

Рис. 2. Соотношение между приведенной глубиной взрыва и удлинением заряда для характерных случаев.

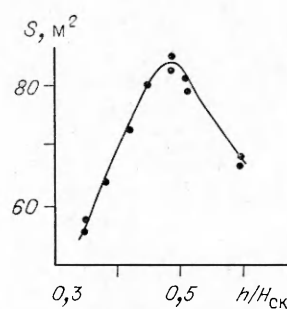


Рис. 3. Зависимость площади поперечного сечения выемки (воронки) выброса от коэффициента заполнения скважины.

пространить на скальные грунты, так как в этом случае, при прочих относительно равных условиях, значительное влияние на величину забойки (его оптимальное значение) могут оказать прочностные характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адушкин В. В., Зыков Ю. Н., Либин В. Я. Об эффективности скважинных зарядов выброса в песчаном грунте // ФТПРПИ.— 1988.— № 4.— С. 35—39.
2. Светланов Б. Я., Яременко И. Е. Теория и свойства промышленных взрывчатых веществ.— М.: Недра, 1973.— 203 с.

г. Краснодар

Поступила в редакцию 14/VIII 1990,
после доработки — 16/IX 1991

УДК 234.465

А. В. Троцюк, П. А. Фомин

МОДЕЛЬ ПУЗЫРЬКОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Предложена модель детонации в двухфазной гетерогенной смеси пузырьки химически реагирующего газа — химически инертная жидкость. Модель построена с учетом сжимаемости и вязкости жидкости, наличия периода индукции химической реакции и сдвига химического равновесия. Сделаны расчеты инициирования волны и выхода ее на стационарный режим. Результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с экспериментом. Показана не известная ранее возможность распространения волны со сверхзвуковой (относительно «замороженной» скорости звука) скоростью при больших начальных давлениях в смеси. Структура волны при до- и сверхзвуковом режимах распространения существенно различна. В первом случае происходит плавное изменение давления в волне сжатия, во втором — имеет место скачок давления на переднем ударном фронте волны.

Теория недавно открытого [4—7] явления пузырьковой детонации далека от своего завершения. К недостаткам теоретического моделирования рассматриваемого процесса относится неадекватное реальности описание динамики движения пузырьковой смеси. Так, в [8, 9] жидкость полагается несжимаемой, а в [10—12] система нелинейных уравнений гидродинамики путем линеаризации сводится к некоторым модельным квазилинейным уравнениям (типа Картевега — де-Вриза — Бюргерса с добавочными членами), которые могут претендовать лишь на качественное описание эволюции профиля давления волны.

Громоздкость и трудная обозримость точных кинетических расчетов газофазных химических реакций служит причиной того, что существующие теоретические исследования пузырьковой детонации основаны на использовании простых, но, как правило, физически необоснованных и низкоточных приближенных моделей кинетики. В частности, в [8—17]

молекулярная масса газа полагается постоянной, а тепловой эффект — постоянным или монотонным, хотя известно (см., например, [18—19]), что вследствие процессов рекомбинации и диссоциации указанные величины не всегда монотонны и могут меняться в широких пределах. Кроме того, известные модели пузырьковой детонации [8—17] описывают адиабатическое сжатие газа в пузырьке адиабатой химически инертного газа с постоянным показателем. В действительности, как хорошо известно, адиабатические процессы в химически реагирующем газе существенно отличаются от аналогичных процессов в инертном газе и далеко не всегда (в частности, при больших изменениях плотности, температуры и давления газа, что имеет место в волне пузырьковой детонации) могут адекватно описываться таким способом.

Отмеченные выше недостатки не позволяют ни одной из существующих теоретических моделей пузырьковой детонации количественно рассчитывать параметры волны без «подгонки» расчетов под эксперимент. Более того, модели [8—11] не описывают качественную зависимость скорости волны от объемной доли газа в смеси.

В предлагаемой ниже одномерной односкоростной модели детонации в системе пузырьки химически реагирующего газа — химически инертная жидкость сделана попытка избежать отмеченных недостатков существующих моделей рассматриваемого явления¹.

Динамика движения пузырьковой смеси описывается по соответствующей реальности общепринятой модели [21]. Учитываются вязкость и сжимаемость жидкости. Тепловыделение и молекулярная масса газа, а также адиабатический процесс в химически равновесном газе в пузырьке рассчитываются по высокоточной приближенной модели кинетики [18, 19, 22—24].

Отметим, что существующие экспериментальные и теоретические исследования рассматриваемого процесса относятся к достаточно низким начальным давлениям ($p_0 \approx 1$ атм) смеси. При этом детонационная волна (ДВ), сверхзвуковая относительно «равновесной» скорости звука c_{e_0} в смеси, является дозвуковой по «замороженной» скорости звука c_{f_0} в двухфазной среде². Возможность распространения волны пузырьковой детонации со сверхзвуковой относительно c_{f_0} скоростью до сих пор не была известна. Между тем, энергонасыщенность пузырьковой среды при повышении p_0 растет, поскольку количество химически реагирующей газовой смеси на единицу массы жидкости увеличивается. Будет расти, соответственно, и скорость детонации. А поскольку c_{f_0} слабо зависит от p_0 , то следует ожидать, что при увеличении p_0 волна пузырьковой детонации может стать сверхзвуковой относительно c_{f_0} . Действительно, расчеты, проведенные по предложенной ниже модели, впервые показали возможность распространения волны пузырьковой детонации со сверхзвуковой относительно c_{f_0} скоростью.

В статье приняты следующие обозначения: p , ρ , u — давление, плотность и скорость среды; ρ , δ , η — плотность, коэффициент поверхностного натяжения и динамическая вязкость жидкости; r — радиус пузырька; N — концентрация пузырьков в единице объема; β — объемная доля газа в смеси; T , μ — температура и молекулярная масса газа; μ_a , μ_{\min} , μ_{\max} — молекулярные массы газа в атомарном, предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях; R — универсальная газовая постоянная; E_D — средняя энергия диссоциации продуктов реакции; A , K_+ — константы скоростей диссоциации и рекомбинации обобщенных продуктов реакции; γ — показатель адиабаты газа; Θ — эффективная

¹ Часть представленных в настоящей работе результатов впервые изложена в [20].

² Подчеркнем, что волна детонации в газовой, газокapельной и газопленочной смесях является сверхзвуковой как по c_{e_0} так и по c_{f_0} .

температура возбуждения колебательных степеней свободы молекул; B , n — константы адиабаты Тэта; индекс 0 относительно к параметрам в начальном состоянии, 00 — к начальному состоянию с $p = 1$ атм и $T = 293,15$ К, g указывает на принадлежность соответствующей величины к газу.

Модель пузырьковой детонации

Предлагаемая модель детонации в рассматриваемой пузырьковой среде строится в следующих основных предположениях.

Газ является идеальным:

$$p_g/\rho_g = RT/\mu. \quad (1)$$

Химические реакции протекают в газе. До момента окончания периода индукции газ считается химически нереагирующим:

$$\mu = \mu_0. \quad (2)$$

После окончания периода индукции полагается, что газ мгновенно приходит в состояние химического равновесия, которое сдвигается по мере движения смеси вниз по потоку. Для вычисления удельной внутренней энергии газа U и описания состояния химического равновесия будем пользоваться приближенной моделью [18, 19, 22, 23]:

$$U = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - i \right) \frac{\Theta/T}{e^{\Theta/T} - 1} \right] \frac{RT}{\mu} + E_D \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\rho_g}{\mu} \frac{(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{\mu/\mu_{\min} - 1} e^{E_D/RT} = AT^{2/4} (1 - e^{-\Theta/T})^{3/2} / 4K_+, \quad (4)$$

которая позволяет отказаться от традиционных (см. [8—17]) искусственных предложений о тепловыделении и молекулярной массе газа.

Момент воспламенения газа t_* определяется общепринятым условием

$$Z = \int_0^{t_*} \frac{dt}{\tau_i} = 1, \quad (5)$$

где τ_i — период индукции гомогенной газовой смеси при постоянных параметрах. Такой способ вычисления t_* более универсален по сравнению с соответствующими расчетами моделей [9, 16].

Пузырьки не геряют своей сферичности и не дробятся, а тепло- и массообмен между фазами отсутствует³. Поэтому справедливы следующие уравнения:

$$\rho_g r^3 = \rho_{g_0} r_0^3, \quad (6)$$

при $0 \leq Z < 1$

$$p_g/\rho_g^\gamma = p_{g_0}/\rho_{g_0}^\gamma, \quad (7)$$

$$p_{g_0} = p_0 + 2\sigma/r_0, \quad (8)$$

при $Z \geq 1$

$$\frac{dT}{d\rho_g} = - \frac{U_{\mu} \rho_g - RT/\rho_g \mu}{U_T + U_{\mu} \mu_T}. \quad (9)$$

Величины μ_{ρ_g} , μ_T , U_{μ} , U_T , входящие в (9), легко найти из (3), (4). Уравнение (9) описывает изоэнтропу химического равновесного газа (при $Z \geq 1$ газ изоэнтропичен, поскольку предположено, что он находится в

³ В действительности несферичность и дробление пузырьков, а также тепло- и массообмен между фазами имеют место [1—7, 25], поэтому предлагаемая модель справедлива лишь при достаточно больших вязкостях жидкости, когда указанные процессы не сильно влияют на параметры волны.

состоянии химического равновесия, а теплообмен между фазами отсутствует). Оно получено на базе модели [18, 19, 22, 23] из условия адиабатичности, уравнения химического равновесия (4) и формул (1), (3). Более подробно вопрос приближенного расчета изоэнтропы химически равновесного газа обсуждался в [24], где отмечена высокая (порядка 1 % по температуре) точность формулы (9). Таким образом, уравнения (4), (9) позволяют избежать отмеченных выше недостатков моделей [8—17], связанных с использованием адиабаты инертного газа.

Для учета сжимаемости жидкости используется уравнение Тэта:

$$p = p_{00} + B[(\rho/\rho_{00})^n - 1], \quad (10)$$

где $B = \rho_{00} c_{00}^2/n$; ρ_{00} , c_{00} — плотность жидкости (без пузырьков) и скорость звука в ней при давлении p_{00} .

Динамику движения рассматриваемой двухфазной смеси будем описывать по модели [21], которая с учетом (1), (3), (6), (7), (10) имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} u) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} u) + \frac{\partial}{\partial x} (p + \bar{\rho} u^2) = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \bar{\rho} \left(\bar{E} + \frac{u^2}{2} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \bar{\rho} u \left(\bar{E} + \frac{p}{\bar{\rho}} + \frac{u^2}{2} \right) \right\} = - \frac{8\eta N \varepsilon}{\rho_0 r^2}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (Nu) = 0, \quad (14)$$

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \beta), \quad (15)$$

$$\beta = 4/3 \cdot \pi N r^3, \quad (16)$$

$$\varepsilon = 2\pi \rho \sigma r^3 s^2,$$

$$s = \frac{\partial r}{\partial t} + u \frac{\partial r}{\partial x}, \quad (17)$$

$$\bar{E} = \frac{p + (B - p_{00})n}{(n-1)\rho} - \frac{(B - p_{00})n}{(n-1)\rho_{00}} + \frac{N}{\rho} (E_g + 4\pi \sigma r^2 + \varepsilon),$$

при $0 \leq Z < 1$

$$E_g = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_{g_0} \left\{ \frac{1}{\gamma-1} \frac{p_g}{\rho_g} + E_D \left(\frac{1}{\mu_0} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right) \right\},$$

при $Z \geq 1$

$$E_g = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_{g_0} \left\{ \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\Theta/T}{\Theta/T - 1} \right] \frac{RT}{\mu} + E_D \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right) \right\}.$$

Преобразуем уравнения (5), (13), (14), (17) к более удобному для численных расчетов виду и с учетом (6), (9), (11), (17) получим выражение для $\frac{dT}{dt}$:

$$N/\bar{\rho} = N_0/\bar{\rho}_0, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} r) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} u r) = \bar{\rho} s,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} Y) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} u Y) = - \frac{\bar{\rho}}{\tau_i}, \quad Y(t=0) = 1, \quad Y = 1 - Z, \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} s) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} u s) = \bar{\rho} \left[\frac{1}{\rho_0 r} \left(p_g - p - \frac{2\sigma}{r} - \frac{4s\eta}{r} \right) - \frac{3}{2} \frac{s^2}{r} \right],$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} T) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} u T) = - 3s \frac{\rho_{g_0}^3}{r^4} \bar{\rho} \frac{dT}{d\rho_g} (Y \leq 0).$$

На левой границе трубы, содержащей указанную смесь, поддерживается постоянное давление, достаточное для возбуждения детонации.

Результаты расчетов

Предложенная нестационарная система уравнений (1), (2), (4), (6)–(8), (10)–(12), (15), (16), (18) интегрировалась консервативным численным методом Годунова в подвижных сетках [26]. Сделаны расчеты инициирования волны и выхода ее на стационарный режим в следующих системах: пузыри $C_2H_2 + 2,5 O_2$ — жидкость (система I) и пузыри $2H_2 + O_2$ — жидкость (система II). Жидкость полагалась состоящей из смеси воды с глицерином. Результаты расчетов скорости волны (после выхода ее на стационарный режим) в зависимости от β_0 при $p_0 = 1$ атм и $T_0 = 293$ К представлены на рис. 1. Массовая доля глицерина в жидкости и начальный радиус пузырей полагались равными 0,5 и $3 \cdot 10^{-3}$ м соответственно; $\rho_{00} = 1,13 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_{00} = 1700$ м/с. Остальные константы — как в [18, 19, 22, 23, 27]. Для вычисления τ_i в смесях II и I использованы формулы из [28] и [29] соответственно. Точками на рис. 1 отмечены экспериментальные данные [1–8]. Видно, что результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с экспериментом. Расчеты показали слабое влияние начального размера пузырька на параметры рассматриваемого процесса.

Расчетная структура вышедших на стационарный режим волн представлена на рис. 2 (система I) и рис. 3 (система II). Звездочкой отмечен момент воспламенения, $\beta_c = 10^{-2}$. Сравнение полученных величин скорости деформации и предельного сжатия пузырьков, а также характерного давления в смеси (см. рис. 2, 3) с экспериментальными данными [1–7] подтверждает разумность использования предложенной в настоящей работе модели для описания пузырьковой детонации. Из результатов расчетов видно, что вследствие процессов диссоциации и рекомбинации молекулярная масса газа и (в соответствии с (3)) тепловыделение химической реакции могут быть существенно непостоянны (см. рис. 2) и немонотонны (см. рис. 3). Это иллюстрирует проблематичность использования моделей [8–17] для расчета параметров пузырьковой детонации, поскольку в них μ полагается постоянной, а тепловыделение — постоянным или монотонным.

По предложенной модели сделаны расчеты параметров пузырьковой детонации при повышенных начальных давлениях смеси. Расчеты показали, что при повышении p_0 детонационная волна становится сверхзвуковой относительно c_{f_0} . (Формула для вычисления c_{e_0} приведена, например, в [30]; $c_{f_0}^2 = \frac{n(n_0 + (B - p_{00}))}{\rho_0(1 - \beta_0)^2}$.) В частности, для системы II при $p_0 = 100$ атм, $\beta_0 = 10^{-2}$ получено, что стационарная скорость волны $u_0 = 1801$ м/с и $c_{f_0} = 1733$ м/с (структура стационарной сверхзвуковой (по c_{f_0}) волны в системе II приведена на рис. 4, $p_0 = 10^3$ атм, $c_{f_0} = 1872$ м/с, $\beta_0 = 10^{-2}$, скорость детонации 2579 м/с, неидеальность газа не учитывалась). Таким образом, показана не известная ранее возможность распространения волны пузырьковой детонации со сверхзвуковой относительно c_{f_0} скоростью звука.

Из сравнения рис. 2, 3 и 4 видно, что профили сверхзвуковой и дозвуковой (по c_{f_0}) волн существенно различаются. В первом случае (см. рис. 2, 3) происходит плавное изменение давления в волне сжатия, во втором (см. рис. 4) имеет место скачок давления на переднем ударном фронте волны, который несколько сглажен разностной схемой.

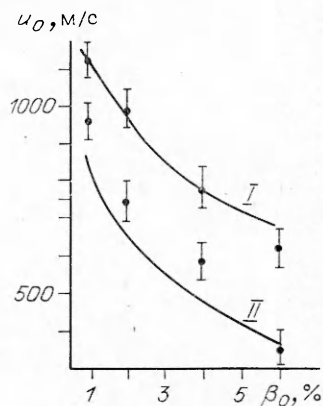


Рис. 1.

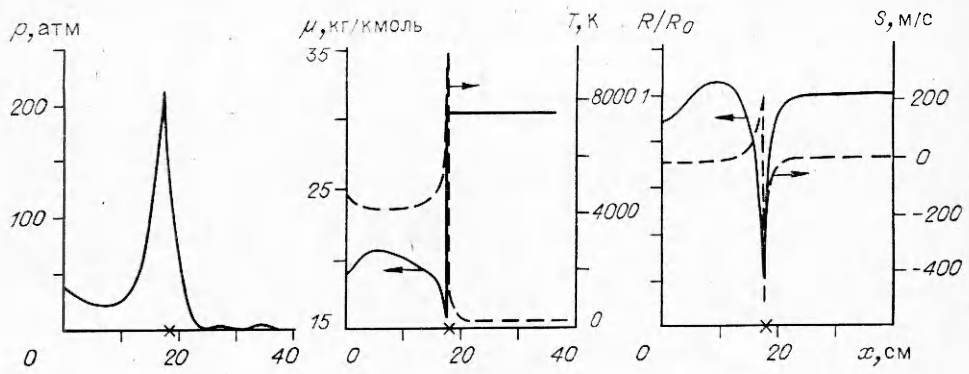


Рис. 2.

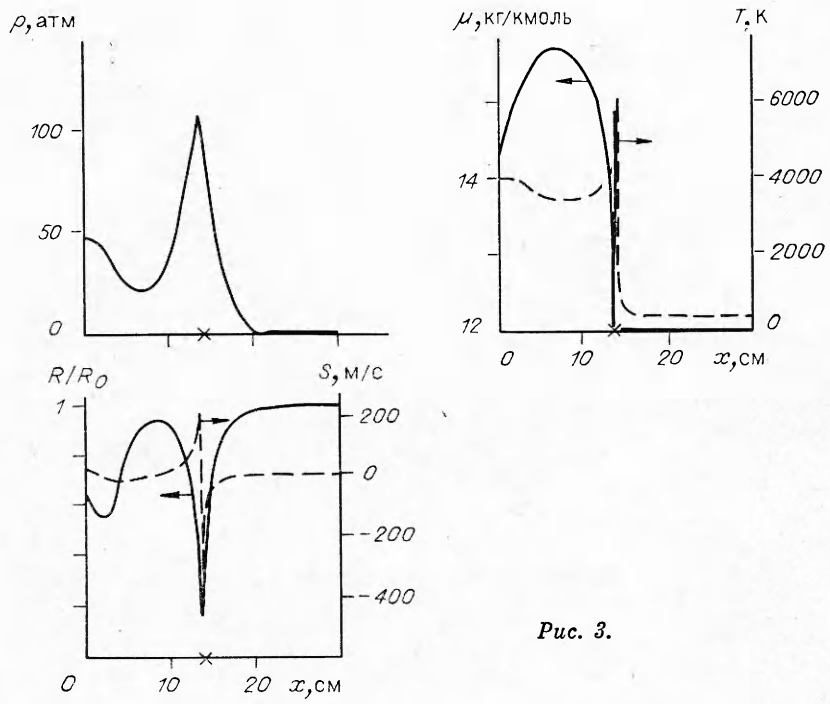


Рис. 3.

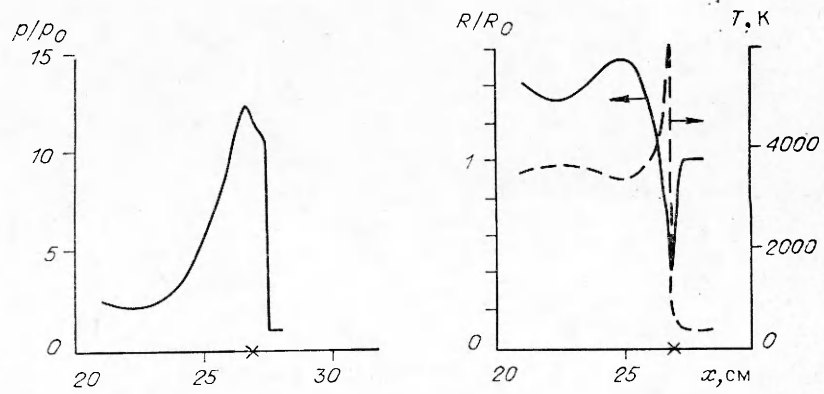


Рис. 4.

Итак, в работе предложена модель детонации в системе пузырьки химически реагирующего газа — химически инертная жидкость. Сделаны расчеты выхода волны на стационарный режим и зависимости стационарной скорости от объемной доли газа в смеси. Результаты расчетов удовлетворительно соответствуют эксперименту. Показана не известная ранее возможность распространения волны со сверхзвуковой (по заморозенной скорости звука в пузырьковой среде) скоростью. Структуры волн при до- и сверхзвуковом режимах распространения существенно различны. В первом случае происходит плавное изменение давления в волне сжатия, во втором имеет место скачок давления на переднем ударном фронте волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сычев А. И., Пинаев А. В. Волна детонации в системах жидкость — пузырьки газа // I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетики и химической газодинамике.— Алма-Ата, 1984.
2. Сычев А. И. Воспламенение систем жидкость — пузырьки газа ударной волной // ФГВ.— 1985.— 21. № 2.
3. Сычев А. И. Волна детонации в системе жидкость — пузырьки газа // Там же.— № 3.
4. Пинаев А. В., Сычев А. И. Структура и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Там же.— 1983.— 22, № 3.
5. Сычев А. И., Пинаев А. В. Самоподдерживающаяся детонация в жидкости с пузырьками взрывчатого газа // ПМТФ.— 1986.— № 1.
6. Пинаев А. В., Сычев А. И. Гетерогенная самоподдерживающаяся детонация в жидкости с пузырьками газа // Детонация и ударные волны. Химическая физика процессов горения и взрыва.— Черноголовка, 1986.
7. Пинаев А. В., Сычев А. И. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость — пузырьки газа // ФГВ.— 1987.— 23, № 6.
8. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой жидкости при наличии химических реакций в газовой фазе // Проблемы нелинейной акустики: XI Междунар. симп. по нелинейной акустике.— Новосибирск, 1987.
9. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // ФГВ.— 1989.— 25, № 6.
10. Красный Ю. П., Михо В. В. Самоподдерживающаяся нелинейная волна детонации в жидкости с пузырьками горючего газа // Там же.— № 2.
11. Борисов А. А., Шарыпов О. В. О формировании волны пузырьковой детонации // Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук.— 1990.— Вып. 2.
12. Beylich A. E., Güllhan A. Waves in reactive bubbly liquids // Adiabatic waves in liquid — vapor systems: IUTAM symp., 1989.— Springer — Verlag, 1990.
13. Зверев И. Н., Смирнов Н. И. Газодинамика горения.— М.: Наука, 1987.
14. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. Структура волны и условие Чепмена — Жуке при гетерогенной детонации в жидкостях с пузырьками газа // Докл. АН СССР.— 1989.— 304. № 4.
15. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. К теории пузырьковой детонации // Хим. физика.— 1990.— 9. № 1.
16. Ляпидевский В. Ю. О скорости пузырьковой детонации // ФГВ.— 1990.— 26, № 4.
17. Замаева Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч. Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ.— 1990.— № 2.
18. Николаев Ю. А. Модель кинетики химических реакций при высоких температурах // ФГВ.— 1978.— 14. № 4.
19. Николаев Ю. А., Фомин П. А. О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // Там же.— 1982.— 18. № 1.
20. Fomin P. A., Trotsyuk A. V. Model of bubble detonation // 12th Int. Symp. on Combustion Processes: Abstracts of Papers, 1991.
21. Иорданский С. В. Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ.— 1960.— № 3.
22. Николаев Ю. А., Фомин П. А. Приближенное уравнение кинетики в гетерогенных системах типа газ — конденсированная фаза // ФГВ.— 1983.— 19. № 6.
23. Николаев Ю. А., Зак Д. В. Согласование моделей химических реакций в газах со вторым началом термодинамики // Там же.— 1988.— 24. № 4.
24. Fomin P. A., Trotsyuk A. V. Approximate equation for calculation of the isentrope curve of chemically equilibrium gases // 12th Int. Symp. on Combustion Processes: Abstracts of Papers, 1991.
25. Донцов В. Е., Марков П. Г. Исследование дробления пузырьков газа и его влияния на структуру уединенных волн давления умеренной интенсивности в жидкости с пузырьками газа // ПМТФ.— 1991.— № 1.
26. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова.— М.: Наука, 1976.

27. Николаев Ю. А., Фомин П. А. Модель стационарной гетерогенной детонации в газок капельной среде // ФГВ.— 1984.— 20, № 4.
28. White D. R. Density induction times in very lean mixtures of D₂, H₂, C₂H₂, and C₂H₄ with O₂ // 11th Symp. (Int.) on Combustion.— Pittsburgh, Pa, 1967.
29. Glass G. P., Kistiakowsky G. B., Michael J. V. et al. Mechanism of the acetylene — oxygen reaction in shock waves // The Journal of Chemical Physics.— 1965.— 42, N 2.
30. Бэгчелор Г. К. Волны сжатия в суспензии газовых пузырьков в жидкости // Механика: Периодический сб. пер. иностр. статей.— М.: Мир, 1968.— № 3.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 29/XII 1991

УДК 534.222.2

С. А. Ждан

БЕЗУДАРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ВАКУУМЕ С ЧАСТИЦАМИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

Сформулирована задача и исследованы особенности безударного инициирования детонации в вакууме с частицами унитарного топлива. Обсуждается динамика формирования зоны реакции нестационарной детонационной волны с дисперсной структурой. Получен выход на режим стационарной детонации Чепмена — Жуге. Рассчитаны критические энергии инициирования плоской ДВ при изменении длин секции инициирования и объемных плотностей подводимых энергий, которые могут быть использованы при проведении экспериментальных исследований.

В работах [1—3] показано, что структура детонационных волн (ДВ) в газовзвесах унитарного топлива качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга (ЗНД): детонационный комплекс — ударная волна (УВ), зона релаксации и зона энерговыделения. В [3] сделан вывод о том, что в газовзвесах ДВ с полностью размазанной (дисперсной) структурой в режиме Чепмена — Жуге не существует. Однако в [4] найден пример стационарной ДВ с дисперсной структурой в газовзвесах — это детонация частиц унитарного топлива в вакууме. Показано, что ДВ не соответствует модели ЗНД (в детонационном комплексе отсутствует УВ), а зона ДВ состоит из контактного разрыва со скачком температуры газа и непрерывным давлением, релаксационной волны сжатия с контактным разрывом в плоскости воспламенения и примыкающей к ней зоны горения.

В данной работе численно решена задача о безударном инициировании плоской ДВ в вакууме с частицами унитарного топлива. Получена динамика выхода нестационарной ДВ с дисперсной структурой на режим детонации Чепмена — Жуге [4]. Найдены критические энергии инициирования детонации.

Постановка задачи

Рассмотрим одномерное нестационарное движение монодисперсных частиц унитарного топлива (далее — топливо) в газе при горении частиц. Сделаем следующие допущения: 1) химическая реакция горения частиц начинается при разогреве их до температуры воспламенения (T_{ign}) и протекает при этой температуре [1]; 2) продукты реакции — калорически совершенный газ, частицы несжимаемы; 3) в исходном состоянии частицы взвешены в вакууме, т. е. начальные давление и плотность газовой фазы равны нулю ($p_0 = 0$, $\rho_{10}^0 = 0$).

Уравнения механики двухфазной реагирующей среды [5], описывающие динамику процесса, имеют следующий вид: законы сохранения массы, импульса и энергии газа

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial x} = j, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0,$$