

ЛИТЕРАТУРА

1. Подземные и подводные взрывы. Под ред. В. Н. Николаевского. М., «Мир», 1974.
2. Г. М. Ляхов. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., «Недра», 1974.
3. Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин. ПМТФ, 1974, 2.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
5. Физика взрыва. Под ред. К. П. Станюковича. М., «Наука», 1975.
6. В. А. Кривцов. ПМТФ, 1974, 4.
7. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1961, 1.
8. М. Л. Уилкинс.— В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
9. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., «Мир», 1972.
10. А. В. Михалюк, И. В. Белинский.— В сб.: Взрывное дело, № 76/33. М., «Недра», 1976.
11. И. Л. Зельманов, О. С. Колков и др. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.

ОБ ОТРАЖЕНИИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ СТЕНКИ

Э. И. Андрианкин, В. С. Звягинцев

(Москва)

Исследованию взаимодействия детонационных волн при полном выделении удельной энергии взрывчатого превращения на фронте посвящено много работ [1—3 и др.]. В последнее время все большее внимание уделяется анализу процессов с неполным выделением энергии на фронте и последующим догоранием в потоке [4—7]. Физическим основанием указанного явления служит наличие нескольких резко различающихся по скорости процессов тепловыделения либо такое физико-химическое строение среды, когда возможность окончательного выделения энергии появляется в потоке после прохождения первого фронта.

Наиболее часто это проявляется в средах, имеющих гетерофазную структуру [4—6]. В случае, когда главные компоненты химических реакций тепловыделения в невозмущенном состоянии содержатся в разных фазах, например окислитель — газ, горючее — взвешенные в нем капли, ведущим процессом тепловыделения в первой волне является динамика дробления и рассеяния вещества более плотных жидких частиц в набегавшем газовом потоке за фронтом разрыва. Причем начальное состояние среды определяет возможное значение удельной энергии взрывчатого превращения q_1 и соответствующие ему параметры фронта. Вследствие прохождения первой волны происходит усреднение физической структуры потока. Вещество получает возможность выделить оставшуюся энергию во фронтах последующих возмущений в силу того, что происшедшая активация способствует реагированию с достаточными по величине скоростями. Количественные стороны указанных явлений в каждом конкретном случае составляют предмет особого исследования.

Рассмотрим предельный случай — течение, в котором вся оставшаяся энергия q_2 выделяется на втором фронте детонации, причем $q_1 + q_2 = Q = \text{const}$. Строго говоря, последнее равенство нужно считать приближенным, так как полное количество выделенной энергии Q зависит от условий горения. Однако в ряде случаев зависимость $Q = Q(q_1, q_2)$ слабая,

а полная энергия тепловыделения ограничена сверху: $Q \leq Q_0$, где Q_0 — полная химическая энергия смеси.

Отражение детонационной волны от стенки изучено в работах [2,3]. В рассматриваемом случае отражение может служить инициатором вторичной детонации. Эта задача продолжает исследования по распространению взрывных волн в неоднородных средах [1] и представляет теоретический интерес, так как в отличие от известного случая [2] содержит новый параметр $z = q_2/q_1$. Наличие догорания определяет условия появления нормальной и пересжатой отраженных волн и образование комплекса фронтов косоуго отражения.

Будем считать детонирующую смесь и продукты детонации идеальными газами. Обозначим через D , u , p , ρ , c , γ соответственно скорость фронта волны, массовую скорость, давление, плотность, скорость звука и показатель изэнтропы. Далее γ постоянно.

В рассматриваемой задаче возможно как пересжатое отражение, так и отражение в режиме Чепмена—Жуге. Как и обычно, пересжатым считаем такое отражение, когда сумма абсолютной величины массовой скорости и скорости звука на фронте больше абсолютной величины скорости разрыва в лабораторной системе координат. Если z меньше определенного значения параметра догорания z_0 , отражается пересжатая волна. На рис. 1, а приведена качественная p — v -диаграмма данного процесса. Состояние на отраженном фронте определим, воспользовавшись законами сохранения и граничным условием на стенке $u_2 = 0$. Для сильной падающей волны ($\rho_0 q_1 / \rho_0 \gg 1$) получаем

$$\begin{aligned} p_2 &= 2\rho_0(\gamma - 1)q_1 \left\{ 1 + \frac{\gamma + 1}{4\gamma}(1 + z) + \left[\frac{\gamma + 1}{4\gamma}(1 + z) + 1 \right]^{1/2} \right\}, \\ D_2 &= u_1 - \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 u_1}, \quad \rho_2 = \rho_1 \left[1 - \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 (u_1 - D_1)^2} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Индексами 0 обозначены параметры потока перед фронтом первой волны ($u_0 \equiv 0$), 1, 2 — параметры на первом и на втором (отраженном) фронте. Из (1) следует, что максимальное давление достигается при $z = 0$. При этом отражается ударная волна и реализуются состояния, описываемые формулами отражения сильной детонационной волны [2, 3].

Если $z > z_0$, состояние на фронте отраженной волны найдем с помощью законов сохранения и условия Чепмена—Жуге, имеющего вид $|u_2| + c_2 = |D_2|$. Отсюда для слабых и сильных первых волн следует

$$\begin{aligned} p_2 &= \rho_0 q_2 \left\{ \frac{z(\gamma - 1)}{z} + (\gamma + c_0^2/D_1^2)^{-1} \left[\gamma^2 - 1 + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2 \sqrt{\left(\frac{\gamma^2 - 1}{2} + \frac{2\gamma^2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)z} \right) \frac{\gamma^2 - 1}{2}} \right] \right\}, \\ D_2 &= u_1 - c_1 \left(\sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{2} \frac{q_2}{c_1^2} + 1} + \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{2} \frac{q_2}{c_1^2}} \right), \\ \rho_2 &= \frac{\rho_1(\gamma + 1)}{(\gamma + c_1^2/D_2^2)}, \quad u_2 = u_1 + \frac{D_2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{c_1^2}{D_2^2} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Необходимость рассмотрения слабых волн объясняется тем, что при $q_1 \rightarrow 0$ состояние на фронте первой волны уже существенно зависит и от параметров невозмущенной среды. На рис. 1, б приведена p — v -диаграмма процесса в этом случае.

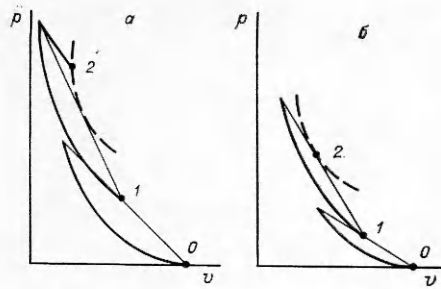


Рис. 1.

Из последнего уравнения (2) следует, что $z_0=1$ для любого γ . Из (1), (2) видно, что при $q_2=0,5Q$ амплитуды давления на фронте пересжатой и нормальной отраженных волн равны, когда $c_0^2/D_1^2 \rightarrow 0$. Характерные величины давления $p_2(z)$ при отражении определяются из выражений

$$p_2(0) = 2\rho_0(\gamma - 1)Q \left(\frac{1 + 5\gamma + \sqrt{17\gamma^2 + 2\gamma + 1}}{4\gamma} \right),$$

$$p_2(1) = \rho_0(\gamma - 1)Q \left[1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} + \sqrt{\left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma}\right)^2 + 1} \right],$$

$$p_2(\infty) = \rho_0(\gamma - 1)Q.$$

Значение $z \rightarrow \infty$ ($q_2 \rightarrow Q$) соответствует случаю отражения предельно слабой первой волны ($q_1 \rightarrow 0$) с последующим тепловыделением Q в отраженном фронте. При этом реализуется задача распространения детонации от стенки.

Необходимо отметить, что в случае отражения в режиме Чепмена—Жуге зависимость $p_2(q_2)$ имеет максимум. Значения q_2 , при котором он достигается, с уменьшением величины c_0^2/D приближается к Q . На рис. 2 приведена зависимость $p_2(q_2/Q)$ для $\gamma=1,3$, $c_0^2/Q=1,16 \cdot 10^2$, что соответствует взвесям капель обычных горючих углеводородов в газовом окислителе. Излом при $q_2=q_1=0,5Q$ ($z=1$) объясняется переходом от пересжатого отражения к отражению в нормальном режиме.

Наличие экстремума давления в последнем случае является следствием предварительной компрессии и разогрева вещества во фронте падающей волны. В связи с этим рассмотрим еще ряд характерных режимов отражения. Пусть в результате падения детонационной волны на стенку отражается ударная волна, а в веществе за ее фронтом сохраняется q_2 . Тогда возможны два случая.

В среде, сжатой при отражении и неподвижной у стенки, после некоторого периода индукции происходит одновременное сгорание (мгновенная детонация). Состояние за ударной волной, движущейся в продуктах детонации, определяется уравнением (1) при $z=0$. Отсюда для случая падения сильной волны давление мгновенной детонации находится в виде

$$p_m = \rho_0[2\varepsilon(\gamma - 1)q_1 + (\gamma^2 - 1)\xi q_2/\gamma],$$

где $\varepsilon = (5\gamma + 1 + \sqrt{17\gamma^2 + 2\gamma + 1})/4\gamma$; $\xi = [\gamma(1 + \varepsilon) + \varepsilon - 1]/[\gamma(1 + \varepsilon) + 1 - \varepsilon]$. На рис. 2 представлена зависимость $p_m(q_2/Q)$ при $\gamma=1,3$.

Аналогично найдем параметры течения на фронте волны детонации, которая может через определенное время возникнуть в сжатой при

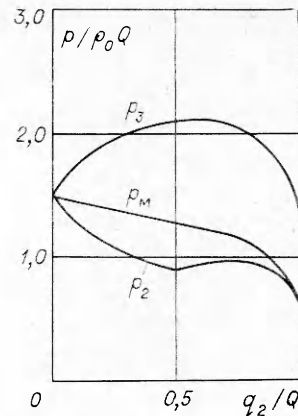


Рис. 2.

отражении среде. Для сильной падающей волны получаем уравнение развивающегося на фронте давления

$$p_3 = 2\rho_0 q_1 \left[(\gamma - 1) \varepsilon + z \frac{\xi}{2\gamma} \left(\gamma^2 - 1 + 2 \sqrt{\left(\frac{\gamma^2 - 1}{2} \right)^2 + \frac{\gamma^2 (\gamma - 1)^2 \varepsilon}{\xi z}} \right) \right]. \quad (3)$$

Остальные параметры легко определить по известным формулам для детонационной волны, учитывающим состояния среды в отраженном потоке [3]. Положение экстремума функции $p_3(q_2)$ определяется с помощью уравнения $dp_3/dz=0$. Из (3) следует, что максимум p_3 достигается при $z=1-f+\sqrt{f^2+s}$ (см. рис. 2). Здесь

$$\begin{aligned} f &= (2ab-h)/2b^2, \quad s = [a^2 - (d+h)]/b^2, \quad a = \xi(\gamma+1)/2\gamma[2\varepsilon - \xi(\gamma+1)/\gamma], \\ b &= 2[\xi\gamma(\gamma-1)]^2/[2(\gamma-1)\varepsilon - \xi(\gamma^2-1)], \quad h = [\gamma(\gamma-1)]^2\varepsilon/\xi, \\ d &= [(\gamma^2-1)/2]^2. \end{aligned}$$

Значение q_2 , соответствующее экстремуму, стремится к Q , когда $\gamma \rightarrow 1$. Но при q_2 , достаточно близких к Q , формулу (3) применить нельзя, так как она получена в предположении сильной падающей (первой) волны и не учитывает противодействия в ней. Для $\gamma=1,3$ соотношение (3) остается в силе, так как максимум достигается при $z=2,06 \ll \infty$. Отметим, что при отражении детонационной волны в предварительно сжатой смеси возможно усиление амплитуды давления в десятки раз. Такой эффект достигается за счет сжатия вещества проходящей или отраженной от стенки ударной волной даже умеренной амплитуды (этот режим был рассмотрен совместно с А. К. Мухамеджановым).

Рассмотрим закономерности отражения сильной детонационной волны от жесткой стенки при падении фронта под углом ψ . На рис. 3 фронту падающей волны соответствует индекс 1, отраженной — 2. Случай отражения детонационной волны, удовлетворяющей условию выделения энергии Q на первом фронте, описан в работе [3]. В рассматриваемой задаче возможны два регулярных режима отражения. Если $z > z_*(\psi)$, отражается волна в режиме Чепмена—Жуге, в другом случае отраженная волна пересжатая ($z_*(0)=z_0$).

Как и в [3], уравнения, вытекающие из законов сохранения на первом фронте, имеют вид

$$\operatorname{tg}(\psi-\theta)/\operatorname{tg}\psi = 1 - u_\psi/D_1 = \rho_0/\rho_1 = \gamma/(\gamma+1). \quad (4)$$

Здесь θ — угол между направлением вектора скорости среды за фронтом первой волны g_1 и стенкой в системе координат, относительно которой точка пересечения фронтов покоится; ψ — угол между вектором g_1 и фронтом второй волны; D_1 — скорость детонации в той системе координат, в которой вещество, перед фронтом покоится; u_ψ — массовая скорость среды за фронтом первой волны в той же системе. Обозначим через u_1, w_1 — нормальную и параллельную составляющие g_1 к линии фронта второй волны соответственно. Аналогично введем вектор скорости среды g_2 и его составляющие u_2, w_2 (см. рис. 3).

Рассмотрим регулярное отражение пересжатой волны. В этом случае g_2 параллелен стенке (на рис. 3 угол $\chi=0$). Отсюда следует

$$\operatorname{tg}(\varphi-\theta)/\operatorname{tg}\varphi = u_2/u_1 = \rho_1/\rho_2. \quad (5)$$

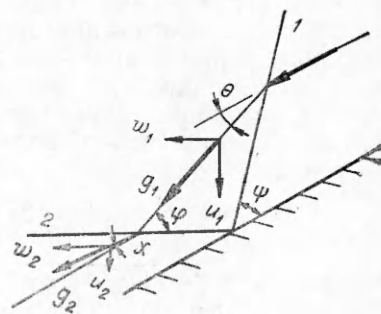


Рис. 3.

Поскольку $u_1 = |g_1| \sin \varphi$, то из законов сохранения на втором фронте находим

$$p_2 - p_1 = \rho_1 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) g_1^2 \sin^2 \varphi = q_1 \rho_1 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \times \\ \times 2(\gamma^2 - 1) \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma + 1}\right)^2 + \text{ctg}^2 \psi \right] \sin^2 \varphi \quad (6)$$

и аналогично

$$\frac{p_2}{\rho_1} - \frac{(\gamma + 1) - (\gamma - 1)\rho_1/\rho_2}{(\gamma + 1)\rho_1/\rho_2 - (\gamma - 1)} + \frac{q_2 \gamma + 1}{q_1 \gamma} [(\gamma + 1)\rho_1/\rho_2 - (\gamma - 1)]^{-1}. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует выражение, определяющее зависимость между углами φ , ψ

$$\left(k - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right) (1 - k) [\gamma^2 + (\gamma + 1)^2 \text{ctg}^2 \psi] = \frac{2\gamma^2 (1 - k)}{(\gamma + 1) \sin^2 \varphi} + \frac{q_2}{q_1 \sin^2 \varphi}, \quad (8)$$

где

$$k = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma \text{tg}^2 \psi \text{tg} \varphi + (\gamma + 1) \text{tg} \varphi - \text{tg} \psi}{\gamma \text{tg}^2 \psi \text{tg} \varphi + (\gamma + 1) \text{tg} \varphi + \text{tg}^2 \psi \text{tg}^2 \varphi}.$$

Анализ уравнения (8) показывает, что для некоторых фиксированных значений z существует определенный интервал изменения величины $\psi - (\pi, \psi_k)$, где $\psi_k = \psi_k(z)$. Наибольшее значение ψ_k принимает при $z = 0$. Это соответствует отражению ударной волны, рассмотренному в [3]. В предельном случае $\psi \rightarrow 0$ из (6), (7) имеем

$$\lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\psi}{\varphi} = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{\rho_1}{\rho_2 - \rho_1} = (\gamma + 1) \left[1 - \frac{(\gamma - 1)\rho_2/\rho_1 + \gamma + 1}{(\gamma + 1)\rho_2/\rho_1 + \gamma - 1} - \right. \\ \left. - \frac{\gamma + 1}{\gamma} z ((\gamma + 1)\rho_2/\rho_1 + \gamma - 1)^{-1} \right].$$

Отсюда следует соотношение, совпадающее с первым уравнением (1).

В отличие от случая без догорания ($z = 0$) в рассматриваемой постановке существует регулярное отражение и для значений $\psi > \psi_k$. При этом отражается детонационная волна в режиме Чепмена—Жуге. Течение среды со скоростью звука за фронтом второй волны по направлению нормали к ней не требует для стационарности комплекса фронтов параллельности g_2 и стенки. Вектор g_2 может отклоняться в сторону, причем угол отклонения удовлетворяет соотношению $0 \leq \chi \leq \varphi - \theta$ (см. рис. 3). В этом случае решение системы (6), замкнутой условием Чепмена—Жуге, имеет вид

$$u_1 = c_1 \left(\sqrt{1 + \frac{(\gamma^2 - 1)q_2}{2c_1^2}} + \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{2} \frac{q_2}{c_1^2}} \right), \quad p_2 - p_1 = \frac{\rho_1 u_1^2}{(\gamma + 1)} \left(1 - \frac{c_1^2}{u_1^2} \right), \quad (9) \\ \rho_2 = \rho_1 (\gamma + 1) \left(\gamma + \frac{c_1^2}{u_1^2} \right), \quad u_1 - u_2 = \frac{u_1}{(\gamma + 1)} \left(1 - \frac{c_1^2}{u_1^2} \right).$$

Поскольку u_1 — компонента g_2 , то из первого уравнения (9) следует

$$\sin \varphi = \gamma [\gamma^2 + (\gamma + 1)^2 \text{ctg}^2 \psi]^{-1/2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma}\right)^2 z} + \sqrt{\left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma}\right)^2 z} \right]. \quad (10)$$

Найденное выражение определяет зависимость φ от ψ в случае детонации Чепмена—Жуге. Видно, что для определенного угла падения

регулярное отражение возможно только при таком z , когда правая часть равенства меньше или равна единице. В предельном случае (10) имеет вид

$$\lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\varphi}{\psi} = \gamma(\gamma + 1)^{-1} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma}\right)^2 z} + \sqrt{\left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma}\right)^2 z} \right].$$

Воспользовавшись этим соотношением и (6) получим выражение, совпадающее с первым уравнением (2) для сильной падающей волны, что является контролем правильности выкладок.

Основные соотношения (8), (9) определяют все области регулярного отражения. На рис. 4 приведен график, на котором показаны области отражения в переменных ψ , z для $\gamma = 1,3$ (1 — регулярное отражение пересжатой волны, 2 — регулярное отражение в режиме Чепмена—Жуге, 3 — нерегулярное отражение). Линия, ограничивающая сверху область пересжатого отражения, определяется уравнением (8). Она же служит асимптотой, к которой стремится кривая, ограничивающая область 1 со стороны $z \geq 1$. Это видно из предельного перехода при $\psi \rightarrow 0$ в (10).

В случае регулярного отражения в режиме Чепмена—Жуге течение за вторым фронтом описывается волной разрежения Прандтля—Майера. Уравнения, описывающие веер волны разрежения Прандтля—Майера, согласуются и с таким течением, когда за падающей волной

поток не прижимается, уплотняясь к стенке, а расширяется. Например, это возможно, если в точке пересечения с фронтом стенка претерпевает излом на определенный угол. Поэтому в некоторых специально организованных условиях веер волны разрежения может присутствовать в потоке и за падающим фронтом.

Таким образом, наличие догорания во второй волне существенно изменяет картину отражения как при нормальном падении волны на стенку так и под углом. Выявлена характерная экстремальная зависимость параметров течения от z . Исследованы два регулярных режима отражения: пересжатый и режим Чепмена—Жуге.

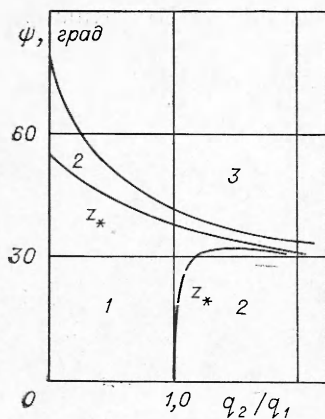


Рис. 4.

Поступила в редакцию
9/III 1978, после доработки — 23/VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. И. Андрианкин. ПММ, 1966, 30, 6, 1133.
2. Я. Б. Зельдович, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1947, 55, 7, 591.
3. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
4. Э. А. Антонов, А. Н. Гладилли. Изв. АН СССР, 1972, 5, 91.
5. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1970, 190, 3, 621.
6. А. В. Дубовик, А. И. Гончаров, В. К. Боболев. ФГВ, 1973, 9, 3, 33.
7. Р. Шалль. В сб.: Физика быстротекающих процессов. Т. 2. М., «Мир», 1971.