

РАСЧЕТ ЯЧЕИСТОЙ СТРУКТУРЫ ДЕТОНАЦИИ РАСПЫЛОВ В СИСТЕМЕ $H_2 - O_2$

С. А. Ждан, Е. С. Прохоров

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

По математической модели двухфазной двухскоростной среды численно исследована детонация криогенной смеси (газообразный водород — капли жидкого кислорода) в плоском канале. Обсуждаются динамика формирования и особенности структуры двумерной зоны реакции детонационной волны. Впервые для криогенной водородокислородной газозвеси смоделирована ячеистая структура детонации.

Хорошо известны из эксперимента ячеистые структуры детонации в газах [1]. В газодисперсных системах ячейка обнаружена только в распылах мелких ($d_0 \approx 5$ мкм) капель декана [2]. Теоретическому исследованию устойчивости детонационных волн (ДВ) в гомогенных и гетерогенных взрывчатых веществах, описание которых возможно по модели механики односкоростной среды, посвящено значительное число работ [3–9]. Для многоскоростных гетерогенных реагирующих сред, например газозвесей, аналитическое исследование устойчивости ДВ до настоящего времени не проведено. Это прежде всего связано с математическими трудностями, возникающими даже при линейном анализе устойчивости детонации в таких средах. Поэтому единственным конструктивным способом решения проблемы устойчивости ДВ в гетерогенной многоскоростной среде остается прямое численное моделирование. Так, одномерная неустойчивость детонации в криогенной водородокислородной газозвеси была исследована в [10], где, в частности, получены самоподдерживающиеся одномерные автоколебательные режимы гетерогенной детонации. На основании анализа этих режимов в [11] была высказана гипотеза о возможности существования ячеистых структур в такой смеси в широком диапазоне размеров капель.

В настоящей работе представлены результаты численного исследования двумерной неустойчивости детонации в криогенной водородокислородной газозвеси. Обсуждается динамика формирования двумерной зоны реакции.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в плоском канале шириной y_0 находится взвесь капель жидкого кислорода (диа-

метром d_0 , истинной плотностью ρ_2^0 и объемной концентрацией α_{20}) в газообразном водороде с начальными давлением p_0 и температурой T_{10} . По каналу распространяется ДВ. Требуется определить ее динамику и структуру в зависимости от ширины канала, диаметра капель и начального состава смеси.

В рамках модели механики двухфазной многоскоростной среды [12] рассмотрим двумерное нестационарное движение монодисперсных капель окислителя в газообразном горючем. За ударной волной (УВ) по истечении химической задержки воспламенения в газодисперсной смеси формируется область горения, где скорости химических реакций много больше скорости массообмена между фазами.

Сделаем следующие допущения в математической модели: 1) в зоне химической индукции энерговыделения нет; 2) за фронтом воспламенения химические процессы в каждой точке протекают мгновенно, а состав газовой фазы химически равновесный; 3) скорость энерговыделения в газозвеси лимитируется скоростью фазового перехода, а тепловой эффект химических реакций на единицу массы испаренных капель и молярная масса газа — переменные величины.

Уравнения двумерного нестационарного двухфазного течения записываются в виде

$$(\rho_i)_t + (\rho_i u_i)_x + (\rho_i v_i)_y = (-1)^{i+1} j,$$

$$n_t + (n u_2)_x + (n v_2)_y = 0,$$

$$(\rho_i u_i)_t + (\rho_i u_i^2)_x + (\rho_i u_i v_i)_y + \alpha_i p_x =$$

$$= (-1)^i (f_x - j u_2),$$

$$(\rho_i v_i)_t + (\rho_i u_i v_i)_x + (\rho_i v_i^2)_y + \alpha_i p_y = \quad (1)$$

$$= (-1)^i (f_y - j v_2),$$

$$(\rho_i E_i)_t + [\rho_i u_i (E_i + p/\rho_i^0)]_x + [\rho_i v_i (E_i + p/\rho_i^0)]_y =$$

$$= (-1)^i (f_x u_2 + f_y v_2 - j E_2),$$

$$Y_t + u_1 Y_x + v_1 Y_y = -1/t_{ind},$$

$$z_t + u_1 z_x + v_1 z_y = (1 - z)j/\rho_1,$$

$$E_i = U_i + (u_i^2 + v_i^2)/2, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1.$$

Здесь α_i , ρ_i , ρ_i^0 — объемная концентрация, средняя и истинная плотности фаз; u_i , v_i — компоненты вектора скорости \mathbf{u}_i ; U_i — полная внутренняя энергия i -й фазы ($i = 1, 2$), отсчитываемая от предельно диссоциированного состава при нулевой температуре; p — давление газа; n — число капель в единице объема; f , j — интенсивности силового и массового взаимодействий между фазами; z — массовая доля испаренного вещества 2-й фазы в газе независимо от того, в состав какого компонента оно входит; Y — доля периода индукции ($Y = 1$ на фронте УВ, $Y = 0$ на фронте воспламенения).

За фронтом УВ в зоне индукции ($Y > 0$) химическая задержка воспламенения для водородокислородной смеси по экспериментальным данным [13] имеет вид

$$t_{ind} = \frac{K_a \mu_{O_2}}{\rho_1^0 z} \exp \frac{\varepsilon_a}{RT_1}, \quad (2)$$

где ε_a — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, K_a — предэкспонент, μ_{O_2} — молярная масса кислорода.

Дополним систему (1) уравнениями состояния фаз

$$p = \rho_1^0 RT_1 / \mu, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad (3)$$

$$U_i = U_{i,th} + U_{i,ch},$$

где T_i , $U_{i,th}$, $U_{i,ch}$ — температура, термодинамическая и химическая составляющие внутренней энергии i -й фазы; μ — текущая молярная масса газовой фазы, $U_{2,th} = c_2 T_{20} - l_2$; $U_{2,ch} = -E_2^0 / \mu_{O_2}$; c_2 , l_2 , E_2^0 — теплоемкость,

скрытая теплота испарения и энергия диссоциации молекул конденсированной фазы соответственно.

Если отсчитывать внутреннюю энергию газовой фазы U_1 от предельно диссоциированного состава при нулевой температуре, то в зоне индукции справедливы выражения

$$U_{1,th} = \frac{p}{(\gamma_1 - 1)\rho_1^0}, \quad (4)$$

$$U_{1,ch} = -\frac{E_2^0 z}{\mu_{O_2}} - \frac{E_1^0 (1 - z)}{\mu_{H_2}},$$

где γ_1 — показатель адиабаты газа в зоне индукции; E_1^0 , μ_{H_2} — энергия диссоциации и молярная масса водорода.

В зоне химических превращений согласно [14, 15] термодинамическая и химическая составляющие внутренней энергии газа имеют вид

$$U_{1,th} = \left[\frac{\mu}{\mu_{\min}} + \frac{1 - \delta}{2} + \left(\frac{\mu}{\mu_{\min}} + \delta - 1 \right) \frac{\theta/T_1}{\exp(\theta/T_1) - 1} \right] \frac{RT_1}{\mu},$$

$$U_{1,ch} = E_d \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right), \quad (5)$$

где $\delta = \delta_{\max}(\mu - \mu_{\min})/(\mu_{\max} - \mu_{\min})$; μ_{\min} , μ_{\max} — молярные массы газа в предельно диссоциированном (в данном случае — атомарном) и предельно рекомбинированном состояниях соответственно; δ_{\max} — мольная доля трехатомных молекул в предельно рекомбинированном состоянии; θ — эффективная температура возбуждения колебательных степеней свободы молекул; E_d — средняя энергия диссоциации продуктов реакции. Все параметры однозначно определяются атомарным составом смеси (массовых долей z испаренного кислорода). Для водородокислородной смеси имеем: $\mu_{\max}^{-1} = (1 - z)/\mu_{H_2}$, $\delta_{\max} = 2z\mu_{\max}/\mu_{O_2}$ при $z < 8/9$ и $\mu_{\max}^{-1} = z/\mu_{O_2} + 0,5(1 - z)/\mu_{H_2}$, $\delta_{\max} = (1 - z)\mu_{\max}/\mu_{H_2}$ при $z \geq 8/9$; $\mu_{\min}^{-1} = 2(z/\mu_{O_2} + (1 - z)/\mu_{H_2})$; $E_d \approx E_{10} \approx E_{20}$; $\theta = 3000 - 500\delta_{\max}$.

Поскольку скорости химических реакций за фронтом воспламенения много больше скорости массообмена между фазами, состав газовой фазы можно считать химически равновесным. Тогда за фронтом воспламенения (в зоне

реакции) можно использовать приближенное уравнение сдвига химического равновесия, согласованное со вторым началом термодинамики [15]:

$$\frac{\rho_1}{\mu} \frac{(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{\mu/\mu_{\min} - 1} \exp \frac{E_d}{RT_1} = K_1 \left(\frac{T_1}{T_{10}} \right)^{\beta/2} \left[1 - \exp \left(- \frac{\theta}{T_1} \right) \right]^\beta, \quad (6)$$

где $\beta = 1 + \delta_{\max} \mu_{\min} / (\mu_{\max} - \mu_{\min})$, K_1 — константа равновесия.

Замыкающие соотношения для интенсивностей массового ($J = j/\rho_2$) и силового (f) взаимодействий между фазами имеют вид [12, 16, 17]

$$J = \begin{cases} 6(1,5\pi)^{1/2} \nu_2 (\rho_1^0/\rho_2^0)^{1/3} (\nu_1/\nu_2)^{2/3} \text{Re}^{1/2}/d^2 & \text{при } \text{We} > 10, \\ 3K_{\text{vap}}(1 + 0,27\text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{1/2})/d^2 & \text{при } \text{We} < 10, \end{cases}$$

$$f = \pi d^2 \rho_1^0 C_D |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2| (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)/8, \quad (7)$$

$$C_D = \begin{cases} 27\text{Re}^{-0,84} & \text{при } \text{Re} < 80, \\ 0,27\text{Re}^{0,21} & \text{при } 80 \leq \text{Re} < 10^4, \\ 2 & \text{при } \text{Re} \geq 10^4, \end{cases}$$

где d — текущий диаметр капель; $\text{Re} = \rho_1^0 dw/\eta_1$ — число Рейнольдса; $\text{We} = d\rho_1^0 w^2/\Sigma$ — число Вебера; Pr — число Прандтля; K_{vap} — константа испарения; $w = |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2|$, $\nu_i = \eta_i/\rho_i^0$, η_i — кинематическая и динамическая вязкости i -й фазы соответственно, причем динамическая вязкость газа зависит от температуры по степенному закону $\eta_1 = \eta_0(T_1/300)^{0,7}$, а η_0 вычисляется по методу Хернинга [18]: $\eta_0 = (1 - a)\eta_{\text{H}_2} + a\eta_{\text{O}_2}$, $a = z\sqrt{\mu_{\text{O}_2}}/((1 - z)\sqrt{\mu_{\text{H}_2}} + z\sqrt{\mu_{\text{O}_2}})$.

Заметим, что выражения для интенсивности массообмена J соответствуют модели «обдирки» капель по механизму срыва пограничного слоя, переходящей при $\text{We} \leq 10$ к механизму их испарения, и справедливы [16] для мелких капель ($d_0 \leq 100$ мкм). Именно этот диапазон диаметров капель кислорода будет рассмотрен в данной работе.

Система уравнений (1)–(7) замкнута и полностью определяет двумерное нестационарное двухскоростное движение реагирующей газокapельной смеси с переменным тепловыделением в зоне реакции ДВ.

НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

В качестве начальных данных в области решения ($0 < y < y_0$, $x > 0$) зададим: при $0 < x < x_*$ — одномерное стационарное решение в зоне реакции идеальной гетерогенной детонации Чепмена — Жуге для монодисперсного распыла капель кислорода в газообразном водороде, а при $x > x_*$ — постоянные начальные значения

$$\rho_i = \rho_{i0}, \quad u_i = v_i = 0,$$

$$U_i = U_{i0} \quad (i = 1, 2), \quad p = p_0.$$

Граничные условия: на нижней ($y = 0$) и верхней ($y = y_0$) границах — условие непротекания газовой фазы ($v_1 = 0$); на левой, движущейся со средней скоростью УВ границе — снос параметров из области решения (это корректно, поскольку относительно подвижной границы поток газа сверхзвуковой); на правой подвижной границе (переднем ударном фронте) — соотношения на сильном разрыве [19].

Задача (1)–(7) решалась численно. Для интегрирования системы уравнений, описывающих течение газа, применялась схема второго порядка аппроксимации Годунова — Колгана в подвижных сетках [19, 20] с выделением переднего ударного фронта и фронта воспламенения, на котором тепловой распад разрыва рассчитывался по [21]. Уравнения, описывающие движение капель, решались методом крупных частиц [22]. Точность решения дифференциальных уравнений (1) контролировалась по дисбалансу в интегральных законах сохранения массы и энергии, который во всех расчетах не превышал 1 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное исследование выполнено для криогенной водородокислородной газозвеси — монодисперсный распыл капель кислорода в газообразном водороде ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$) при начальной температуре фаз $T_{10} = T_{20} = 80$ К с термодинамическими параметрами [23]: а) газовая фаза: $\mu_{\text{H}_2} = 2$ кг/кмоль, $\eta_{\text{H}_2} = 0,9 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с),

$\eta_{O_2} = 2 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $E_1^0 \approx E_2^0 \approx E_d = 110$ ккал/моль, $K_1 = 1,81 \cdot 10^2$ кмоль/м³, $\gamma_1 = 1,4$, $Pr = 0,75$; б) капли O_2 : $\mu_{O_2} = 32$ кг/кмоль, $\rho_2^0 = 1135$ кг/м³, $c_2 = 1680$ Дж/(кг·К), $l_2 = 0,213$ МДж/кг, $\eta_2 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ кг/(м·с), $\Sigma = 0,0131$ Н/м, $K_{vap} = 2 \cdot 10^{-6}$ м²/с. Значения констант в выражении (2) для химической задержки воспламенения: $K_a = 5,38 \cdot 10^{-11}$ (моль·с)/л, $\varepsilon_a = 17,15$ ккал/моль [13].

При заданных термодинамических свойствах фаз решение уравнений (1)–(7) с начальными и граничными условиями зависит от трех определяющих параметров: начального давления газообразного водорода p_0 и двух масштабных факторов — диаметра капель кислорода d_0 и ширины канала y_0 . При фиксированном значении p_0 начальные средние плотности газообразного водорода ρ_{10} и капель кислорода $\rho_{20} = \alpha_{20} \rho_2^0$ определяются однозначно. В частности, при $p_0 = 1$ атм имеем $\rho_{10} = 0,305$ кг/м³, $\rho_{20} = 2,44$ кг/м³, а скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге $D_{CJ} = 2,97$ км/с.

Одномерная неустойчивость ДВ. Известно [10], что в одномерной постановке детонация криогенной водородокислородной газозвеси (в отличие от гетерогенной детонации углеводородокислородных газозвесей [11]) неустойчива и распространяется в пульсирующем (автоколебательном) режиме. Причем неустойчивым элементом в структуре волны, приводящим к периодическим колебаниям параметров в зоне реакции, является фронт воспламенения. Типичная зависимость скорости фронта волны D от времени t при $p_0 = 1$ атм и $d_0 = 100$ мкм приведена на рис. 1. Из одномерных расчетов также следует, что временной (Δt) и пространственный (L_0) периоды продольных колебаний скорости волны, ее амплитуда и средняя за период скорость детонации ($D_0 = L_0/\Delta t$) зависят от начального диаметра капель O_2 . Количественная информация об указанных величинах для ряда значений d_0 представлена в табл. 1.

Видно, что значения D_{max} , D_{min} , D_0 слабо зависят от d_0 , в то время как период автоколебаний является почти линейной функцией диаметра капель кислорода: $L_0 \sim d_0^{1,1}$. Примечательно, что средняя скорость одномерной пульсирующей детонации D_0 из-за немонотонности теплового эффекта химических превращений в зоне реакции [10] почти на 8 % больше скорости стационарной детонации Чепмена — Жуге D_{CJ} .

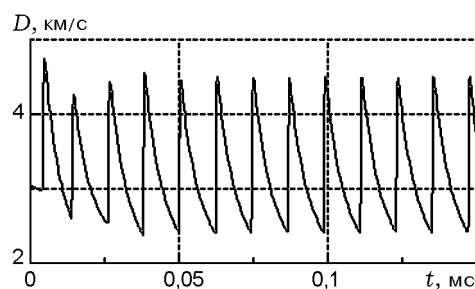


Рис. 1. Зависимость скорости фронта одномерной волны от времени при автоколебательном режиме детонации ($p_0 = 1$ атм, $d_0 = 100$ мкм)

Таблица 1

d_0 , мкм	Δt , мкс	D_{max} , км/с	D_{min} , км/с	D_0 , км/с	L_0 , мм
25	2,581	4,71	2,43	3,29	8,523
50	5,809	4,66	2,40	3,22	18,68
100	12,08	4,47	2,42	3,19	38,50

Двумерная неустойчивость ДВ. Разработанный численный алгоритм и программа расчетов двумерной нестационарной задачи (1)–(7) позволяют исследовать динамику распространения гетерогенной ДВ в плоском канале при варьировании его ширины и диаметра капель кислорода. Сначала рассмотрим влияние ширины канала на динамику детонационного процесса при фиксированных значениях $p_0 = 1$ атм и $d_0 = 100$ мкм. На рис. 2 представлены расчетные зависимости продольной скорости ударного фронта D от времени t на верхней и нижней стенках для ряда значений ширины канала: $y_0 = 26,6; 22,15; 17,7$ мм. Видно, что зависимости $D(t)$ отличаются не только от одномерного решения (см. рис. 1), но и друг от друга. Причем по мере распространения (первоначально одномерной) ДВ в зоне реакции развивается поперечная неустойчивость фронта воспламенения, приводящая к поперечным колебаниям газодинамических параметров потока. Картина течения становится двумерной, а скорость ударного фронта испытывает нерегулярные колебания (см. рис. 2,б). Варьированием y_0 показана возможность реализации при $t > 0,5$ мс регулярных вдоль оси x колебаний скорости УВ с различными (см. рис. 2,а) и одинаковыми (см. рис. 2,б) амплитудами на противоположных стенках канала. Существует такое минимальное значение ширины кана-

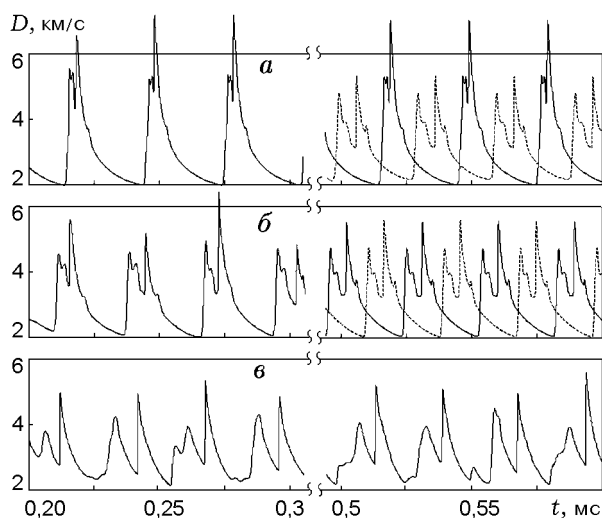


Рис. 2. Зависимости продольной скорости ДВ от времени на верхней (сплошные линии) и нижней (штриховые) стенках канала:

y_0 , мм: а — 26,6, б — 22,15; в — 17,7

ла $y_0 = y_* = 22,15$ мм, при котором на расстоянии $x/y_0 > 70$ скорость УВ вдоль оси x в каждом продольном сечении меняется периодически (см. рис. 2,б) с временным периодом $\Delta t = 29,15$ мкс и пространственным периодом $b = 88,6$ мм. В структуре детонационной волны формируется одно регулярное поперечное возмущение, которое по очереди отражается от стенок канала так, что на противоположных стенках скорость УВ и другие газодинамические параметры изменяются одинаково, но в противофазе (сдвинуты на полпериода). Расчетные значения D_{\max} , D_{\min} и средней за период скорости волны $\langle D \rangle = b/\Delta t$ приведены в табл. 2. Величина y_* , которую будем называть собственным числом задачи (1)–(7), упорядочивает двумерную неустойчивость гетерогенной ДВ в виде регулярного периодического решения (забегая вперед отметим, что y_* соответствует половине поперечного размера детонационной ячейки $a/2$). Найденные при численном моделировании периодические решения представляют особый интерес, и на них оста-

новимся подробнее. Заметим, что продольная скорость ударной волны у стенки $D(t)$ весьма чувствительна к изменению ширины канала и поэтому является удобным параметром для контроля точности определения y_* . Из расчетов следует, что отклонение ширины канала y_0 от y_* на $\pm 5\%$ уже приводит к несовпадению профилей скорости на противоположных стенках канала, в то время как форма переднего фронта еще не меняется. Обращает на себя внимание тот факт, что в течение одного периода скорость УВ в гетерогенной ДВ имеет два максимума (см. рис. 2,б). Объяснение этому факту будет дано ниже при анализе структуры зоны реакции гетерогенной ДВ.

Расчетная периодическая двумерная структура ДВ ($y_0 = y_*$) в гетерогенной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ за один период приведена на рис. 3. На рис. 3,а представлены изобары ($P = p/p_0$), на рис. 3,б — изохоры газовой фазы ($R_1 = \rho_1/\rho_{20}$), на рис. 3,в — изохоры капле кислорода ($R_2 = \rho_2/\rho_{20}$). Для контроля достоверности найденного периодического решения проведены дополнительные расчеты, в которых для фиксированного момента времени ширина канала удваивалась ($y_0 = 2y_* = a$) и в область $y_* < y < 2y_*$ переносилось зеркально отраженное распределение газодинамических параметров из области решения $0 < y < y_*$. С полученными указанным способом начальными данными проводился расчет нестационарной задачи. Показано, что по каналу распространяется самоподдерживающаяся гетерогенная ДВ, в зоне реакции которой наблюдается двумерное периодическое решение с двумя встречными поперечными волнами, симметричное относительно средней линии канала $y = y_*$, и с внутренней структурой, тождественно совпадающей с приведенной на рис. 3. Таким образом впервые при численном моделировании гетерогенной детонации в криогенной водородокислородной газок капельной смеси получена классическая детонационная ячейка.

Анализ ячеистой структуры гетерогенной ДВ.

В гетерогенной ДВ, как и в газовой детонации [1], столкновения поперечных волн, движущихся по переднему фронту во встречных направлениях, приводят к воспроизводству структуры фронта во времени. Основным элементом этой структуры — тройная конфигурация, состоящая из ножки Маха, падающей волны и примыкающей к ним в тройной

Таблица 2

d_0 , мкм	D_{\max} , км/с	D_{\min} , км/с	$\langle D \rangle$, км/с	a	a/b
50	7,34	1,94	3,09	21,1	0,585
100	5,58	2,05	3,04	44,3	0,50

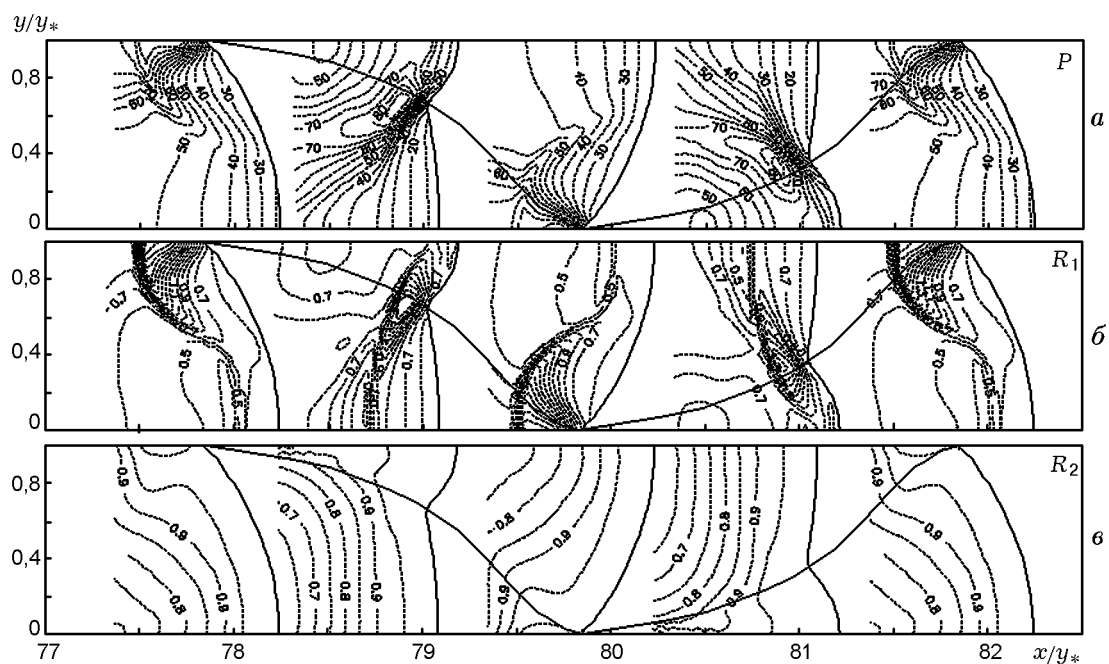


Рис. 3. Двумерная ячеистая структура ДВ в гетерогенной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ за один период ($d_0 = 100$ мкм, $a = 44,3$ мм):

сплошная линия — расчетная траектория тройной точки; *a* — изобары, *b* — изоchoры газовой фазы, *b* — изоchoры капель кислорода

точке отраженной (поперечной) волны. Расчетная траектория тройной точки изображена на рис. 3 сплошной линией. Особенность ячеистой структуры для гетерогенной ДВ в криогенной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ состоит в том, что зона индукции химических реакций l_{ind} из-за низкой температуры газовой фазы за фронтом УВ в любой момент времени имеет конечный размер ($0,04 \div 0,2 a$). Поэтому тройная конфигурация на переднем фронте всегда является ударно-волновой. Местоположение конца периода индукции хорошо видно на рис. 3, *b* в областях больших градиентов плотности газа, причем максимум l_{ind} наблюдается в момент прихода тройной точки на ось ячейки. Поперечная волна состоит из ударной волны, выходящей из тройной точки и движущейся по зоне химической индукции, и примыкающей к ней волны сжатия с энергосвободением в зоне реакции. Из рис. 3 видно, что первый максимум скорости УВ (см. рис. 2, *b*) реализуется в момент прихода тройной точки на стенку канала (что эквивалентно для варианта $y_0 = a$ — на ось ячейки), а второй — в момент прихода волны сжатия из зоны реакции, сформировавшейся в результате быстрого энергосвободения вследствие сокращения зоны химической индукции. В от-

личие от параметров газовой фазы распределение параметров конденсированной фазы в зоне реакции более плавное (см. рис. 3, *b*). Причем для гетерогенной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ к концу периода индукции химических реакций успевает газифицироваться только $10 \div 15$ % массы капель жидкого кислорода. Расчеты показывают, что длина зоны полного энергосвободения в гетерогенной ДВ определяется интенсивностью массообмена (скоростью подвода массы из капель кислорода в газовую фазу) и для капель O_2 диаметром 100 мкм она на порядок больше l_{ind} и составляет $2 \div 2,5 a$. Примечательно, что в конце зоны энергосвободения в любой момент времени скорость газовой фазы сверхзвуковая относительно средней скорости волны $\langle D \rangle$, причем число Маха $M = (\langle D \rangle - u_1)/c_1$ достигает значений 1,4. Это означает, что в зоне реакции осуществляется переход от дозвукового течения к сверхзвуковому. Анализ численного решения показал, что внутри зоны реакции в каждый момент времени существует кривая линия $L_M(x, y): u_1 + c_1 = \langle D \rangle$, левее которой $u_1 + c_1 < \langle D \rangle$. Причем среднее положение линии $L_M(x, y)$ находится на расстоянии $0,75 a$ от фронта и степень ее кривизны не превышает $\pm 0,25 a$. В результате значительная часть жид-

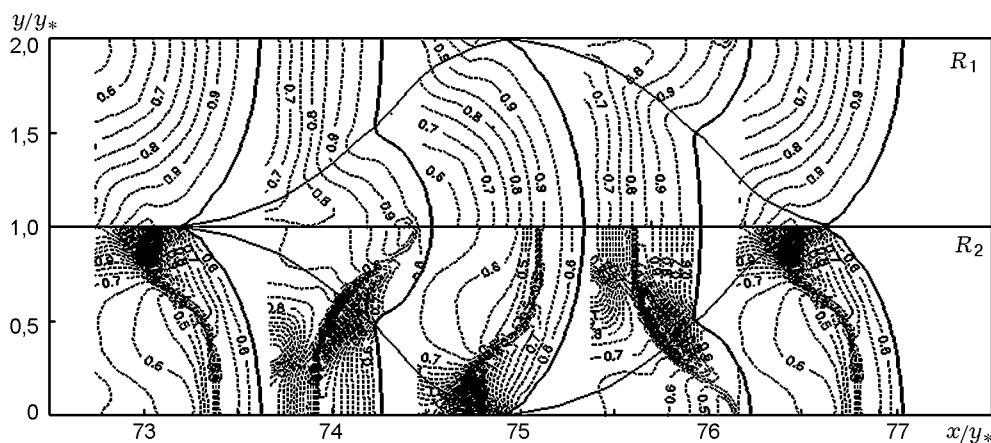


Рис. 4. Ячеистая структура ДВ в гетерогенной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ за один период ($d_0 = 50$ мкм, $a = 21,1$ мм)

кого кислорода (до 50 % потока массы для капель с $d_0 = 100$ мкм) вступает в химическую реакцию в сверхзвуковой зоне ДВ.

Параметром, характеризующим форму ячейки, принято считать отношение поперечного размера ячейки к продольному (a/b). В рассматриваемом случае $a/b = 0,5$ при $p_0 = 1$ атм и $d_0 = 100$ мкм, т. е. ячейка в гетерогенной смеси может быть более вытянута в продольном направлении, чем в реагирующих газах [1].

Варьирование диаметра капель. В гетерогенной смеси размер ячейки должен зависеть от начального диаметра капель кислорода. С целью определения этой зависимости проведены дополнительные расчеты, в которых начальный диаметр капель уменьшался в два раза по сравнению с базовым вариантом. Варьированием ширины канала при $d_0 = 50$ мкм найдено собственное число задачи (1)–(7) $y_* = 10,55$ мм, при котором реализуется двумерное периодическое решение с регулярной ячеистой структурой волны. Полученные результаты представлены в табл. 2, а структура гетерогенной ДВ (изохоры конденсированной (R_2) и газовой (R_1) фаз в ячейке) приведена на рис. 4. Видно, что с уменьшением d_0 в два раза средняя скорость детонации $\langle D \rangle$ почти не меняется, а поперечный размер ячейки уменьшается более чем в два раза. При этом изменяется и форма ячейки: $a/b = 0,585$, т. е. она становится менее вытянутой в продольном направлении, приближаясь по форме к ячейке газовой детонации. Интересно отметить, что существует корреляция между периодом продольных колебаний одномерной ДВ L_0 и поперечным размером ячейки

a в плоском канале. В рассчитанном диапазоне диаметров капель кислорода $a/L_0 \approx 1,14$.

ВЫВОДЫ

В результате численного исследования распространения в плоском канале гетерогенной (газ — капели) детонации

- впервые получена поперечная неустойчивость двумерной зоны реакции гетерогенной ДВ для криогенной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ в виде ячеистых структур с размерами ячеек, зависящими от диаметра капель;
- установлено, что только при определенных дискретных значениях ширины канала (собственных числах задачи) гетерогенная ДВ выходит на периодический режим с регулярной ячеистой структурой;
- дан анализ особенностей динамики поперечной волны и газодинамических параметров в зоне реакции гетерогенной ДВ за один период;
- рассчитаны размеры ячеек, которые увеличиваются почти линейно с увеличением начального размера капель кислорода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00553).

ЛИТЕРАТУРА

1. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. Papavassiliou J., Makris A., Knystautas R. et al. Measurements of cellular structure in

- spray detonation // Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 154: Dynamic Aspects of Explosion Phenomena / A. L. Kuhl et al. (Eds). 1993. P. 148–169.
3. **Щелкин К. И.** Два случая неустойчивого горения // Журн. эксперим. и теор. физики. 1959. Т. 36, вып. 2. С. 600–606.
 4. **Зайдель Р. М.** Об устойчивости детонационных волн в газовых смесях // Докл. АН СССР. 1961. Т. 136, № 5. С. 1142–1145.
 5. **Erpenbeck J. J.** Stability of steady-state equilibrium detonations // Phys. Fluids. 1962. V. 5, N 5. P. 604–614.
 6. **Пухначев В. В.** Об устойчивости детонации Чепмена — Жуге // ПМТФ. 1963. № 6. С. 66–73.
 7. **Асланов С. К., Будзировский В. Н., Щелкин К. И.** Критерии неустойчивости детонационных волн // Докл. АН СССР. 1968. Т. 182, № 2. С. 285–287.
 8. **Левин В. А., Соломаха Б. П., Чикова С. П.** Об устойчивости плоской детонационной волны // Тр. Ин-та механики МГУ. 1974. № 32. С. 44–59.
 9. **Левин В. А., Марков В. В.** Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 4. С. 623–633.
 10. **Воронин Д. В., Ждан С. А.** Об одномерной неустойчивости детонационных волн в распылах // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 92–98.
 11. **Ждан С. А.** Динамика детонационных и ударных волн в газовзвесах и газах: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 1995.
 12. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
 13. **Strehlow R. A., Crooker A. J., Cusey R. E.** Detonation initiation behind an accelerating shock wave // Combust. Flame. 1967. V. 11, N 4. P. 339–351.
 14. **Николаев Ю. А., Фомин П. А.** О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 66–72.
 15. **Прохоров Е. С.** Приближенная модель для расчета равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 77–85.
 16. **Borisov A. A., Gel'fand V. E. et al.** The reaction zone of two-phase detonations // Astronaut. Acta. 1970. V. 15, N 5/6. P. 411–419.
 17. **Ламбарайс С., Комбс Л.** Экспериментальное изучение стационарного горения в ракетной камере смеси жидкого кислорода с керосином и теория горения распыленной струи // Детонация и двухфазное течение / Под ред. С. С. Пеннера, Ф. А. Уильямса. М.: Мир, 1966. С. 270–309.
 18. **Рид Р., Шервуд Т.** Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1971.
 19. **Численное** решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. М.: Наука, 1976.
 20. **Колган В. П.** Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Учен. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3, № 6. С. 68–77.
 21. **Бам-Зеликович Г. М.** Распад произвольного разрыва в горючей смеси // Теоретическая гидромеханика. М.: Оборонгиз, 1949. С. 112–141.
 22. **Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С.** Численное моделирование распространения ударных волн по неоднородной пылегазовой смеси // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290, № 4. С. 816–819.
 23. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

Поступила в редакцию 7/VIII 2000 г.