

О СТРУКТУРЕ ВОЛН ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕПЕРЕМЕШАНЫМИ ФАЗАМИ

В. М. Гендугов

(Москва)

Изучается детонация, распространяющаяся в трубе, внутренняя поверхность которой покрыта пленкой жидкого топлива, а полость заполнена окислителем. Такая детонация названа детонацией в гетерогенных системах с предварительно перемешанными фазами (ДГС). Полученные в экспериментах фоторегистрограммы и моментальные покадровые фотографии [1—6] позволили установить, что фронт волны ДГС представляет собой ударную волну, за которой реакция протекает в сравнительно узкой зоне нестационарного турбулентного пограничного слоя над поверхностью пленки. Картина течения за фронтом усложнена наличием в потоке взаимодействующих ударных и касательных разрывов. Несмотря на полноту экспериментальных данных, теория ДГС далека от своего завершения.

На основе анализа источников энергии, питающих ударную волну, в работе [7] выделено три типа ДГС. Первые два характеризуются тем, что одним из источников энергии являются вторичные ударные волны, возникающие в зоне реакции турбулентного пограничного слоя. Имеются сообщения о теоретическом рассмотрении ДГС первого и второго типов [8, 9], в которых на основе упрощенных моделей изучается влияние вторичных ударных волн на фронт волны ДГС. Однако проведение в этом направлении фундаментальных исследований затруднено сложностью волновой картины взаимодействия разрывов.

ДГС третьего типа характеризуется тем, что источником энергии, питающим фронт детонационной волны, служит только реакция в пограничном слое. В этом случае неоднородное течение непрерывно и скорость детонации зависит от структуры волны и механизма переноса топлива в пограничный слой. На основе моделей, аналогичных модели детонации Зельдовича [10], ДГС третьего типа изучалась в работах [5, 11—14], однако вопрос о структуре волны не рассматривался. В то же время исследование структуры в области, примыкающей к плоскости Чепмена—Жуге, представляет интерес потому, что позволяет установить ряд важных свойств ДГС.

Цель работы заключается в том, чтобы на основе уравнений течения, описывающих структуру ДГС, исследовать область, примыкающую к плоскости Чепмена—Жуге, и получить дополнительное условие на ней.

Пусть для определенности труба, в которой распространяется ДГС, имеет постоянное поперечное сечение площадью (A), а K -я доля ($K = \text{const}$) ее внутренней поверхности покрыта пленкой жидкого топлива. Фронт волны ДГС представляет собой ударную волну, за которой у стенок образуется нестационарный пограничный слой. Топливо испаряется с поверхности пленки и в узкой зоне пограничного слоя интенсивно горит. Энергия химической реакции идет на поддержание ударной волны, которая непрерывно расходует ее на необратимое нагревание сжигаемого окислителя. Наряду с выделением тепла при реакции возникают диссипативные процессы, которые уменьшают эффективную теплоту реакции и, следовательно, уменьшают скорость ДГС.

Чтобы исследовать структуру ДГС, необходимо сделать одно важное допущение, а именно согласиться рассматривать одномерную задачу. Имея в виду неравномерное распределение газодинамических величин, осредним уравнения течения по площади поперечного сечения тру-

бы и получим систему уравнений, описывающих структуру волны ДГС

$$d/dx \cdot \rho u = K/d \cdot (\rho v)_w, \quad (1)$$

$$d/dx \cdot (\rho u^2 + p) = K/d \cdot (\rho v)_w u_s + K/d \cdot \tau_w + (1-K)/d \cdot \tau_c, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \rho u \left(c_p T + \frac{u^2}{2} \right) &= \frac{K}{d} (\rho v)_w \left(c_p T_w + \frac{u_s^2}{2} \right) - \frac{K}{d} (q_w + u_s \tau_w) + \\ &+ \frac{K}{d} m_N (v_N' - v_N'') \Delta H \omega - \frac{1-K}{d} (q_c + u_c \tau_c), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{d}{dx} \rho u c_i = \frac{K}{d} m_i (v_i'' - v_i') \omega + \frac{K}{d} (\rho v)_w c_{iw}. \quad (4)$$

Здесь $d=A/L$ — характерный размер трубы; L — периметр внутреннего сечения трубы; u_s — скорость фронта волны ДГС; u — скорость частиц; c_i — массовая концентрация i -го компонента; $(\rho v)_w$ — поток массы, испаряющийся с поверхности пленки; τ_w , τ_c — напряжение трения на поверхности пленки и сухой поверхности трубы; c_{iw} — концентрация i -го компонента на поверхности пленки; q_w , q_c — потоки тепла к пленке и сухой стенке; ρ — плотность; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; p — давление; T — температура; ω — скорость реакции; ΔH — теплота сгорания на единицу массы топлива; m_i — молекулярный вес i -го компонента; v_i' , v_i'' — стехиометрические коэффициенты i -го компонента, участвующие в реакции в качестве реагента и продуктов соответственно. Величины $(\rho v)_w$, τ_c , τ_w , q_c , q_w определяются из теории турбулентного пограничного слоя за ударной волной [16].

Возникает вопрос, как повлияет одномерное приближение на физические результаты? Следуя [16], можно показать, что осреднение давления, температуры и потерь на стенках трубы не нарушает качественной картины и вносит незначительную погрешность в результат. Иначе обстоит дело с одномерным приближением скорости химической реакции, если ее рассматривать как функцию температуры. Объясняется это тем, что скорость реакции сильно зависит от температуры, поэтому замена истинного распределения температуры средним может значительно изменить скорость реакции. В данном случае эта трудность преодолена, так как химическая реакция протекает на поверхности диффузионного пламени и явно не зависит от температуры. Одномерное приближение скорости реакции при этом вносит такую же погрешность в конечный результат, что и потери на стенках трубы.

Преобразуем уравнения (1)–(4), пренебрегая изменением молекулярного веса смеси газов. Запишем уравнение импульса (2) в виде

$$\frac{dp}{dx} + \frac{u_s^2}{v_0} \frac{dv}{dx} = \sigma, \quad (5)$$

а уравнение энергии (3)

$$dp/dx + a^2/v^2 \cdot dv/dx = \sigma \xi, \quad (6)$$

где

$$v = 1/\rho \quad v_0 = 1/\rho_0; \quad \bar{v}_0 = 1/\rho_0(1+\varphi);$$

$$\varphi = \frac{K}{d} \frac{\int_0^x (\rho v)_w dx}{\rho_0 u_s}; \quad \varphi' = \frac{d\varphi}{dx};$$

$$\sigma = \frac{\varphi'}{1+\varphi} \frac{u_s^2}{v_0^2} \bar{v}_0 \left(1 - 2 \frac{v}{v_0} \right) + \frac{K}{d} \tau_w + \frac{1-K}{d} \tau_c;$$

$$\begin{aligned} \xi = \frac{\gamma - 1}{\sigma} \frac{\bar{v}_0}{v} & \left[\frac{\Phi'}{(1 + \Phi) \bar{v}_0} \left(\frac{a_w^2}{\gamma - 1} + \frac{u_s^2}{2} \right) - \frac{K}{d} \left(\frac{q_w}{u_s} + \tau_w \right) - \right. \\ & - \frac{1 - K}{d} \left(\frac{q_c}{u_s} + \tau_c \right) + \frac{K}{d} m_1 (v_1' - v_1'') \Phi_N \frac{\Delta H}{u_s} \omega - \\ & \left. - \frac{\Phi'}{1 - \Phi} \frac{v}{\bar{v}_0} \left(\frac{a^2}{(\gamma - 1)v} + \frac{3}{2} \frac{u_s^2}{\bar{v}_0^2} v \right) \right] - (\gamma - 1); \quad (7) \\ \Phi_N & = \frac{m_N (v_N' - v_N'')}{m_1 (v_1' - v_1'')}; \end{aligned}$$

γ — показатель адиабаты; a — скорость звука в газе. Вычислим производную dp/dv , учитывая выражения (5), (6),

$$\frac{dp}{dv} = \frac{a^2 v^{-2} - u_s^2 (\bar{v}_0)^{-2}}{\xi - 1}.$$

Видно, что точка $\xi = 1$ является особой по отношению к уравнению (8).

Анализ структуры, проведенный аналогично анализу структуры для газовой детонации с потерями [16], показывает, что существование стационарной ДГС возможно лишь при одновременном выполнении в некотором сечении равенств

$$\xi = 1, \quad a = v/\bar{v}_0 \cdot u_s. \quad (9)$$

Запишем уравнение неразрывности в интегральной форме

$$\rho_0 u_s = \rho (u_s - u) - \frac{K}{d} \int_0^x (\rho v)_w dx,$$

которое после преобразований имеет вид

$$u_s - u = v/\bar{v}_0 \cdot u_s. \quad (10)$$

Из (9), (10) следует, что в сечении трубы, где выполняется условие $\xi = 1$, скорость фронта волны ДГС относительно движущегося газа равна местной скорости звука.

Таким образом равенство $\xi = 1$ является особенностью структуры ДГС. Запишем его в следующем виде:

$$\begin{aligned} m_1 (v_1' - v_1'') K \Delta H \omega \Phi_N & = K q_w + (1 - K) q_c + \\ & + \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{v}{\bar{v}_0} - 1 \right) [K \tau_w + (1 - K) \tau_c] u_s - \\ & - K (\rho v)_w u_s^2 \left[\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} \left(\frac{v}{\bar{v}_0} \right)^2 - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{v}{\bar{v}_0} + \frac{1}{2} + \frac{c_p T_w}{u_s^2} \right]. \quad (11) \end{aligned}$$

Формально (11) можно рассматривать как обобщение на случай ДГС условия на плоскости Чепмена — Жуге газовой детонации с потерями [16]. Так как обе части равенства представляют собой потоки энергий, то полученное условие сформулируем следующим образом: на плоскости Чепмена — Жуге волны ДГС поток энергии, выделяемый в результате химической реакции, равен потоку диссипирующей энергии. Из интегральных законов сохранения массы и импульса на волне ДГС [17] следует

$$\gamma/(\gamma + 1) < v/\bar{v}_0 \leq 1. \quad (12)$$

Учитывая (12), нетрудно убедиться, что на плоскости Чепмена — Жуге скорость реакции больше нуля.

Будем говорить, что ДГС распространяется в системе с «толстой» или «тонкой» пленкой, если точка полного испарения топлива находится за или перед плоскостью Чепмена — Жуге. Так как наличие топлива за этой плоскостью не влияет на распространение ДГС, то из определения следует, что скорость ДГС в системе с «толстой» пленкой не зависит от толщины пленки. При этом на плоскости выполняется условие (11) и имеет место недогорание смеси ($\omega > 0$). Напротив, в системе с «тонкой» пленкой скорость ДГС зависит от толщины пленки и на плоскости Чепмена — Жуге выполняется условие

$$[1 - \gamma / (\gamma - 1) \cdot v / \bar{v}_0] \tau_{\text{с.м.}} = q_{\text{с.}} \quad (13)$$

Скорость реакции на плоскости равна нулю, т. е. смесь полностью сгорает в зоне реакции.

Проведенный анализ уравнений, описывающих структуру ДГС, позволяет установить, что структура в хвостовой части волны такова, что на плоскости Чепмена — Жуге имеет место баланс потоков энергий. Качественные различия структур волн ДГС в системе с «толстой» и «тонкой» пленкой заключается в том, что в первом случае имеет место недогорание смеси, а во втором — полное сгорание смеси в зоне реакции.

Поступила в редакцию
23/XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. M. R. Loison. Comptes Rendus, 1952, 234, 15.
2. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
3. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
4. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
5. К. Регланд, И. А. Николлс. РТК, 1969, 7, 5.
6. А. В. Пинаев. ФГВ, 1977, 13, 3.
7. И. Н. Зверев, В. М. Гендугов, Н. И. Зверев. ФГВ, 1975, 11, 6.
8. Г. П. Черепанов. ПМТФ, 1965, 4.
9. И. Н. Зверев, Н. И. Зверев. Тр. Мех.-мат. ф-та Моск. ун-та. № 1, 1975.
10. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1940, 10.
11. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1966, 168, 4.
12. C. S. R. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Combust. Sci. and Technol., 1972, 4, 5.
13. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
14. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий, Я. Б. Трошин. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.
15. В. М. Гендугов. ФГВ, 1978, 14, 2.
16. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
17. В. М. Гендугов, Л. Г. Ильясова. ФГВ, 1976, 12, 1.