

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩИХСЯ РЕЖИМОВ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ НА МОДЕЛИ АЭРОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

А. В. Федоров, Т. А. Хмель

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе двухскоростной двухтемпературной модели детонации аэровзвеси частиц алюминия в кислороде изучена задача взаимодействия плоской детонационной волны с примыкающей неравновесной волной разрежения, сформированной при мгновенном снятии поддерживающего поршня. Подтверждено, что режимы Чепмена — Жуге и недосжатые режимы со сверхзвуковым по замороженной скорости звука конечным состоянием являются самоподдерживающимися. Для недосжатых режимов с дозвуковым по замороженной и сверхзвуковым по равновесной скорости звука конечным состоянием (неустойчивых в односкоростном приближении) показано устойчивое распространение структуры. Результатом взаимодействия пересжатой волны с волной разрежения при значениях параметров релаксации, попадающих в область существования режимов Чепмена — Жуге, является выход на режим Чепмена — Жуге. Вне указанной области реализуется самоподдерживающийся режим недосжатой детонации, соответствующий данным параметрам релаксации.

### ВВЕДЕНИЕ

Вопросы детонации аэровзвесей металлических частиц представляют интерес в связи с необходимостью предотвращения промышленных взрывов в производствах, основанных на использовании дисперсных сред. Важной задачей здесь является определение условий самоподдерживающегося распространения возникающих при взрыве детонационных волн (ДВ). Стационарные режимы детонации аэровзвеси алюминия в кислороде в рамках математической модели [1, 2] исследовались в [3–8]. Наличие несгоревших частиц в продуктах детонации (возможно, вследствие образования конденсированного оксида, препятствующего горению) приводит к появлению течений типа недосжатой детонации со сверхзвуковым конечным состоянием [3, 4]. В недосжатых режимах, так же как и в режиме Чепмена — Жуге, реальная структура детонационного фронта, включающая ударный фронт, зону горения и примыкающую волну разрежения, должна быть устойчивой. Такие структуры исследовались в [5, 6] в предположении скоростного равновесия между частицами и газом. В некотором интервале значений параметра релаксации (соотношения характерных времен тепловой релаксации и горения), когда в стационарном решении конечная скорость больше равновесной, но меньше замороженной скорости звука, в результа-

те взаимодействия с волной разрежения наблюдался распад недосжатой ДВ на ударный скачок и отстающий фронт горения с последующей потерей устойчивости. Учитывая, что при данных параметрах нет режимов Чепмена — Жуге [4], это могло бы означать, что в некотором диапазоне размеров частиц стационарных режимов свободной детонации не существует. Поскольку в принятой в [5, 6] односкоростной модели не учитывались инерция частиц и сила трения между ними и газом, представляет интерес провести аналогичное исследование в полной постановке с учетом различия скоростей газа и частиц.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предположим, что по аэровзвеси частиц алюминия в кислороде распространяется стационарная ДВ, поддерживаемая поршнем в точке конечного равновесного состояния. В некоторый момент времени поршень мгновенно убирается, и в газовой фазе формируется центрированная волна разрежения. Так как в момент «снятия» поршня параметры частиц еще сохраняют свои значения, определяемые конечным состоянием, течение в начальный момент является неравновесным. Задача состоит в исследовании процессов развития сформированной в двухфазной среде неравновесной волны разрежения и ее взаимодействия с течением за

фронтом в различных режимах детонации.

Детонационный процесс в рамках двухскоростной двухтемпературной модели механики реагирующих гетерогенных сред описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} &= J, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} &= -J, \\ \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2 + p)}{\partial x} &= -f + J u_2, \\ \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2)}{\partial x} &= f - J u_2, \\ \frac{\partial \rho_1 E_1}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_1 u_1 (E_1 + p/\rho_1)]}{\partial x} &= -q - f u_2 + J E_2, \\ \frac{\partial \rho_2 E_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 E_2)}{\partial x} &= q + f u_2 - J E_2, \\ p &= \rho_1 R T, \quad E_1 = \frac{u_1^2}{2} + c_{v,1} T, \\ E_2 &= \frac{u_2^2}{2} + c_{v,2} T_2 + Q. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $p$  — давление;  $T$  — температура газа,  $T_2$  — частиц;  $Q$  — скорость тепловыделения химической реакции;  $\rho_i$ ,  $u_i$ ,  $E_i$ ,  $c_{v,i}$  — соответственно средняя плотность, скорость, полная энергия на единицу массы и теплоемкость  $i$ -й фазы. Индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам, индекс «к» указывает на конечное состояние после выгорания. Для замыкания системы привлекаются известные [1–8] соотношения:

$$J = \frac{\rho}{\tau_\xi} (\xi - \xi_k) \exp\left(-\frac{E_a}{R T_2}\right) \max(0, \text{sign}(T_2 - T_{ign})), \quad (2)$$

$$f = \frac{\rho_2}{\tau_u} (u_1 - u_2), \quad q = \frac{\rho_2 c_{v,2}}{\tau_T} (T - T_2). \quad (3)$$

Здесь  $\xi = \rho_2/(\rho_1 + \rho_2)$  — относительная массовая концентрация частиц;  $E_a$  — энергия активации;  $\xi_k$  — доля несгоревших частиц;  $T_{ign}$  — температура воспламенения;  $\tau_\xi$  — характерное время горения;  $\tau_u$ ,  $\tau_T$  — характерные времена процессов скоростной и тепловой релаксации. Величины  $\tau_u$ ,  $\tau_T$  являются переменными и зависят от параметров течения. Поскольку, как показано в [8], учет этой зависимости не приводит к качественному изменению свойств детонационных течений, в настоящей работе величины  $\tau_u$  и  $\tau_T$ , а также параметры релаксации  $\alpha = \tau_T/\tau_u$  и  $\beta = \tau_T/\tau_\xi$  считают замороженными.

В дальнейшем будем опираться на результаты работ [7, 8], поэтому для удобства приведем некоторые основные утверждения из [7, 8].

- Стационарные режимы детонации Чепмена — Жуге существуют в некоторой области  $D$  плоскости параметров  $(\alpha, \beta)$ , ограниченной кривой  $\Gamma$  (на рис. 2 работы [8] соответствующая область обозначена буквами  $CJ$ , а граница — кривая 1). С увеличением скорости детонации кривая  $\Gamma$ , отделяющая пересжатые стационарные режимы (слева от кривой) от области нестационарных решений (справа от кривой), видоизменяется и смещается в сторону увеличения  $\beta$ . При скорости, превышающей некоторое пороговое значение, пересжатые режимы существуют во всей плоскости  $(\alpha, \beta)$ .

- В некотором интервале скоростей, близких к скорости Чепмена — Жуге, существуют стационарные решения типа недосжатой детонации с «межзвуковым» конечным состоянием (конечная скорость больше равновесной, но меньше замороженной скорости звука). С дальнейшим увеличением скорости детонации возможны пересжатые и недосжатые режимы с внутренней особой точкой (звуковой по замороженной скорости звука).

- Все недосжатые режимы лежат на многообразии  $M_0 = M(\alpha, \beta)$  в пространстве  $(M_0, \alpha, \beta)$ , где  $M_0$  — число Маха скорости детонации. Поверхность  $M_0 = M(\alpha, \beta)$  пересекает плоскость  $M_0 = M_{CJ}$  по кривой  $\Gamma$  и вместе с областью  $D$  плоскости Чепмена — Жуге отделяет пересжатые стационарные режимы, лежащие выше поверхности ( $M_0 > M(\alpha, \beta)$ ), от области потери стационарности, находящейся ниже поверхности ( $M_0 < M(\alpha, \beta)$ ).

- Особенности структуры течения за фронтом ДВ в аэровзвеси частиц алюминия состоят в наличии  $\rho$ -слоя (резкого увеличения плотности частиц в узком слое за замороженной УВ) и  $T$ -изгиба (локального максимума температуры газа на стадии задержки воспламенения и локального минимума в момент воспламенения).

В настоящей работе представлены результаты расчетов для нескольких значений параметров релаксации  $\alpha = \tau_T/\tau_u$  и  $\beta = \tau_T/\tau_\xi$ , определяющих в зависимости от скорости ДВ различные режимы детонации: нормальный, пересжатый, недосжатый с межзвуковым конечным состоянием, недосжатый со сверхзвуковым конечным состоянием и соответствующий ему пересжатый режим с внутренней звуковой по замороженной скорости звука точкой.

В соответствии с поставленной целью для системы (1)–(3) формулируется задача Коши:

$$t = 0, \quad \varphi_i = \begin{cases} \varphi_{i,0}, & x_D < x < +\infty, \\ \varphi_{i,st}(x), & x_k < x \leq x_D, \\ \varphi_{i,R}(x), & 0 \leq x \leq x_k. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь  $\varphi_i = \{\rho_i, \rho_i u_i, \rho_i E_i\}$ ,  $i = 1, 2$ , — вектор решения;  $\varphi_{i,0}$  — начальное состояние перед фронтом;  $\varphi_{i,st}(x)$  — стационарное решение, определенное численно в двухскоростной двухтемпературной постановке [8];  $\varphi_{i,R}(x)$  — решение, описывающее центрированную волну разрежения в газовой фазе, в предположении, что давление в точке  $x = 0$  равно начальному перед фронтом ДВ. Зона волны разрежения предполагается достаточно малой ( $x_k \ll x_D$ ), тогда параметры частиц сохраняют конечное значение  $\varphi_{2,R}(x) = \varphi_{2,st}(x_k)$ . Значение  $x_D$  определялось из решения стационарной задачи как ширина зоны реакции при достижении конечного состояния с заданной точностью.

#### ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА. ТЕСТИРОВАНИЕ

Для численного решения задачи (1)–(4) применялась конечно-разностная схема класса TVD для газовой фазы [9], обеспечивающая высокое разрешение на фронте замороженной ударной волны, и схема Мак-Кормака [10] с промежуточными временными шагами — для частиц. На левой границе  $x = 0$  ставились «мягкие» граничные условия, при этом учитывалось направление скоростей газа и частиц. На правой границе, находящейся на некотором расстоянии впереди движущегося фронта ДВ, задавалось невозмущенное начальное состояние. По мере движения ДВ расчетная область расширялась.

Конечно-разностный метод расчета тестировался на задаче распространения ДВ по этой же смеси при поддержке поршнем. В качестве начальных данных брали решение, полученное в результате численного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений, которое отвечает одному из проанализированных в [8] стационарных режимов. На левой движущейся границе ставились условия, сохраняющие конечное состояние. Сравнение полученных в результате установления решений с исходными стационарными позволило сделать вывод об устойчивом распространении поддерживаемых поршнем ДВ во всех рассмотренных режимах, как было ранее получено в

односкоростной постановке [4]. Для дальнейших расчетов выбирались сетки, на которых локальные ошибки в данном случае не превышали 2%.

Начальные параметры смеси и константы, характеризующие тепловыделение, взяты в соответствии с [1–8];  $\tau_\xi = 0,002$  мс, что при принятом значении  $E_a = 10^6$  Дж/кг обеспечивает ширину зоны реакции, отвечающей детонации частиц алюминия размером порядка  $\approx 5 \div 10$  мкм в соответствии с данными, приведенными в [11, 12].

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Режим Чепмена — Жуге. В режиме Чепмена — Жуге конечная скорость смеси равна равновесной скорости звука, поэтому реальная структура фронта ДВ, состоящая из ударного скачка, зоны горения и примыкающей волны разрежения, должна быть устойчивой и самоподдерживающейся, что и было подтверждено в [6] в рамках односкоростной модели. Учет собственной скорости частиц не приводит здесь к качественным отличиям. На рис. 1 показано распределение скоростей газа и частиц с временным интервалом 0,12 мс для режима с  $\alpha = 6$ ,  $\beta = 6$ . Неравновесность течения в зоне волны разрежения проявляется на начальной стадии расчетов. Скорость и температура частиц вблизи левой границы в начальный момент отвечают параметрам конечного стационарного состояния. После «снятия» поршня частицы охлаждаются и быстро увлекаются потоком газа. Уже при  $t = 0,24$  мс скорости газа и частиц в зоне волны разрежения практически приходят в равновесие, а поскольку процесс тепловой релаксации происходит медлен-

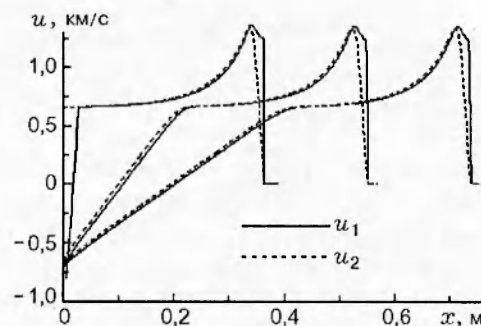


Рис. 1. Распределение скоростей при распространении волны Чепмена — Жуге с примыкающей волной разрежения

нее ( $\alpha = \tau_T/\tau_u = 6$ ), то при  $t = 0,24$  мс температуры газа и частиц здесь различаются в среднем на 8%. Из рис. 1 также видно, что амплитуда и скорость ДВ сохраняют постоянные значения, расстояние от фронта замороженной ударной волны до точки смыкания с волной разрежения не меняется. Возмущения из зоны волны разрежения не проникают в зону ДВ, так как скорость газа относительно фронта в точке смыкания равна равновесной скорости звука. Поэтому структура ДВ, состоящая из замороженного скачка уплотнения, зоны задержки воспламенения (увеличения скорости газа) и зоны горения (уменьшение скорости до конечного значения), сохраняется в неизменном виде. Как и ожидалось, волна Чепмена — Жуге является самоподдерживающейся.

Пересжатый режим в области существования режима Чепмена — Жуге. Рассмотрим пересжатые режимы для параметров  $\alpha, \beta$  из области  $D$ , при которых режим Чепмена — Жуге существует, но скорость детонации которых превышает скорость Чепмена — Жуге. Расчеты проводили для  $\alpha = 6, \beta = 6$  и двух значений начального числа Маха ДВ:  $M_0 = 8$  ( $u_D = 2575$  м/с) и  $M_0 = 5,5$  ( $u_D = 1770$  м/с). Соответствующее значение для режима Чепмена — Жуге составляет  $M_0 = 4,81$  ( $u_D = 1548$  м/с,  $p_{\max} = 52,8$  атм). Результаты расчетов показали, что в процессе взаимодействия с догоняющей волной разрежения, как и следовало ожидать, имеет место ослабление ДВ, что выражается в уменьшении ее амплитуды и замедлении. Для режима с  $M_0 = 8$  в течение 1,3 мс максимальное давление за фронтом уменьшилось с 140,8 до 69,41 атм. Для режима с  $M_0 = 5,5$  и начальной амплитудой 68,0 атм после некоторого периода ослабления наблюдается выход на установление и приближение к режиму Чепмена — Жуге: при  $t = 1,9$  мс  $p_{\max} = 54,9$  атм. Таким образом, как и в односкоростной постановке [5, 6], в области  $D$  плоскости  $(\alpha, \beta)$  пересжатая ДВ трансформируется в волну Чепмена — Жуге.

Недосжатый режим с полностью сверхзвуковым конечным состоянием. Процессы распространения ДВ с примыкающей волной разрежения в недосжатых режимах для более наглядного представления эффектов в зоне смыкания ДВ с волной разрежения исследовали на примере модельного вещества, как в [5, 6], обладающего более выраженной, чем для параметров алюминия и кислорода, дисперсией скорости звука конечного равновесного состояния. Пред-

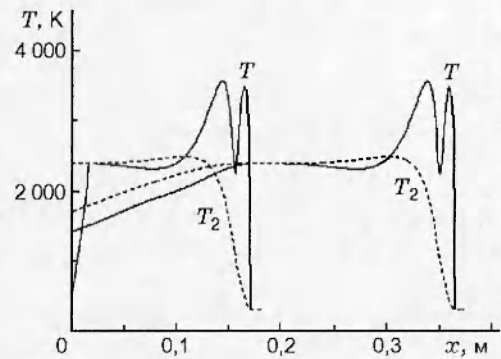


Рис. 2. Отставание волны разрежения от недосжатой детонационной волны (распределение температур)

ложенная модельная смесь сохраняет свойства структуры ДВ, выявленные в двухскоростной двухтемпературной постановке для взрывозвеси алюминия [8], а именно: наличие  $\rho$ -слоя (увеличения плотности частиц в узком слое за фронтом) и  $T$ -изгиба (локального максимума  $T$  на стадии задержки воспламенения). Для данной смеси стационарное решение недосжатой детонации с внутренней особой точкой определяется при  $\alpha = 10, \beta = 25$  и  $M_0 = 5,7411$  ( $u_D = 1786$  м/с) и характеризуется значением  $p_{\max} = 70,02$  атм. Равновесное и замороженное числа Маха конечного состояния составляют соответственно  $(M_e)_k = 1,553$  и  $(M_f)_k = 1,160$ . Распределения температур газа и частиц вдоль оси  $x$  с интервалом 0,1 мс показаны на рис. 2. Взаимодействия тонкой структуры ДВ с волной разрежения здесь, как и ожидалось, не происходит. В случае сверхзвуковой точки сопряжения релаксационные процессы в зоне волны разрежения не влияют на поведение параметров за ее пределами. Зона конечного равновесного состояния ДВ удлиняется, происходит ее отрыв от волны разрежения, структура течения за фронтом ДВ сохраняется в неизменном виде. Таким образом, при учете скоростной неравновесности среды подтверждается результат, полученный ранее в односкоростной модели [6]: недосжатый режим со сверхзвуковым конечным состоянием является самоподдерживающимся.

Пересжатый режим вне области существования режима Чепмена — Жуге. В пересжатом режиме возмущения из зоны волны разрежения проникают в область тонкой структуры ДВ, так как конечное состояние является дозвуко-

вым, и взаимодействие ДВ и волны разрежения имеет место. Как показано выше, в области существования режима Чепмена — Жуге (область  $D$  плоскости  $(\alpha, \beta)$ ) это взаимодействие приводит к выходу на стационарный режим Чепмена — Жуге. Вне этой области самоподдерживающимися оказались недосжатые стационарные режимы со сверхзвуковым конечным состоянием. Значит, в результате взаимодействия пересжатой ДВ с волной разрежения вне области  $D$  следует ожидать выход на режим недосжатой детонации. В качестве начальных данных для расчетов взято решение, определенное при тех же параметрах, что и в рассмотренном выше недосжатом режиме (модельная смесь с  $\alpha = 10$ ,  $\beta = 25$  и  $M_0 = 5,7411$ ,  $u_D = 1786$  м/с), но отвечающее ветви пересжатой детонации (решение с внутренней особой точкой). Стационарные профили в таком режиме имеют излом в распределении параметров газа в звуковой по замороженной скорости звука точке (плотность, давление и температура газа имеют локальный минимум, а скорость газа — локальный максимум).

Результаты расчетов взаимодействия ДВ с волной разрежения показаны на рис. 3 в виде распределений давления с выделенными звуковыми (по замороженной скорости звука) точками. На первой стадии процесса (см. рис. 3,а) волна разрежения «съедает» конечное равновесное состояние и приближается к зоне неравновесного по температурам течения за звуковой точкой (волна сжатия). При этом часть возмущений из зоны волны разрежения доходит до звуковой точки (точка минимума давления при  $t = 0$ ) и приводит к смещению минимума давления. Структура течения от фронта ДВ до звуковой точки сохраняется неизменной.

На второй стадии (см. рис. 3,б) догоняющая волна разрежения взаимодействует с участком течения за звуковой точкой, в результате чего происходит ослабление волны сжатия и ее отставание от звуковой точки и фронта ДВ. Одновременно обратное влияние неоднородного по скоростям и температурам течения на неравновесную волну разрежения приводит к возникновению колебательного профиля давления в области смыкания. Перед волной сжатия формируется расширяющийся участок течения, отвечающего стационарному решению недосжатой детонации с переходом через звуковую точку. Структура течения до звуковой точки не меняется.

На третьей стадии (см. рис. 3,в) участок

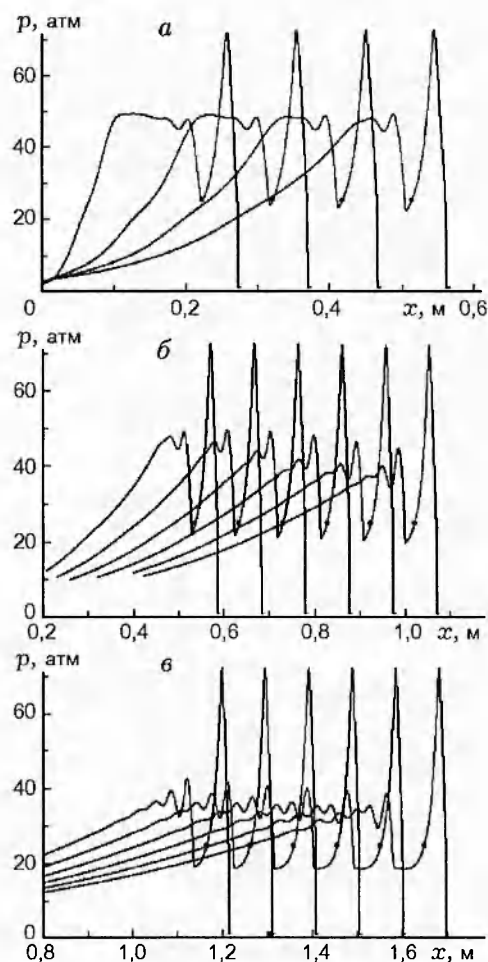


Рис. 3. Переход пересжатой ДВ в недосжатую: а — первая стадия, б — вторая, в — третья ( $\Delta t = 0,053$  мс)

течения за звуковой точкой расширяется, и решение выходит на конечное равновесное состояние недосжатой детонации. Последующий скачок давления, ограничивающий зону взаимодействия с волной разрежения и распространяющийся с равновесной скоростью звука, отстает от фронта ДВ и постепенно ослабевает. Таким образом, результатом взаимодействия ДВ и волны разрежения в рассмотренном пересжатом режиме является выход на режим недосжатой детонации с внутренней звуковой (по замороженной скорости звука) точкой.

Недосжатый режим с межзвуковым конечным состоянием (дисперсионный интервал параметров релаксации). Наличие дисперсии скорости звука в конечном состоянии обуславливает существование стационарных решений, в кото-

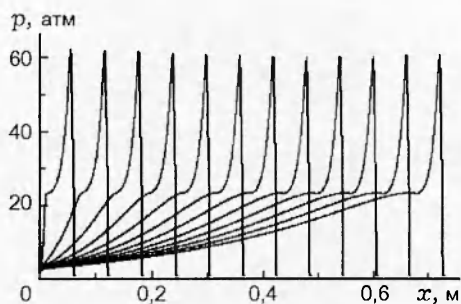


Рис. 4. Распространение недосжатой ДВ с примыкающей волной разрежения в дисперсионном интервале параметров релаксации ( $\Delta t = 0,037$  мс)

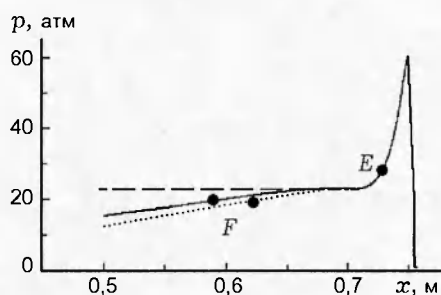


Рис. 5. Сравнение текущих профилей давления с соответствующим стационарным решением

рых конечная скорость больше замороженной, но меньше равновесной скорости звука. Для параметров алюминия и кислорода указанные режимы находятся в узкой полосе, примыкающей к кривой  $\Gamma$  плоскости  $(\alpha, \beta)$ . Межзвуковое конечное состояние в стационарном решении является неустойчивым (седло в равновесной по скоростям модели [4] и седло — узел либо седло — фокус в двухскоростной постановке [8]). Однако расчеты показали, что при поддерживающем воздействии поршня (сохранении конечного состояния) ДВ такого типа распространяется устойчиво, как и в односкоростном течении [6]. Взаимодействие такой ДВ с примыкающей волной разрежения представляет интерес, поскольку основной пакет возмущений волны разрежения, двигаясь со скоростью, равной равновесной скорости звука, не достигает фронта ДВ, а высокочастотная часть возмущений, скорость распространения которых приближается к замороженной скорости звука, проникает в зону горения и может взаимодействовать с фронтом. В равновесной по скоростям модели такое взаимодействие при-

вело к ослаблению ДВ, распаду ее на ударный скачок и отстающий фронт горения и потере устойчивости [6]. Результаты расчетов в двухскоростной постановке представлены на рис. 4 в виде распределения давления. Рассматривалась упомянутая модельная смесь с  $\alpha = 10$ ,  $\beta = 10,0454$  и  $M_0 = 5,2$  ( $u_D = 1618$  м/с). В конечном состоянии  $(M_e)_k = 1,168$ ,  $(M_f)_k = 0,872$ . Видно, что скорость ДВ, ее амплитуда и структура течения за фронтом до зоны смыкания с волной разрежения не меняются. На рис. 5 показаны соответствующие моменты времени  $t = 0,316$  мс (пунктирная линия) и  $t = 0,428$  мс (сплошная линия) профили давления, приведенные к одному положению фронта ДВ, и стационарное решение (штриховая линия). Буквами  $E$  и  $F$  обозначены соответственно равновесная и замороженная звуковые точки в системе, связанной с фронтом ДВ. На участке  $EF$  скорость газа относительно фронта меньше замороженной, но больше равновесной скорости звука. Видно, что со временем передний фронт волны разрежения выполаживается, точка  $F$  отстает от фронта и течение в этой зоне приближается к постоянному, отвечающему межзвуковому стационарному решению недосжатой детонации. Профили давления от фронта до точки  $E$  сливаются полностью. Далее следует участок, где кривые можно считать совпадающими в пределах точности вычислений, и лишь в зоне волны разрежения решение отличается от стационарного конечного состояния. Таким образом, структурной неустойчивости в данном режиме при учете скоростной неравновесности среды не обнаружено, и недосжатый режим с межзвуковой конечной точкой можно считать самоподдерживающимся.

Пересжатый режим в дисперсионном интервале параметров релаксации. Для этой же смеси с параметрами релаксации  $\alpha = 2,12975$ ,  $\beta = 4$  при  $M_0 = 5,2$  находим решение в виде недосжатой детонации с межзвуковой конечной точкой, а для  $M_0 = 5,203$  ( $u_D = 1619$  м/с) определяется пересжатый режим. Результаты расчетов взаимодействия пересжатой ДВ с волной разрежения представлены на рис. 6. На первом этапе (см. рис. 6,а) волна разрежения взаимодействует с течением в дальней зоне за точкой минимума давления, в результате чего происходит ослабление примыкающей к ней волны сжатия. Течение от фронта ДВ до волны сжатия сохраняется в неизменном виде. На второй стадии (см. рис. 6,б) происходит умень-

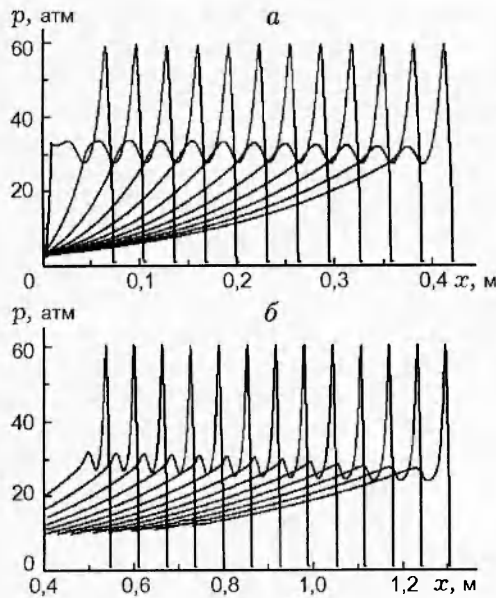


Рис. 6. Переход пересжатой ДВ в недосжатую в дисперсионном интервале:

*a* — первая стадия ( $\Delta t = 0,0195$  мс), *б* — вторая ( $\Delta t = 0,039$  мс)

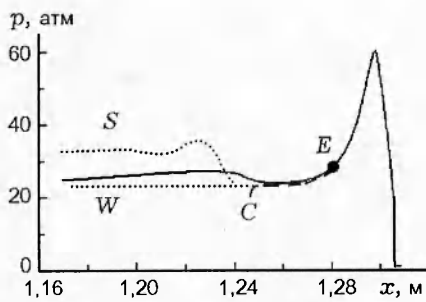


Рис. 7. Сравнение текущего профиля давления и соответствующих стационарных решений

шение давления и в точке минимума. Волна сжатия ослабляется, выполаживается и начинает отставать от фронта ДВ. Перед ней формируется зона значений параметров, отвечающих конечному состоянию режима недосжатой детонации. На рис. 7 показаны приведенные к одному положению фронта профили давления: сплошная линия соответствует последней кривой на рис. 6, б ( $t = 0,76$  мс), пунктирная линия *S* и штриховая *C* — стационарному решению пересжатой детонации с  $M_0 = 5,2 + 10^{-8}$  и решению с линией запираения с  $M_0 = 5,2 - 10^{-8}$ , пунктирная линия *W* — решению недосжатой

детонации (конечная точка седло — узел). Точка *E* является звуковой по равновесной скорости звука. Как видно, кривые сливаются в зоне от фронта ДВ до точки *E* и в зоне установления конечного состояния недосжатой детонации за точкой *E*. Дальнейшее выполаживание и отставание волны сжатия приближает решение к соответствующему режиму недосжатой детонации. Таким образом, взаимодействие пересжатой ДВ с волной разрежения и в дисперсионном интервале параметров релаксации приводит к установлению недосжатого режима детонации, который, как уже было проверено выше, в двухскоростном приближении является самоподдерживающимся.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численного исследования процессов взаимодействия детонационной волны с примыкающей волной разрежения, сформированной при мгновенном «снятии» поддерживающего поршня, с учетом скоростной и температурной неравновесности фаз установлено:

- стационарные режимы нормальной детонации (Чепмена — Жуге), недосжатой детонации с внутренней звуковой по замороженной скорости звука точкой, недосжатой детонации с межзвуковым конечным равновесным состоянием являются самоподдерживающимися;

- самоподдерживающиеся режимы соответствуют стационарным детонационным волнам, распространяющимся с минимально возможной для заданных параметров релаксации скоростью, значение которой можно определить из анализа стационарной задачи распространения ДВ;

- результатом взаимодействия пересжатой детонационной волны с волной разрежения является выход на соответствующий данным параметрам релаксации самоподдерживающийся режим детонации, т. е. ослабление и замедление детонационной волны до стационарного режима, обладающего минимально возможной скоростью распространения;

- результат взаимодействия детонационной волны с волной разрежения отвечает граничному стационарному решению, которое лежит на многообразии, отделяющем область всех стационарных решений от области потери стационарности в пространстве «число Маха скорости ДВ — параметры релаксации».

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01886).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Еремеева Т. А., Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. К теории идеальной и неидеальной детонации аэровзвесей. Новосибирск, 1986. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 37-86).
2. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
3. Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А. Типы детонационных течений аэровзвеси алюминия в кислороде // Докл. РАН. 1995. Т. 342, № 2. С. 185–188.
4. Федоров А. В., Хмель Т. А. Типы и устойчивость детонационных течений аэровзвеси алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 74–85.
5. Fedorov. A. V., Fomin V. M., Khmel' T. A. Real detonation waves in oxygen-aluminum mixtures // Preprints of the 7th Intern. Colloq. on Dust Explosions, Bergen, Norway, 23–26 June, 1996. Bergen, Norway: Christian Michelesen Research AS, 1996. P. 4.33–4.46.
6. Федоров А. В., Хмель Т. А. Взаимодействие детонационных волн и волн разрежения в аэровзвеси частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 102–110.
7. Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А. Учет скоростной неравновесности в теории детонации частиц алюминия в кислороде // Докл. РАН. 1997. Т. 355, № 6. С. 763–767.
8. Федоров А. В., Хмель Т. А. Математическое моделирование детонации алюминиевой пыли в кислороде с учетом скоростной неравновесности частиц // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 80–91.
9. Wang J. C. T., Widhopf G. F. A high-resolution TVD finite volume scheme for the Euler equation in conservation form // AIAA Paper. N 87-0538. 1987.
10. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. С. 377.
11. Strauss W. A. Investigation of the detonation of aluminum powder — oxygen mixtures // AIAA Journal. 1968. V. 6, N 12. P. 1753–1761.
12. Борисов А. А., Хасанов Б. А., Вейссьер Б. и др. О детонации взвесей алюминия в воздухе и кислороде // Хим. физика. 1991. Т. 10, № 2. С. 250–272.

*Поступила в редакцию 13/XI 1997 г.*