

- смесей газа и твердых частиц методами механики сплошной среды // ФГВ.— 1984.— 20. № 2.— С. 3—9.
12. Страусс В. А. Исследование детонации смесей алюминиевого порошка с кислородом // РТК.— 1968.— 6. № 9.— С. 159—164.
 13. Еремеева Т. А., Медведев А. Е., Федоров А. В. и др. К теории идеальной и неидеальной детонации взрывчатых смесей.— Новосибирск, 1986.— 36 с.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 23—86).
 14. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Детонационная динамика газозвзвесей.— Новосибирск, 1987.— 47 с.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 23—87).
 15. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Режимы нормальной детонации в релаксирующих средах // ФГВ.— 1989.— 25, № 1.— С. 119—127.
 16. Medvedev A. E., Fedorov A. V., Fomin V. M. Structures of heterogeneous detonation in mixtures of gas and small solid particles // Proc. Shenyang Int. Symp. on dust explosion.— 1987.— P. 599—616.
 17. Казаков Ю. В., Миронов Ю. В., Федоров А. В. Расчет детонации газовой смеси при наличии инертных твердых частиц // Моделирование в механике.— 1991.— 5(22), № 3.— С. 152—160.
 18. Левин В. А., Тушик Ю. В., Капля Р. П. Структура гибридной детонации в реагирующей газозвеси: (Отчет)/Институт механики МГУ.— № 4005.— М., 1990.
 19. Кузнецов П. М., Конотев В. В. Структура стационарной зоны и релаксационная неустойчивость детонационной волны в гетерогенных средах // Докл. АН СССР.— 1985.— 282, № 4.— С. 865—869.
 20. Воронин Д. В., Митрофанов В. В. Псевдонедосягаемая детонация в распылах // ФГВ.— 1985.— 21, № 5.— С. 77—81.
 21. Воронин Д. В., Ждан С. А. Об одномерной неустойчивости детонационных волн в распылах // Там же.— 1986.— 22, № 4.— С. 92—98.
 22. Ип А. Л., Фортгов В. Е. О скорости детонации в релаксирующих средах // Химическая физика.— 1985.— 4, № 1.— С. 137—141.
 23. Варламов Е. В., Федоров А. В. Распространение стационарных замороженных и дисперсных ударных волн в взрывчатых с учетом плавления // Моделирование в механике.— 1990.— 4(21), № 6.— С. 20—26.
 24. Федоров А. В., Тегенов Е. В., Весевер Б. Воспламенение частиц металлов при реальном взрыве I, II // ФГВ.— 1991.— 27, № 5.— С. 16—28.
 25. Федоров А. В., Фомин В. М. Структура ударной волны в смеси газа и плавящихся частиц // ПМТФ.— 1986.— № 2.— С. 133—138.
 26. Баум Ф. А., и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 5/ХII 1991

УДК 532.529.5 + 541.126

А. В. Федоров, Е. В. Тегенов

ИНИЦИИРОВАНИЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ, ДИСПЕРГИРОВАННЫХ В КИСЛОРОДЕ

Задача 2. Инициирование детонации смеси кислорода и частиц алюминия.

Перейдем к исследованию возможности инициирования полученных в [1] стационарных режимов течения газозвеси, имея в виду следующую постановку задачи. В полубесконечном одномерном пространстве, заполненном смесью кислорода и мелких частиц алюминия, в ограниченной области $x \in (0, l)$ вблизи оси симметрии выделяется энергия. Смесь может воспламениться и после некоторого развития процесс горения способен выйти на стационарный режим. В уравнениях (1), описывающих течение смеси (приведены в [1]), положим равными температуры фаз. В соответствии с принятым способом инициирования выражения (1) должны удовлетворять при $x \in (0, \infty)$ условиям типа распада разрыва. В области $x \in (0, l)$, которую будем называть камерой высокого давления (КВД), параметры смеси имеют большие значения, чем в камере низкого давления (КНД) ($x \geq l$), где условия нормальной атмосферы.

Для исследования полной нестационарной структуры волны гетерогенной детонации считаем толщину лидирующего замороженного скачка с сопутствующей зоной химической релаксации бесконечно малой. По-

сколько изучаются процессы, протекающие в областях с характерными размерами, много большими ширины детонационной волны (ДВ), такое предположение можно считать допустимым. Сразу за фронтом ДВ в продуктах реакции, содержащих мелкие несгоревшие частицы, распространяется волна разрежения, описываемая инвариантами Римана [2] (плоские волны):

$$S = u + \frac{2c'_H}{\gamma-1} \left(\frac{w}{w_H}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}} = S_H = u_H - \frac{2c'_H}{\gamma-1},$$

$$\frac{x}{t} = z - u + c, \quad c = c_H \sqrt{\frac{p/p_H}{w/w_H}} \frac{v}{v_H},$$

$$c'_H = \frac{\gamma p_H v_H^2}{w_H}, \quad c_H = \frac{c_H w_H}{v_H},$$

$$p/p_H = (w/w_H)^{-\gamma}, \quad T/T_H = (w/w_H)^{-(1+\gamma)}.$$

Индексом H отмечены параметры за фронтом ДВ. Для определения зависимости параметров течения от автомодельной переменной служит уравнение

$$z = S_H + \frac{2c'_H}{\gamma-1} \left(\frac{w}{w_H}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}} + c_H \sqrt{\frac{p/p_H}{w/w_H}} \frac{v}{v_H}.$$

В случае, если объемная концентрация несгоревших частиц мала ($m_{2H} = \varepsilon \ll 1$), данное уравнение в нулевом по ε приближении имеет аналитическое решение. Нетрудно получить поправки к нему, удерживая члены порядка ε . Решение находится на интервале $z \in (u_*, E)$, где u_* определяется по цепочке уравнений $u(z_*) = 0$, т. е. $w_*/w_H = (S_H(\gamma-1)/2c'_H)^{\frac{2}{1-\gamma}}$, $v_* = u_* + \beta$ и скорость точки, где $u = 0$, есть $u_* = c(w_*)$. При полном выгорании частиц ($\xi_H = \beta = 0$) решение выписывается известным образом [3].

Перейдем к определению распространения цилиндрических и сферических ДВ в газозвеси в данной постановке. Уравнения, описывающие течение за фронтом ДВ нулевой толщины, имеют вид

$$\frac{du}{dz} = -\frac{\kappa c^2}{\rho \Delta}, \quad \Delta = (u-z)^2 - c^2, \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\kappa(u-z)}{\Delta}, \quad \kappa = -\frac{\rho u(v-1)}{z}.$$

Здесь $\nu = 2, 3$ — течения с цилиндрическими и сферическими волнами.

Система (1) должна удовлетворять условиям за фронтом стационарной ДВ

$$u = u_H \frac{\rho_0 D^2 - \gamma p_0 - \rho_0^2 D^2 \beta}{\rho_0 D (1 + \gamma)}, \quad (2)$$

$$\rho = \rho_H = \frac{\rho_0^2 D^2 (\gamma + 1)}{\gamma (\rho_0 D^2 + p_0) + \rho_0^2 D^2 \beta}$$

при этом D — скорость ДВ — определяется по (7) из [1]. Отметим известную особенность (1): $\Delta(\Phi_H) = 0$, где $\Phi = (u, \rho)$. Для преодоления этого затруднения в расчетах проинтегрируем уравнения $d\rho/du = -\rho(u-z)/c^2$, $dz/du = z\Delta/(\nu-1)c^2 u$ на интервале (u_*, u_H) с начальными условиями $(\rho, z) = (\rho_H, D)$, при $u = u_H$. Интегрирование ведется до $u_* \ll 1$, что приближенно соответствует началу ядра покоя.

На рис. 1 приводятся профили давления смеси в волне разрежения (нижние кривые) в плоскости изменения пространственной переменной x для трех моментов времени t ($\nu = 3$).

Рассмотрим далее возможности моделирования установления детонационного режима в смеси на основе уравнения кинетики вида (1) [4]. Проведем вычисления для точки стехиометрии смеси кислород — алюминий, взятой в соответствии с экспериментами [4]. В КВД вследствие высокой температуры возникает очаг горения и постепенно развивается. Температура смеси из-за выделения энергии химического превращения возрастает, увеличивается давление. В результате возникает фронт горения, который расположен за замороженной ударной волной (УВ), которая образуется от распада произвольного разрыва, реализуемого при $t = 0$ на границе между КВД и КНД.

На рис. 2 приводится распределение давления (а) и температуры (б) смеси на моменты времени $t_i = 104(1), 126(2), 350(3), 455(4), 602(5), 755(6), 888(7), 993(8)$ и 1146 мкс (9) ($\nu = 1$), иллюстрирующие сказанное. Здесь видно образование очага воспламенения при $t = t_3$ за фронтом лидирующей УВ. Температура в очаге за счет выделения энергии постепенно повышается, поэтому на профиле давления образуется волна сжатия, распространяющаяся вверх и вниз по потоку (характерный горб на кривых при $t \geq t_3$).

В следующие моменты времени (см. рис. 2, 4, 5) амплитуда очага горения уже превышает амплитуду УВ. К оси симметрии распространяется волна сжатия и взаимодействует с ней. Скорость очага горения и амплитуда растут и, наконец, на момент t_7 волна горения сливается с УВ. После этого горение резко интенсифицируется и переходит к самоподдерживающемуся режиму (рис. 3, три последних профиля). Здесь также приведены распределения давления (а) и температуры (б) за фронтом волны гетерогенной детонации на последующие моменты ($t > t_7$) времени. Вблизи оси симметрии видны неоднородности, возникшие за счет нагрева смеси в очаге горения.

Представляет интерес структура течения в волне гетерогенной детонации, инициируемой достаточно сильным источником горения. Для этого давление в КВД взято в 6 раз больше давления в плоскости Чепмена — Жуге, длина КВД равнялась при этом $I_0 h$, (h — шаг разностной

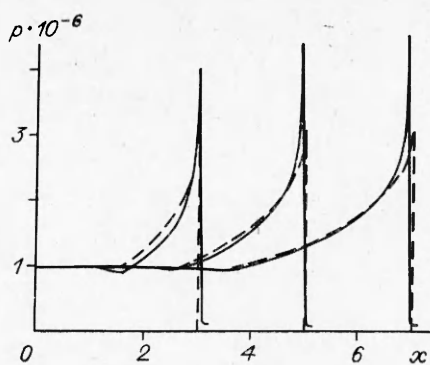


Рис. 1.

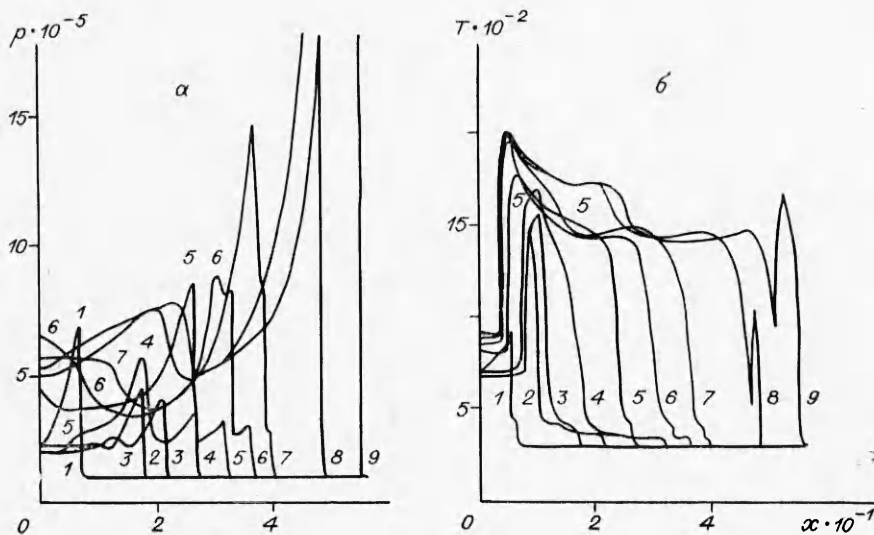


Рис. 2.

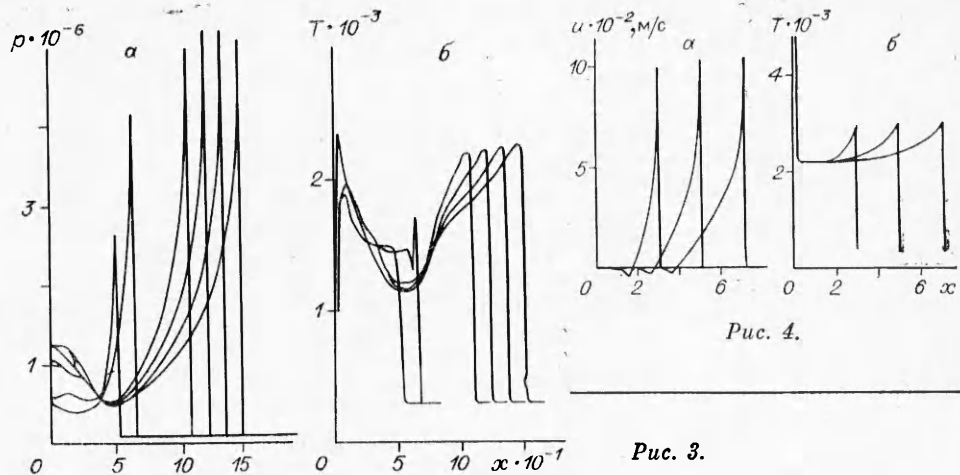


Рис. 3.

Рис. 4.

сетки, объемная концентрация частиц $m_{20} = 5,33 \cdot 10^{-4}$, $\xi_0 = 0,529$, $\xi_n = 0,151$, $I_0 = 2$). Результаты приведены для $\nu = 3$ в виде распределения давления (см. рис. 1), скорости и температуры (рис. 4, а, б) вдоль пространственной переменной. На рис. 1 верхние кривые получены на основе расчета нестационарной задачи и на них можно выделить замороженную лидирующую УВ с последующей областью химического превращения.

Следует отметить, что амплитуда замороженного скачка передается численным методом с погрешностью. За зоной неравновесного горения, в которой происходит реакция, следует волна разрежения. В ней смесь «разгружается» до некоторого равновесного состояния и образует далее ядро покоя. Как и в газовой детонации ядро покоя занимает примерно половину ширины возмущенной области смеси. Отличие этого параметра гетерогенной детонации от газовой составляет величину порядка m_{2H} (объемная доля твердой фазы в плоскости Чепмена — Жуке). На рис. 1 штриховыми линиями показана структура волны разрежения, полученная в результате решения задачи (1), (2). Как видно, совпадение удовлетворительное. С ростом времени за счет диссипативных свойств численного метода волна детонации, полученная нестационарным расчетом, чуть отстает от аналитического решения. Тем не менее можно отметить, что наблюдается стационарный самоподдерживающийся режим. На рис. 4 вблизи оси видны следы иницирующего воздействия на профили $T(x, t)$.

Исследовалось влияние длины КВД на иницирование детонации в смеси. Результаты приведены на рис. 5 в виде зависимости давления на фронте лидирующей УВ от времени. Имеются два характерных вида профилей. При $I_0 \leq 5$ УВ, возникающая при распаде разрыва на контактной границе, постепенно ослабляется, так как смесь за ее фронтом не способна воспламениться и остается инертной. С ростом длины КВД амплитуда УВ резко падает в первые моменты времени, затем некоторый промежуток времени имеется участок квазипостоянного течения (см. кривую с $I_0 = 7$), пока фронт горения не достиг лидирующей УВ. Затем фронт догоняет УВ, усиливает ее и далее давление постепенно возрастает и имеет тенденцию к установлению. С ростом длины КВД минимальное давление в УВ возрастает, уменьшается длина области квазистационарного течения (на профилях $I_0 = 9, 10, 20$ эта область уже отсутствует). Нарастание давления во фронте УВ более плавное. Это связано с тем, что газ, вытекающий из КВД, сохраняет свои динамические свойства больший промежуток времени. На фоне более высоких газодинамических параметров воспламенение наступает скорее, т. е. быстрее наступает фаза ускорения УВ, ее перехода в детонационную.

Задача 3. Воздействие продуктов взрыва облака реагирующих частиц на окружающую среду.

Рассмотрим облако частиц Al , диспергированных в O_2 . После прохождения по аэровзвеси волны гетерогенной детонации в ней формиру-

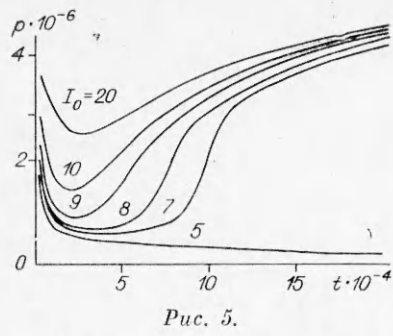


Рис. 5.

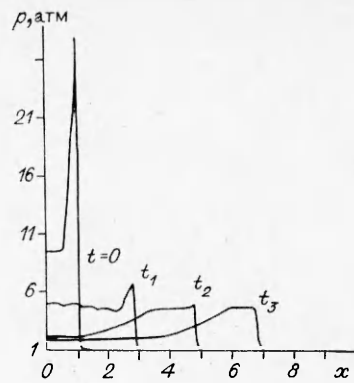


Рис. 6.

ется картина течения, изученная выше. Рассмотрим развитие волнового процесса, реализующегося при распаде этой конфигурации. Пусть $v=1$ (течение с плоскими волнами), область занимаемую ДВ (ударный переход с последующей волной разрежения) будем называть КВД.

В КВД идет волна разрежения, которая «снимает» высокие параметры смеси. В атмосферу распространяется УВ. Профили давления при различных t приведены на рис. 6, в качестве начального взято автомодельное решение (задача 2). Видно, что после отражения волны разрежения от оси симметрии отраженная волна догоняет лидирующую УВ. Существует, однако, участок квазистационарности, когда лидирующая УВ после прохождения расстояния, достаточного для исчезновения характерного зубца за ее фронтом, распространяется в квазистационарном режиме. Момент квазистационарного распространения кончается тогда, когда отраженная волна разрежения догонит УВ и начнет его ослаблять. На рис. 6 видно, что размер плато на профиле $p(x, t_i)$ уменьшается при переходе от $t = t_2$ к $t = t_3$.

Для течений с осевой и сферической симметрией картина движения имеет следующий вид. На момент времени $t_1 = 105$ мкс (рис. 7, а) эпюра давления представляет собой УВ1, ушедшую вниз по потоку, и волну разрежения, «снимающую» постоянное давление, распространяющуюся в ядро покоя. В следующий момент $t_2 = 209$ лидирующая УВ продвинулась дальше в атмосферу, волна разрежения продолжает взаимодействовать со стенкой, понижая давление на ней. На этом профиле давления видно зарождение УВ2, которая распространяется к центру симметрии и располагается справа от точки минимума кривой $p(x, t_2)$.

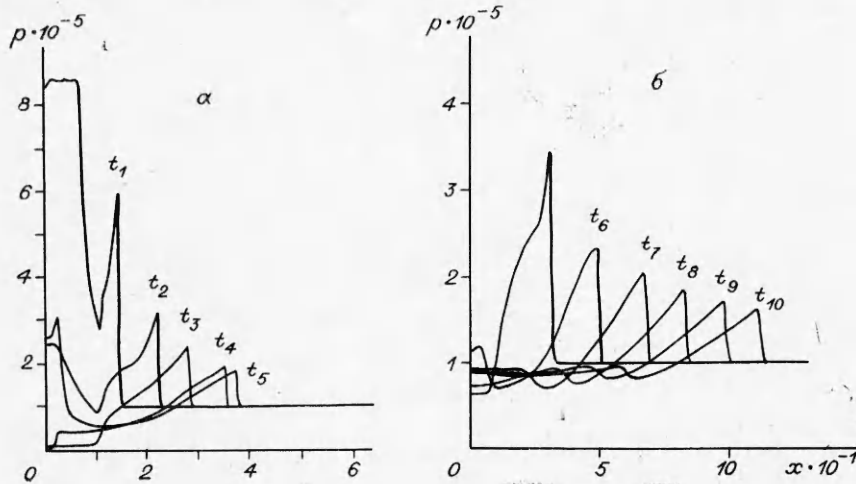


Рис. 7.

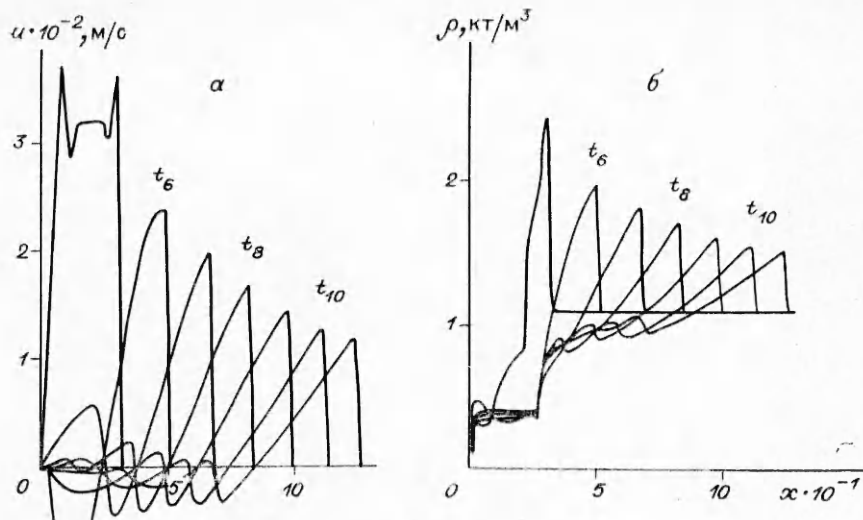


Рис. 8.

На момент $t_3 = 314$ амплитуда обеих УВ уменьшается, профиль давления в УВ2 становится более крутым. УВ2 не очень сильно продвинулась против течения продуктов взрыва (ПВ) облака, направленного от точки симметрии. Видна характерная зона пониженного давления, окружающая центр симметрии, откуда вытекли ПВ. Уже на данном временном слое можно отметить, что амплитуды в положительной и отрицательной фазах давления примерно равны. Это свойство — общее для структуры течений, возникающих от взрывных источников с малой плотностью энерговыделения [6]. Считается [6], что подобное мощное «разрежение может привести к качественно новому типу разрушений по сравнению с разрушениями при взрывах высокоэнергетических ВВ». В [6] приводятся также данные по изменению давления во времени для взрывающейся сферы [7] в различных точках по пространству, из которых видно, что следом за отрицательной фазой распространяется УВ.

Распределение давления $p(x, t_5)$, $t_5 = 489$ (рис. 7, а), полученное после отражения УВ от точки симметрии, согласуется с данными [7], а также с результатами экспериментов со взрывающимися сферами (Esparza E. D., Baker W. E., 1977, цитируется по [6]). Картина движения на последующие моменты времени ($t_6 = 630$, $t_7 = 945$, $t_8 = 1260$, $t_9 = 1575$, $t_{10} = 1890$) приводится на рис. 7, б. Здесь образуется структура, подобная N-волне. За фронтом УВ наблюдается положительная и отрицательная фазы давления. За отрицательной фазой давления следует УВ2, за которой имеет место небольшой спад давления ниже атмосферного. Поведение плотности смеси и скорости изображено на рис. 8, а, б для $t = t_6, \dots, t_{10}$. Видно, что вблизи оси образуется локализованная зона пониженной плотности, в которой скорость направлена от оси симметрии.

Таким образом, на основе модели равновесного по скоростям течения газозвеси, учитывающей кинетику горения твердой фазы вида (1) из [1], оказалось возможным описать ударно-волновое инициирование детонации газозвеси Al в O_2 . При расчете воздействия взрыва облака частиц Al на окружающую среду в пространстве с осевой и сферической симметрией выявлены течения, подобные N-волне в ближней зоне взрыва, для плоских волн — участок квазистационарности УВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // ФГВ.— 1992.— 28, № 3.
2. Федоров А. В. Анализ уравнений, описывающих процесс внезапного выброса угля и газа // ЧММСС.— 1980.— 11, № 4.

3. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
4. Страусс В. А. Исследование детонации смесей алюминиевого порошка с кислородом // РТК.— 1968.— 6, № 9.— С. 159—164.
5. Селиванов В. В., Соловьев В. С., Сысов Н. Н. Ударные и детонационные волны. Методы исследования.— М.: Изд-во МГУ, 1990.— С. 261.
6. Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия.— М.: Изд-во Мир, 1986.— Т. I.— С. 319.
7. Shimpi S. A. The blast waves produced by bursting spheres with simultaneous or delayed explosion or implosions of the contents: Ph. D. Thesis, Univ. Illinois at Urbana-Champaign, 1978.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 5/XII 1991

УДК 534.222.2

А. Е. Медведев

ДЕТОНАЦИЯ В РЕЛАКСИРУЮЩЕМ ГАЗЕ С ДВУМЯ РЕАКЦИЯМИ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЯ

На основе упрощенной релаксационной кинетики исследуется стационарная одномерная детонация в релаксирующем газе с двумя реакциями тепловыделения. Предложен математический алгоритм нахождения скорости детонации Чеммена — Жуге. Определены критические значения параметров (характерные времена релаксации и тепловыделений), при которых реализуются различные режимы самоподдерживающейся детонации. Дана оценка на характерные времена кинетических процессов, при которых в среде реализуется самоподдерживающаяся двухфронтная детонация.

В [1—3] рассмотрена модель релаксирующего газа с тепловыделением и предложено правило отбора стационарного режима детонации. Дальнейшее исследование этой модели проведено в [4—5]. В данной работе на основе модели [1] рассмотрена детонация в релаксирующем газе с двумя реакциями тепловыделения, кроме этого, в отличие от [4—5], исследуется иной вид кинетического уравнения релаксации. Это позволило определить критические значения параметров, определяющих качественно различные режимы детонации. Показано, что наличие двух реакций тепловыделения в среде при определенном соотношении времени релаксации и тепловыделения является достаточным условием реализации двухфронтных режимов детонации.

Двухфронтные режимы детонации экспериментально и численно получены в [6, 7] для детонации в среде этилен — кислород с алюминиевыми частицами. В работе [8] найдены в расчетах двухфронтные режимы детонации в газок капельных средах с каплями двух фракций. В [9] двухфронтные режимы детонации получены для среды горючего газа с частицами унитарного топлива. Общее условие существования двух фронтных режимов детонации — наличие двух реакций тепловыделения: в [6, 7, 10] — горение газа и частиц, в [8] — двух фракций капель. Кроме этого для существования двухфронтных режимов детонации необходимы дополнительные условия: в [8] — наличие максимума равновесного тепловыделения в среде и скоростная неравновесность фаз; в [9] теплота сгорания частиц ограничена интервалом $Q^* < Q < Q^{**}$. В данной работе получено обобщенное условие существования двухфронтных режимов детонации в релаксирующем газе с двумя реакциями тепловыделения.

Рассмотрим модель релаксирующего газа [1—3] с двумя реакциями тепловыделения. В системе координат с неподвижной ударной волной уравнения, описывающие стационарное течение газа за скачком уплотнения, в обычных обозначениях имеют вид

$$\frac{u}{v} = \frac{D}{v_0},$$

$$\frac{u^2}{v} + p = \frac{D^2}{v_0} + p_0, \quad (1)$$