

Ст. 22к и Ст. 25 с радиусом $R=0,15$ м, разрушились вскоре после перехода через предел текучести. Приравнивая упругую энергию растяжения $(\sigma_g^2/2E) \cdot 4\pi R^2\delta$ работе на отрыв материала $\lambda \cdot 2\pi R^2\delta$, получим

$$\lambda = \sigma_g^2 R / E \sim 10^5 \text{ Дж/м}^2,$$

где $\sigma_g=3,4 \cdot 10^8$ Н/м² — динамический предел текучести¹ Ст. 22к(25). Проведенная оценка находится в хорошем согласии с результатами таблицы.

Поступила в редакцию
20/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Steverding, S. H. Lehnigk. J. Appl. Phys., 1970, **41**, 5.
2. В. И. Бетехтин, С. Н. Журков. Проблемы прочности, 1971, **3**, 2.
3. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1972, 12.
4. Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 1972, XLII, 8.
5. F. R. Tuler, B. M. Butcher. Internat. J. Fracture Mech., 1968, **4**, 4.
6. Некоторые проблемы прочности твердого тела. Сборник. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959, с. 68.
7. П. В. Бриджмен. Исследование больших пластических деформаций и разрыва. М., ИЛ, 1955.
8. С. А. Новиков, Л. М. Синицына. ПМТФ, 1970, 6.
9. B. R. Breed, C. L. Mader, D. Venable. J. Appl. Phys., 1967, **38**, 8.
10. G. Nahmani. CNRS, 1962, 109.
11. В. М. Бучер, Л. М. Баркер и др. РТК, 1964, 6.
12. Б. А. Тарасов. ПМТФ, 1973, 6.
13. Ударные испытания металлов. Сборник. М., «Мир», 1973.
14. А. Г. Иванов, В. А. Синицын, С. А. Новиков. Докл. АН СССР, 1970, **194**, 2.
15. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын. ФГВ, 1972, **8**, 1.
16. G. Taylor. J. of Inst. of Civil. Eng., 1946, 8.

УДК 662.215.1

СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ДЕТОНАЦИИ В СМЕСИ ГАЗООБРАЗНОГО ВВ С МЕЛКОДИСПЕРСНЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

А. М. Гладилин

(Ленинград)

В работах [1, 2] было представлено численное решение задачи об одновременном распространении детонационной волны в смеси газообразного взрывчатого вещества с химически активным мелкодисперсным наполнителем. Из результатов этих работ следует, что на ранней стадии распространения детонационная волна существенно нестационарна. Ее поведение и структура в значительной степени зависят от физико-химических свойств мелкодисперсного наполнителя: начальный

¹ В соответствии с работой [16], при скорости деформации $\dot{\epsilon}=10^2$ 1/с, которая имела место в рассматриваемых экспериментах, динамический предел текучести стали примерно на 20% выше статического.

радиус частиц R_0 , агрегатное состояние частиц и тепловой эффект вторичной химической реакции между материалом частиц и продуктами детонации газа g_0 . Эта нестационарность обусловлена возникновением за фронтом детонационной волны в зоне вторичной химической реакции волны сжатия, которая постепенно насаждает на детонационный фронт и приводит к увеличению его параметров. Согласно экспериментальным данным, опубликованным в [3], такой же механизм усиления детонационного фронта осуществляется и в чистой двухфазной детонации смеси капельного горючего с газообразным окислителем.

Численные расчеты, приведенные в [1, 2], охватывают лишь небольшой отрезок пути ($0 \leq x \leq 50$ см), проходимый детонационной волной после ее инициирования. Из полученных результатов следует, что длина этого отрезка оказывается недостаточной для возможности выхода детонационной волны на стационарный режим. В связи с этим в данной работе ставится задача определить параметры и структуру детонационной волны, распространяющейся по смеси газообразного взрывчатого вещества с химически активным мелкодисперсным наполнителем в стационарном режиме.

Задача будет решаться в той же постановке, что и в работах [1, 2], только теперь будут исследоваться параметры и структура детонационной волны не вблизи места инициирования детонации, а на бесконечности.

Для нахождения стационарного режима детонации смеси газообразного ВВ с мелкодисперсным наполнителем запишем систему дифференциальных уравнений одномерного стационарного течения двухфазной среды в системе координат, связанной с детонационным фронтом

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}) &= \alpha_0 \alpha, \\ \frac{\partial}{\partial x} (p + \rho \bar{u}^2) &= -\rho \beta_0 \beta + \bar{v} \alpha_0 \alpha, \\ \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \bar{u} \left(E + \frac{\bar{u}^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] &= -\rho \bar{u} \beta_0 \beta + \alpha_0 \alpha \left(\varepsilon + \frac{\bar{v}^2}{2} \right), \\ \frac{\partial r}{\partial x} &= -d_0 \bar{d} \bar{v}^{-1}, \\ \frac{\partial}{\partial x} (n \bar{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} &= e_0 e \bar{v}^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\alpha = r n \text{Nu} (T - \theta)$; $\beta = r^2 n C_D |\bar{u} - \bar{v}| (\bar{u} - \bar{v})$; $e = \rho C_D |\bar{u} - \bar{v}| (\bar{u} - \bar{v})$; $d = \text{Nu} r^{-1} (T - \theta)$; $\varepsilon = g(T) - L + E^*$; $g(T) = g_0 - k(T - T_0)$. Здесь $\bar{u} = u - D$, $\bar{v} = v - D$ — скорости газа и частиц в подвижной системе координат, ρ , u , p , E , T — соответственно плотность, массовая скорость, давление, внутренняя энергия и температура газа; D — скорость детонационного фронта; r — радиус мелкодисперсных частиц; n — число частиц в единице объема; θ — температура частиц; Nu — число Нуссельта частицы; C_D — коэффициент сопротивления; $g(T)$ — тепловой эффект вторичной химической реакции; L — затраты энергии на испарение единицы массы частиц; E^* — внутренняя энергия паров материала частиц в зоне фазового перехода из твердой фазы в газообразную; α_0 , β_0 , e_0 , d_0 , k — константы.

Система дифференциальных уравнений (1) получена непосредственно из подсистем (2.1) — (2.3) и (2.5) — (2.7) [1], описывающих соответственно первую фазу (газ) и вторую фазу (частицы), заменой характеристической формы подсистемы (2.1) — (2.3) на дивергентную.

Систему дифференциальных уравнений (1) удобнее решать для детонационной волны, движущейся справа налево. В этом случае в системе координат, связанной с детонационным фронтом, все компоненты вектора решения этой системы за фронтом детонационной волны будут положительны.

Для получения численного решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений к системе (1) необходимо добавить граничные условия. Левая граница рассчитываемой области — фронт детонационной волны, а правая — конец зоны вторичной химической реакции. Поскольку ни левое, ни правое условия границы заранее не известны, задачу об определении стационарного режима детонации будем решать методом «пристрелки». Численное решение будем вести от левой границы, являющейся фронтом пересжатой детонации [1, 2]. Для определения параметров фронта пересжатой детонации воспользуемся формулами распада произвольного разрыва в детонирующем газе.

Метод решения задачи о распаде произвольного разрыва в реагирующем газе приведен в работе [4]. Следуя [4], можно получить уравнение, определяющее скорость распространения фронта пересжатой детонации, образующейся в результате распада произвольного разрыва, когда по одну сторону газ инертен (вторичная химическая реакция в силу большой ширины ее зоны не учитывается), а по другую — химически активен и способен к детонации в режиме Чепмена — Жуге со скоростью D_0

$$(D) = p_2 \left[1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{D(V_1 - V) - u_2 V_1}{c_2 V_1} \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} - p_1 \left[1 + D^2 \frac{V_1 - V}{p_1 V_1^2} \right] = 0, \quad (2)$$

где

$$V = \frac{1}{2} \left[(1 + \kappa) \left(V_1 + \frac{p_1 V_1^2}{D^2} \right) - \sqrt{\left[V_1 (1 - \kappa) - \frac{p_1 V_1^2}{D^2} \right]^2 - \frac{8\kappa V_1^2 g_D}{D^2}} \right], \quad (3)$$

где γ — отношение теплоемкостей газа; $\kappa = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$; g_D — тепловой эффект реакции, осуществляющей детонацию газа; c — скорость звука; V — удельный объем газа. В уравнении (2) индексы 1, 2 относятся к химически активному газу и инертному газу соответственно. Уравнение (2) описывает случаи, когда в результате распада произвольного разрыва влево распространяется пересжатая детонация, а вправо — волна разрежения.

Считая детонацию, распространяющуюся в левом газе, сильной, можно пренебречь в (2) членом $\frac{p_1 V_1^2}{D^2}$ и получить из решения задачи о распаде произвольного разрыва в детонирующем газе простые формулы, связывающие параметры фронта пересжатой детонации со скоростью его распространения

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{D}{\gamma+1} \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{D_0}{D} \right)^2} \right), \\ p &= \frac{D^2}{V_1 (\gamma+1)} \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{D_0}{D} \right)^2} \right), \\ V &= \frac{V_1}{\gamma+1} \left(\gamma - \sqrt{1 - \left(\frac{D_0}{D} \right)^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Система дифференциальных уравнений (1) решается методом «пристрелки» следующим образом. Задав произвольной скоростью детонации $D (|D| \geq |D_0|)$, по формулам (4) с использованием уравнения

состояния идеального газа найдем левое граничное условие ρ_0, u_0, E_0 для переменных, описывающих первую фазу. Для переменных, описывающих вторую фазу, левое граничное условие получается из допущения, что при переходе через фронт детонационной волны состояние частиц остается неизменным. Зная левое граничное условие, можно найти решение системы дифференциальных уравнений (1) в зоне вторичной химической реакции, правая граница которой определяется условием $r=0$ (все частицы полностью испарились).

Для нахождения этого решения запишем систему дифференциальных уравнений (1) в следующем разностном виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho_{n+1} \bar{u}_{n+1} &= \rho_n \bar{u}_n + \alpha_0 \alpha_n h = F_{1,n}, \\ \rho_{n+1} + \rho_{n+1} \bar{u}_{n+1}^2 &= \rho_n + \rho_n \bar{u}_n^2 - (\rho_n \beta_0 \beta_n - \bar{v}_n \alpha_0 \alpha_n) h = F_{2,n}, \\ \rho_{n+1} \bar{u}_{n+1} \left(E_{n+1} + \frac{\bar{u}_{n+1}^2}{2} + \frac{p_{n+1}}{\rho_{n+1}} \right) &= \rho_n \bar{u}_n \left(E_n + \frac{\bar{u}_n^2}{2} + \frac{p_n}{\rho_n} \right) - \\ &\quad - \left(\rho_n \bar{u}_n \beta_0 \beta_n - \alpha_0 \alpha_n \left(\varepsilon_n + \frac{\bar{v}_n^2}{2} \right) \right) h = F_{3,n}, \\ r_{n+1} &= r_n - d_0 d_n \bar{v}_n^{-1} h = F_{4,n}, \\ n_{n+1} \bar{v}_{n+1} &= n_n \bar{v}_n = F_{5,n}, \\ \bar{v}_{n+1} &= \bar{v}_n + e_0 e_n \bar{v}_n^{-1} h = F_{6,n}, \end{aligned} \right\} (5)$$

где h — шаг разностной сетки.

Из (5) с учетом уравнения состояния идеального газа можно получить следующие разностные формулы, определяющие решение для первой фазы в $n+1$ -м узле разностной сетки по известному решению в n -м узле

$$\bar{u}_{n+1} = \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{F_{2,n}}{F_{1,n}} - \sqrt{\left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \right)^2 \left(\frac{F_{2,n}}{F_{1,n}} \right)^2 - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{F_{3,n}}{F_{1,n}}}, \quad (6)$$

$$\rho_{n+1} = F_{1,n} \bar{u}_{n+1}^{-1}, \quad (7)$$

$$E_{n+1} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{F_{2,n}}{F_{1,n}} - \frac{\bar{u}_{n+1}^2}{2} \right). \quad (8)$$

Решение для второй фазы в $n+1$ -м узле разностной сетки определяется непосредственно последними тремя формулами из системы (5).

Для того чтобы из всего многообразия получающихся решений выделить стационарное, предположим, что в стационарном режиме в конце зоны вторичной химической реакции должно выполняться равенство $u-c=D$ ($u+c=D$ — для детонационной волны, распространяющейся вправо). Если существует единственная скорость детонации D^* , для которой на правой границе выполняется равенство $u-c=D^*$, то D^* и будет определять стационарный режим. В противном случае для выделения стационарного режима необходимо привлечь дополнительные условия.

В качестве численного примера определим параметры стационарного режима детонационной волны, распространяющейся по смеси газобразного ВВ, представляющего стехиометрическую смесь кислорода с водородом при атмосферном давлении, с жидкими частицами ($L=15$ ккал/моль) начального радиуса $R_0=10^{-5}$ м и дающими тепловой эффект вторичной химической реакции 200 ккал/моль. Параметры и структура детонационной волны, распространяющейся по такой смеси после прохождения ею расстояния 50 см от места инициирования детонации, изображены на рис. 4 работы [2]. На этом отрезке пути за счет

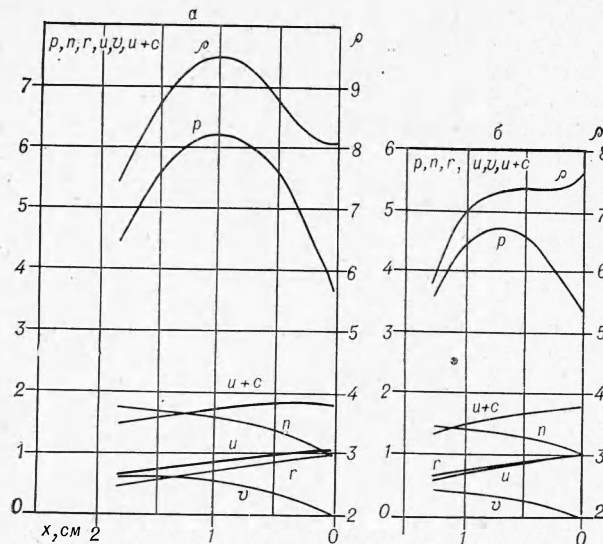


Рис. 1.

жением кривых, описывающих детонационную волну, распространяющуюся влево, относительно детонационного фронта, поэтому в дальнейшем левую границу будем называть правой, и наоборот). Из рис. 1, а видно, что характер поведения приведенных на нем кривых, описывающих параметры газа и частиц в зоне вторичной химической реакции точно такой же, как и в нестационарном режиме [1, 2]. Небольшое отличие в значениях термодинамических функций на фронте детонационных волн, изображенных на рис. 1, а данной работы и рис. 4 работы [2], объясняется присутствием осцилляций численного решения в голове волны сжатия при расчете нестационарного режима, которые внесли некоторый произвол при построении по ним окончательных кривых.

Представленные на рис. 1, а результаты охватывают только часть всей зоны вторичной химической реакции: $0,47 \leq r \leq 1$. При $r=0,47$ произошел «останов» вычислительной машины ввиду того, что подкоренное выражение в (6) приняло отрицательное значение. Причем, как видно из рис. 1, значение величины $u+c$ в точке «останова» равно выбранной скорости детонации $D=1,48$.

Многочисленные расчеты, проведенные с целью выяснения этого явления, показали, что при $D < 1,48$ наличие «останова» обязательно и во всех случаях в точке «останова» выполняется равенство $u+c=D$. Положение самой точки «останова» в зоне вторичной химической реакции оказалось зависящим от выбранной скорости детонации D : чем меньше D , тем ближе она располагается к детонационному фронту. Это можно видеть из сравнения рис. 1, а и б, полученного при $D=1,4$.

Если бы можно было продолжить численные решения, приведенные на рис. 1, а, б до конца зоны вторичной химической реакции ($r=0$), то значение $u+c$ там должно было бы стать меньше D , что, в свою очередь, приводит к следующему неравенству:

$$\bar{u} > c, \quad (9)$$

где $\bar{u}=D-u$ — массовая скорость газа в конце зоны вторичной химической реакции относительно детонационного фронта.

Поскольку зону вторичной химической реакции можно рассматривать как зону дефлаграции конечной ширины, то выполнение неравенства (9) означало бы возможность существования сильной дефлагра-

зоны вторичной химической реакции давление на фронте детонационной волны увеличилось в 4 раза, а скорость его распространения в 1,48 раза. Исходя из этого в качестве первого приближения к D^* при расчете стационарного режима детонации выбранной смеси примем $D=1,48$.

Результаты численного решения системы дифференциальных уравнений (1) для $D=1,48$ приведены на рис. 1, а (все кривые на этом и последующих рисунках получены зеркальным отобра-

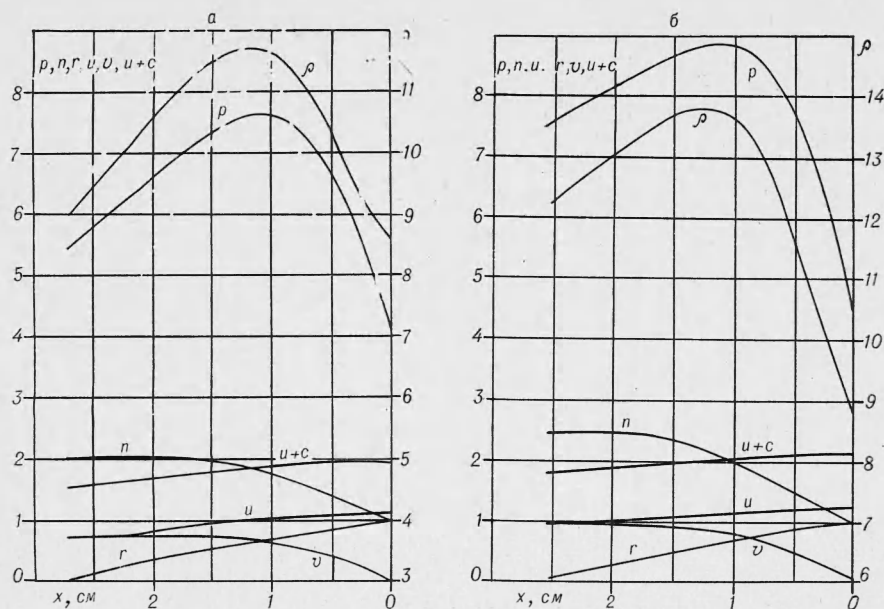


Рис. 2.

ции, которая, как известно, невозможна [5]. В связи с этим результаты, представленные на рис. 1, а, б (непродолжаемость стационарного решения из области $u+c > D$ в область $u+c < D$), очевидно, можно интерпретировать как численное подтверждение невозможности существования сильных дефлаграций и, следовательно, слабых детонаций.

Численные расчеты, проведенные при $D > 1,48$, показали, что существует единственная скорость детонации D^* , при которой возможен расчет всей зоны вторичной химической реакции и в конце этой зоны выполняется равенство $u+c=D^*$. Для рассматриваемого случая $D^*=1,54$.

При $D < D^*$ расчет всей зоны вторичной химической реакции в стационарном режиме невозможен, а при $D > D^*$ значение величины $u+c$ в конце этой зоны становится больше D . Результаты численного расчета стационарного режима для $D=1,54$ и $1,6$ приведены соответственно на рис. 2, а, б.

Режим, изображенный на рис. 2, б, не может определять стационарное состояние детонации, поскольку в этом случае зона вторичной химической реакции становится доступной для проникновения в нее волны разрежения. Исходя из этого, можно заключить, что единственно возможный режим стационарного распространения одномерной детонации в смеси газообразного ВВ с химически активным мелкодисперсным наполнителем такой, при котором в конце зоны вторичной химической реакции выполняется $u+c=D$. Следовательно, детонационная волна, изображенная на рис. 4 работы [2], еще не вышла на стационарный режим и при дальнейшем распространении должна увеличить свою скорость на $0,06$ (на 150 м/с).

В работах [1, 2] было показано, что скорость детонации рассматриваемой смеси вблизи места ее инициирования (на участке усиления) зависит не только от суммарного теплового эффекта первичной и вторичной химических реакций, но и от начальной дисперсности частиц наполнителя, определяющей ширину зоны вторичной химической реакции. После детонации на стационарный режим дисперсность частиц, как и следовало ожидать, перестает сказываться на скорости ее распространения. Это видно из таблицы, где представлены зависимости ширины зоны вторичной химической реакции Z и относительного увеличения

g_0 , ккал/моль	R_0 , см	Z , см	D/D_0	D/D_0 сред- нее
100	10^{-4}	0,65	1,01	1,01
	$5 \cdot 10^{-4}$	9,00	1,01	
	10^{-3}	25,00	1,01	
150	10^{-4}	0,50	1,25	1,25
	$5 \cdot 10^{-4}$	6,30	1,26	
	10^{-3}	20,00	1,25	
200	10^{-4}	0,40	1,42	1,43
	$5 \cdot 10^{-4}$	5,50	1,43	
	10^{-3}	15,00	1,43	

скорости детонации за счет наполнителя D/D_0 от теплового эффекта вторичной химической реакции g_0 и начального радиуса частиц R_0 . Представленные в таблице результаты получены для твердых частиц ($L=75$ ккал/моль).

Таким образом, сравнивая полученные результаты с приведенными в [1, 2], можно сделать следующие выводы.

1. Волна сжатия, возникающая за детонационным фронтом на начальном этапе распространения детонации по смеси газообразного ВВ с химически активным наполнителем, сохраняется за ним и в стационарном режиме.

2. Основное усиление параметров фронта детонационной волны зоной вторичных химических реакций происходит на участке интенсивного разгона, расположенного вблизи места ее инициирования.

3. Величина участка интенсивного разгона зависит от дисперсности частиц наполнителя и увеличивается с ростом последней.

4. Условия распространения рассматриваемой и классической детонационных волн в стационарном режиме полностью совпадают.

В заключение автор выражает благодарность С. В. Валландеру и А. А. Грибу (Ленинградский государственный университет), по инициативе которых была решена эта задача.

Поступила в редакцию
30/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Антонов, А. М. Гладиллин. МЖГ, 1972, 5.
2. А. М. Гладиллин. ФГВ, 1974, 10, 1.
3. T. H. Pierce, I. A. Nicholls. Astronautica Acta, 1972, 17, 4/5.
4. Г. М. Бам-Зелинкович. В сб. Теоретическая гидромеханика, № 4, 1949.
5. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.

УДК 534.222.2

СТОЛКНОВЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗАХ

В. А. Субботин

(Новосибирск)

Известно, что детонационный фронт в газах является неплоским и покрыт возмущениями — поперечными волнами [1—4]. При распространении детонации происходят столкновения поперечных волн, движущихся во встречных направлениях. Вывод о важной роли столкновений в механизме распространения детонации, по-видимому, впервые был