уравнение характеристик системы (8) имеет вид

$$(\lambda - u)^2 \left((\lambda - u)^2 - s^2 \frac{\rho_f}{\rho} \right) = 0,$$

где $\lambda = dx/dt$ — наклон характеристики. Величина $c = s \sqrt{\rho_f/\rho}$ формально имеет смысл скорости распространения малых возмущений (звука). Давление можно записать через c в виде $p = p_0 + c^2 \rho$.

В [9, 10] исследован случай горения взрывчатых веществ (ВВ), когда поры заполняются продуктами горения и можно пренебречь содержанием начального газа. В этом случае $\rho = \rho_f$ и получается изотермическое уравнение состояния $p = s^2 \rho$. Изотермическая ско-

рость звука $c = s = \sqrt{(\gamma - 1)Q}$, т. е. оказывается константой. При характерных для ВВ значениях Q ее величина около 1 км/с.

Теплота сгорания реальных топлив примерно на порядок больше, чем у ВВ (главным образом из-за того, что Q рассчитывается на единицу массы топлива, тогда как ВВ содержит «встроенный» окислитель и балласт типа атомов азота). При $Q = 11,5$ ккал/г и $\gamma = 1,3$ константа $s \approx 3,8$ км/с. Однако выражение для c содержит теплоту Q , отнесенную к единице массы газа в целом. Поэтому для газопленочной системы c заметно меньше, чем s , так как увеличение плотности газа в волне невелико. Например, для стехиометрической смеси топлива брутто-состава C_H_2 с кислородом масса горючего (ρ_f) составляет $14/62 \approx 0,23$ от суммарной массы продуктов (ρ), так что $c \leq s/2$. В результате конечное (максимальное) значение $c_e \approx 1,8$ км/с несколько больше, чем при горении ВВ.

СТРУКТУРА ВОЛНЫ

Для экспериментов [2–5] характерно плавное нарастание давления в волне. Рост давления определяется постепенным выгоранием топлива.

Для структуры волны существенно, что в газопленочной системе величина c также отнюдь не постоянна в зоне реакции: она растет по мере выгорания топлива (формально от нуля до максимального значения, которое порядка $s/2$). В этом состоит главное отличие от однокомпонентной системы. Разумеется, растет и скорость звука для стандартной модели $C = \sqrt{\gamma p/\rho}$, которая в зоне горения примерно в $\sqrt{\gamma}$ раз больше.

Рассмотрим стационарную волну, имеющую скорость $D \sim 1$ км/с, предполагая, что скорость течения $u \ll D$. Поскольку скорость звука за фронтом волны растет, начиная с малого значения, течение классической структуры (дозвуковое в зоне реакции с переходом к сверхзвуковому в точке Жуге) оказывается невозможным. В начале зоны реакции обязательно будет $D - u > c$, а переход через звук, если и происходит, то в «обратном» направлении. (Для изотермического случая при постоянной c решение удастся построить за счет малых изменений u [9, 10].)

Обсудим допустимые структуры. Во-первых, скорости u и D могут быть близкими. Разумеется, при этом приближение «заторможенности» не работает, и следует рассматривать полную систему (3). Если на фронте волны $u \approx D$, то к фронту может примыкать дозвуковая область. При последующем спаде u в принципе не исключена стандартная структура течения. Этот случай аналогичен классическому решению, например, для газовой детонации, где по мере выделения тепла скорость звука также растет. Однако, так как скорость u велика, трение будет значительным. Необходимость «проталкивать» пробку газа должна ограничить скорость волны. Поэтому следует ожидать полностью дозвукового решения: $D - u$ будет меньше C даже при полной остановке течения, т. е. при $u = 0$. Такой режим можно назвать «медленной волной с быстрым течением».

Во-вторых, сохраняя предположение о заторможенности, можно вообще отказаться от дозвуковой зоны, примыкающей к фронту. Вполне мыслима инвертированная структура. Если распространение волны происходит за счет проникновения опережающих струй, то скорость ее определяется не средней динамикой, а микропроцессами в порах. По существу, такая волна аналогична известному примеру недосжатой детонации, в которой принудительным инициированием задается высокая скорость фронта. В таком случае можно говорить о «быстрой волне с заторможенным течением».

В обоих случаях в результате выделения тепла конечная скорость звука велика (около 2 км/с, тогда как скорость волны в экспериментах не превышала заметно 1 км/с). Следовательно, в конечном состоянии течение дозвуковое. Отметим, что особая роль звуковой точки и режима Жуге имеет газодинамическое происхождение. Для пористой среды правильнее говорить о фильтрационном течении, для которого газодинамические закономерности могут быть недействительны. Это относится и к способу распространения процесса, и к влиянию возмущений снизу по потоку, действие которых в пористой среде быстро затухает.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Численные расчеты проводились как в рамках стандартной теории, так и для укороченной модели. В стандартном случае реакция начиналась за ведущей ударной волной в порах. Реальность этого механизма распространения для газопленочной системы подробнее обсуждается ниже.

Система (3) решалась модифицированным эйлеровым методом Лакса — Вендроффа. Алгебраические члены записывались с сохранением второго порядка аппроксимации. Для надежного расчета эволюции волны фронт ведущего скачка выделялся явно. Поэтому на каждом шаге была определена скорость волны D . Подробнее алгоритм расчета описан в [9, 10].

Ход энергосвободы в волне определяется источником массы j . В настоящее время отсутствуют надежные выражения для этой функции. Поэтому в расчетах использовалась простейшая эмпирическая зависимость — квазипостоянная скорость притока массы топлива, спадающая затем до нуля, как в [9, 10]: $j = C_j/\tau$ при $0 < t_r < 0,8\tau$, $j = (C_j/\tau) \cos^2(1,25\pi t_r/\tau)$ при $0,8\tau < t_r < 1,2\tau$, $j = 0$ при $t_r < 0$ или $t_r > 1,2\tau$. Для каждой расчетной точки с момента прохождения фронта волны начинался отсчет локального времени горения t_r . Характерное время реакции τ выбиралось приблизительно соответствующим экспериментальным данным. Для стехиометрического состава коэффициент C_j равен ρ_0/β , где ρ_0 — начальная плотность окислителя.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В расчетах пористость задавалась равной 0,42, время реакции 20 мкс. Начальное давление кислорода 10 атм, температура 20 °С. Отметим, что в модели без теплообмена изменение начального давления не существенно: относительные перепады давления и скорости не изменяются. Топливо брутто-состава C_2H_2 , характерного для высокомолекулярных углеводородов, использованных в [2–5], имело теплоту сгорания $Q = 11,5$ ккал/г. Коэффициент $\beta = 48/14 \approx 3,43$, содержание топлива стехиометрическое. Показатель адиабаты газа $\gamma = 1,3$.

В начальный момент в небольшой области вблизи начала координат инициировалась реакция. Рост давления приводил к формированию практически стационарной волны по истечении 2–3 характерных времен реакции.

На рис. 1 показаны профили волны, рассчитанные по стандартной модели. Здесь и далее профиль j (для удобства приподнят) отмечает расположение зоны реакции. На рис. 1, а представлен вариант, моделирующий волну в порах песка (дисперсность в [2] была

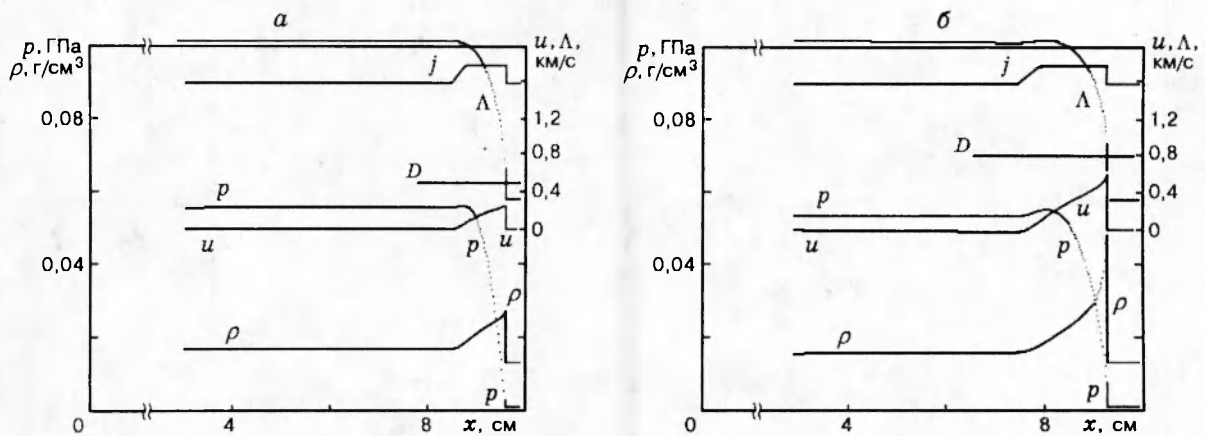


Рис. 1. Структура волны, рассчитанная по стандартной модели:

a — $d_p = 0,3$ мм, время с момента инициирования $t = 176$ мкс; *б* — $d_p = 2,5$ мм, $t = 105$ мкс

0,15 ÷ 0,5 мм, в расчете задано среднее значение 0,3 мм). На рис. 1,б демонстрируется расчет для укладки металлических шариков со сравнительно крупными порами [4].

Рост давления в волне постепенный, кроме небольшого начального скачка. Такая зависимость соответствует эксперименту. Плотность газа резко увеличивается в ударной волне, а далее падает, несмотря на поступление массы топлива. Как уже отмечалось, в стандартной модели скорость течения u порядка скорости волны D , уровень которой отмечен на рисунках. Для крупнодисперсной среды на фронте волны $u \approx D$. Заметим, что при $d_p = 2,5$ мм длина зоны реакции составляет лишь несколько диаметров частиц. При этом, разумеется, трение не так существенно, как для мелкозернистой среды.

Для крупных пор расчетная скорость волны 807 м/с недалеко от экспериментальной (940 м/с для укладки шариков [5]). Однако для мелкодисперсной среды отклонение больше (расчет 490 м/с, эксперимент ≈ 850 м/с для песка [2]), т. е. расчет дает слишком сильную зависимость от дисперсности.

Профили $\Lambda = C + u$ на фоне уровня скорости волны D подтверждают заключения, качественно обоснованные выше. Скорость волны сравнительно невелика, а скорость звука $C = \sqrt{\gamma p / \rho}$ в конце реакции примерно та же, что для детонации газовзвеси такого же состава. На фронте также $C + u > D$, как и должно быть за ударной волной. Поэтому все течение за фронтом дозвуковое. Следовательно, волны, полученные в расчете, отнюдь не являются режимами Чепмена — Жуге.

Рассмотрим теперь результаты укороченной модели. Для нее ударная волна как инициирующий агент не годится. При струйном механизме распространения отбор средней скорости волны определяется процессами на уровне отдельных пор. Сейчас такие процессы практически не изучены, и пока трудно увязать скорость волны с параметрами среды. Поэтому в данной модели скорость волны задавалась принудительно (в соответствии с экспериментом) равной 1 км/с. На фронте волны задавалась нулевая степень выгорания и нулевая (средняя) скорость u .

Примеры расчета приведены на рис. 2. Профиль давления отличается от «стандартного» практически только отсутствием небольшого начального скачка. Однако скорость течения гораздо меньше, чем для стандартной модели. Соответственно меньше и местное сжатие в волне; рост плотности при инъекции топлива становится заметным. С увели-

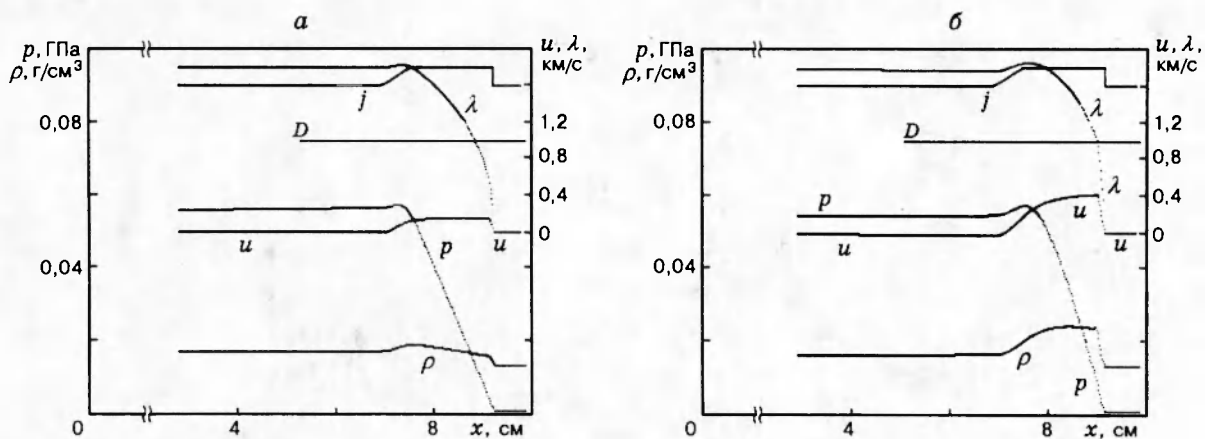


Рис. 2. Структура волны, рассчитанная по укороченной модели:

a — $d_p = 0,3$ мм, $t = 88$ мкс; *б* — $d_p = 2,5$ мм, $t = 87,5$ мкс; скорость волны в обоих случаях 1 км/с

чением скорости волны скорость течения и сжатие уменьшаются, как и следует ожидать при принудительном инициировании. Стоит отметить, что случай крупнодисперсной среды находится на границе применимости модели, так как роль трения ослабевает.

Скорость звука $c = s\sqrt{\rho_f/\rho}$ растет за фронтом, так что течение меняется от сверхзвукового к дозвуковому. При мелких порах сверхзвуковой участок занимает заметную часть зоны реакции, при крупных — переход происходит почти сразу, что видно из графиков $\lambda = c + u$.

Оценим порядок величины скорости волны, которую может обеспечить струйный механизм. На расстоянии порядка размера поры d_p перепад давления в волне $\Delta p \sim \rho c_e^2 d_p/L$, где L — размер зоны реакции, c_e — конечная скорость звука. Примерно таким может быть давление в очаге во фронте волны. При разгрузке в область низкого давления характерная скорость будет $D \sim \sqrt{\Delta p/\rho}$. Учитывая, что $L = D\tau$, где τ — время реакции, имеем $D \sim c_e(d_p/c_e\tau)^{1/3}$. При $d_p = 0,3$ мм, $\tau = 20$ мкс скорость волны составляет около 400 м/с. Это — консервативная оценка, использующая минимальный перепад давления во фронте. Максимальную оценку можно получить, приравнявая $\Delta p \sim \rho c_e^2$, что соответствует разгрузке полностью выгоревшего очага. Тогда скорость $D \sim c_e \approx 2$ км/с. Средняя скорость фронта должна лежать между этими двумя оценками, что согласуется с максимальными экспериментальными значениями $D \sim 1$ км/с.

В заключение можно сказать, что обе модели в рамках своей точности не противоречат эксперименту. Измерений скорости волны, давления и свечения за фронтом недостаточно, чтобы отобразить одну из них. Существенно разные результаты получаются для средней массовой скорости течения и для профиля плотности. Местные скорости, превышающие волновую, наблюдались в работе [4] для случая очень больших частиц (диаметр 12 мм). К сожалению, при этом вряд ли можно говорить о пористой среде. Скорее, процесс аналогичен гетерогенной детонации в каналах. К тому же в эксперименте трудно наблюдать истинную среднюю скорость на фоне больших флуктуаций. Отметим также работу [1], где струи в искусственной пористой среде наблюдались явно.

По существу, стандартная модель не так далека от «струйной». При большой средней скорости течения u в пористой среде должны наблюдаться флуктуации порядка самой величины u . Можно ожидать, что места с повышенной скоростью течения будут очагами

распространения процесса. Тогда процесс будет вести не ударная волна, а именно флуктуации течения. Хотя расчет по стандартной модели выглядит более замкнутым, это просто значит, что фиксирован один из возможных выборов скорости фронта.

ВЫВОДЫ

Для описания газопленочной детонации в пористой среде рассмотрены две модели, дающие качественное согласие с экспериментом по профилю давления и скорости волны. Для обоснованного отбора модели желательны дополнительные экспериментальные данные. Обе модели могут описывать различные варианты реального процесса.

Механизм инициирования на уровне пор является основной проблемой для создания физической картины явления.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации газовой смеси в жесткой пористой среде // Детонация: Материалы VI Всесоюз. симп. по горению и взрыву. Черноголовка, 1980. С. 106-110.
2. Лямин Г. А. Гетерогенная детонация в жесткой пористой среде // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 6. С. 134-138.
3. Лямин Г. А., Пинаев А. В. Влияние свойств горючего на параметры гетерогенной детонации в пористой среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1988. Вып. 88. С. 95-101.
4. Пинаев А. В., Лямин Г. А. К структуре газопленочной и газовой детонации в инертной пористой среде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 97-102.
5. Лямин Г. А., Пинаев А. В. Гетерогенная детонация (газ — пленка) в пористой среде. Область существования и пределы // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 102-108.
6. Пинаев А. В., Лямин Г. А. Низкоскоростная детонация ВВ в вакуумированной пористой среде // Докл. РАН. 1992. Т. 325, № 3. С. 498-501.
7. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А. К механизму распространения детонации с малой скоростью в порошковом тэне при искровом инициировании // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 912-919.
8. Андреев В. В., Ершов А. П., Лукьянчиков Л. А. Двухфазная низкоскоростная детонация пористого ВВ // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 3. С. 89-93.
9. Ершов А. П. Изотермическая детонация и ее стохастическое моделирование // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 3. С. 112-116.
10. Ershov A. P. Isothermal detonation // Combust. Flame. 1995. V. 101. P. 339-346.
11. Ergun S. Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Progr. 1952. V. 48, N 2. P. 89-94.
12. Jones D. P., Krier H. Gas flow resistance measurements through packed beds at high Reynolds numbers // Trans. ASME. 1983. V. 105. P. 168-173.

*Поступила в редакцию 26/XII 1995 г.,
в окончательном варианте — 28/II 1996 г.*