

ЛИТЕРАТУРА

1. F. E. Walker, R. J. Wasley. Explosivstoffe, 1969, 1, 9.
2. M. E. Kipp, J. W. Nunziato, R. E. Setchell e. a. Proc. Seventh Symp. on Det., Dahlgren, Virginia, USA, 1981.
3. Г. С. Доронин, Е. И. Ермолович, А. Н. Работинский. I Всесоюзн. симп. по макрокинетики и хим. газодинамике. Тез. докл., т. 1, ч. 1. Черногловка, 1984.
4. A. W. Campbell, W. C. Davis, J. B. Ramsay. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4, 511.
5. V. M. Boyle, D. L. Pilarski. Proc. Seventh Symp. on Det., Dahlgren, Virginia, USA, 1981.
6. M. C. Chick, D. J. Hatt. Ibid.
7. J. G. Harlan, J. K. Rice, J. W. Rogers, Jr. Ibid.
8. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
9. Г. И. Канель, А. М. Молодец. ЖЭТФ, 1976, 46, 2, 398.
10. M. Germain-Lacour, M. de Glinasty. Shock Waves in condensed matter.— 1981. N. Y.: AIP, 1982.
11. J. B. Ramsay, A. Popolato. Proc. Fourth Symp. on Det. ACR-126. Washington, USA, 1965.
12. Ch. L. Mader. Numerical modeling of detonations. University of California Press, USA, 1979.
13. B. M. Dobratz. Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. Lawrence Livermore Laboratory, USA, 1981.
14. В. А. Кhasainov, А. А. Borisov, В. S. Ermolaev e. a. Proc. Seventh Symp. on Det., Dahlgren, Virginia, USA, 1981.
15. Ю. В. Батьков, С. А. Новиков, А. П. Погорелов и др. ФГВ, 1979, 15, 5, 139.

ДИНАМИКА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИНИЦИИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ В ТГ 50/50

В. Ф. Лобанов

(Новосибирск)

Анализ взаимосвязи основных параметров — давления p , удельного объема v и скорости энерговыделения — играет важную роль в исследовании зоны реакции детонационной волны. Из законов сохранения при самых общих предположениях об уравнении состояния связь между объемной скоростью энерговыделения \dot{P} и другими параметрами потока за ударной волной ($УВ$) устанавливается соотношением

$$\dot{P} = \frac{dp}{dt} + \left(\frac{c}{v}\right)^2 \frac{dv}{dt}, \quad (1)$$

где c — замороженная скорость звука, а производные по времени t относятся к лагранжеевым частицам. Согласно определению в [2], \dot{P} — обобщенная кинетическая характеристика, устанавливающая связь между скоростью изменения давления с энерговыделением в среде при $v = \text{const}$.

Дифференциальный характер зависимости (1) удобен для количественного анализа динамики взаимного влияния основных параметров. Современное состояние экспериментальных методик позволяет, в принципе, определять все параметры в (1), а следовательно, и \dot{P} , как функцию этих параметров и удельной внутренней энергии E . Практическое определение \dot{P} для ТНТ на фронте инициирующей $УВ$ проводилось в [1, 2]. В этих работах отмечается немонотонный характер зависимостей $\dot{P}(p_\Phi)$, где p_Φ — давление на фронте $УВ$. В литературе нет данных о поведении \dot{P} за фронтом $УВ$, поэтому представляет интерес исследовать поведение этой характеристики во всей зоне реакции при различной интенсивности $УВ$ в переходных процессах инициирования.

В настоящей работе \dot{P} определялась по результатам численного моделирования инициирования ТГ 50/50. В расчетах использовался так называемый макрокинетический способ описания энерговыделения.

Постановка задачи

Основой при определении параметров в уравнении макрокинетики являлись зависимости $p(t)$, полученные при помощи манганиновых датчиков. Подробное описание постановки эксперимента по нагружению исследуемого ВВ плоской УВ с начальной амплитудой ≈ 4 ГПа и сопоставление опытных данных и результатов расчета приведено в [3]. Полученные параметры макрокинетики использовались в расчетах процесса инициирования ВВ ударом алюминиевой пластины. Толщина пластин выбиралась такой, чтобы исключить влияние волны разрежения со свободной поверхности ударника на процесс распространения инициирующей УВ.

Нестационарные волновые процессы в ударнике и ВВ рассчитывались в газодинамическом приближении по методике, описанной в [4, 5]. При определении параметров уравнений состояний ПД и ВВ использовались: для ТГ 50/50 ударная адиабата $D = 2,49 + 1,99u$ [6], для ПД параметры стационарной детонации ТГ 50/50 с $\rho_0 = 1,68$ г/см³, $D = 7,65$ км/с, $p_{ч-ж} = 24,8$ ГПа, $u_{ч-ж} = 1,93$ км/с, [7]. Здесь D — скорость УВ; ρ_0 — начальная плотность ВВ; $p_{ч-ж}$, $u_{ч-ж}$ — параметры ПД в состоянии Чепмена — Жуге.

В работе представлены результаты расчетов при скоростях ударника 1,2 и 1,5 км/с с начальной амплитудой УВ $p_0 = 5,5$ и 8,1 ГПа соответственно.

Результаты расчетов

Зависимости скорости D инициирующей УВ от расстояния x от плоскости инициирования ($x = 0$) приведены на рис. 1. При рассмотренных способах нагружения графики $D(x)$ имеют одинаковый качественный характер. По динамике поведения $D(x)$ переходную область (участок заряда, на котором происходит переход к стационарному режиму распространения детонации) можно разделить на две зоны: начальную — от плоскости инициирования до координаты $x^*(p_0)$ максимального ускорения УВ (точки перегиба на графиках $D(x)$) и квазистационарную — замыкающую переходную область.

Название заключительного участка переходной области отражает тот факт, что в этой зоне асимптотический характер приближения D к стационарному значению не зависит от начального уровня давления инициирующей волны (соответствующие участки графиков $D(x)$ совпадают при наложении).

Максимальное ускорение инициирующей УВ происходит при достижении ею скорости D^* , величина которой не зависит от p_0 . Значение D^* , полученное в расчетах, примерно на 15% ниже скорости стационарной детонации. Поведение основных параметров за фронтом УВ имеет общие для всех трех вариантов нагружения закономерности.

Качественный характер распределения давления в заряде за УВ (см. рис. 1) изменяется по мере прохождения волны по образцу. В начальной зоне за фронтом УВ возникает волна сжатия, поэтому максимум значений p находится на некотором расстоянии от фронта волны. Подобное распределение давления сохраняется вплоть до x^* , где происходит опрокидывание волны сжатия, при этом достигается максимальное ускорение УВ. В квазистационарной зоне распределение имеет вид монотонно убывающей по мере удаления от фронта зависимости, характерной для распределения в стационарной волне.

Фазовые траектории в $p - v$ -плоскости для частиц, расположенных в различных сечениях заряда, приведены на рис. 2. Для всех частиц после прохождения УВ исходным является состояние на ударной адиабате, соответствующее скорости $D(x)$. Дальнейшее поведение p и v зависит от начального положения частиц в переходной области. Существуют три режима изменения давления и удельного объема:

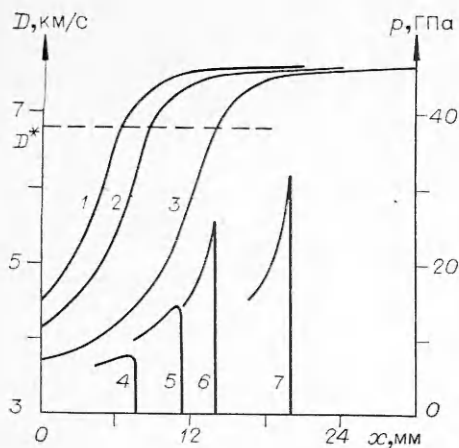


Рис. 1. Зависимости $D(x)$ при нагружении ударником (1, 2) и зарядом ВВ через аттенюатор [3] (3); распределения давлений за фронтом УВ при $D(x)$ на кривой 3 (4-7).

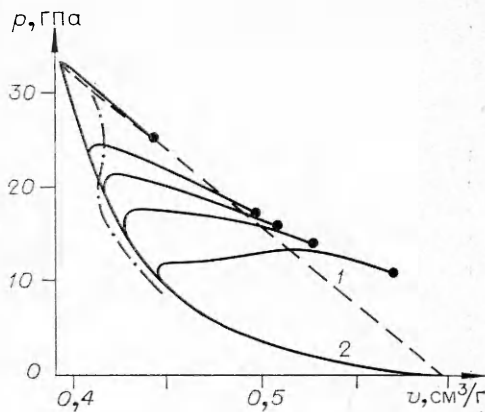


Рис. 2. Фазовые диаграммы частиц в зоне реакции.

1 — прямая Релея — Михельсона; 2 — ударная адиабата; ● — конец энергосвечения.

- 1) давление повышается при уменьшении удельного объема

$$\left(\frac{dp}{dt} > 0, \frac{dv}{dt} < 0\right),$$

- 2) рост давления сопровождается увеличением удельного объема

$$\left(\frac{dp}{dt} > 0, \frac{dv}{dt} > 0\right),$$

- 3) давление падает с ростом $v \left(\frac{dp}{dt} < 0, \frac{dv}{dt} > 0\right)$.

Для частиц, находящихся в начальной зоне, по мере удаления их от фронта УВ реализуются все режимы последовательно от первого до третьего. Такое поведение p и v обусловлено наличием за фронтом УВ дополнительной волны сжатия. В квазистационарной зоне состояния частиц изменяются сначала по второму, а затем по третьему режиму. При стационарном распространении детонации осуществляется только третий режим, а фазовой траекторией является линия Релея — Михельсона.

Характеристика \dot{P} определяется суммой производных от p и v , причем производная от v входит в выражение (1) с множителем, который сильно изменяется в зоне реакции. Большой диапазон значений производных и одновременность перемены знаков слагаемых в (1) приводит к многообразию качественного вида зависимостей $\dot{P}(p)$, где p — текущее значение давления в частице. Наиболее характерные из них для частиц, расположенных в различных зонах переходной области, изображены на рис. 3 сплошными линиями. Линии соединяют значения $\dot{P}(p)$, определенные по средним за промежуток $\Delta t = 20$ нс параметрам. Общее для этих зависимостей состоит в том, что максимальные величины \dot{P} достигаются при некотором удалении от фронта УВ. При усилении интенсивности УВ максимум \dot{P} приближается к фронту и при стационарном режиме реализуется в первые 20 нс после прохождения УВ по частице. Абсолютные во всей переходной области величины \dot{P} , в 1,5 раза превышающие значения на фронте стационарной волны, достигаются для частиц вблизи x^* спустя 30—50 нс после действия на них УВ.

Вдоль траектории УВ вместе с ростом ее интенсивности наблюдается монотонное увеличение \dot{P} (см. штриховую линию на рис. 3).

Согласно принятым в математической модели предположениям, среда в зоне реакции представляет собой смесь двух компонентов (непрореагировавшее ВВ и продукты детонации) с массовыми концентрациями $(1 - q)$ и q соответственно. Компоненты имеют одинаковое давление

и разные температуры, а q изменяется от 0 на фронте УВ до 1 в конце зоны реакции. В этом случае [8]

$$\dot{P} = \left(\frac{c}{v}\right)^2 \left[\frac{\partial v_2}{\partial h_2} (h_1 - h_2) - (v_1 - v_2) \right] \frac{\partial q}{\partial t}, \quad (2)$$

где h — энтальпия; индексы 1 и 2 относятся к ВВ и ПД соответственно. Как следует из (2), \dot{P} — сложная функция состояний отдельных компонентов и скорости разложения ВВ, поэтому построение единой аналитической зависимости $\dot{P}(p, v)$ во всей области изменения параметров представляется трудноразрешимой задачей.

При анализе поведения \dot{P} в непосредственной близости к фронту УВ воспользуемся приведенным в [2] выражением для определения этой характеристики по экспериментально регистрируемым профилям массовой скорости $u(t)$

$$\dot{P} = \rho_0 D u \frac{dD}{dx} + \rho_0 (D^2 + c^2) \frac{du}{dx} - \rho_0 D \left(\frac{c^2}{D^2} - 1 \right) \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (3)$$

где производные по x берутся вдоль траектории УВ, а производная по времени относится к зависимости $u(t)$ для лагранжевой частицы.

Первые два слагаемых в (3) изменяются подобным образом. Во всей переходной области они не меняют знака. В начальной зоне происходит их монотонный рост, который резко уменьшается после x^* , где $\frac{dD}{dx}$ и $\frac{du}{dx}$ принимают максимальные значения. В квазистационарной зоне для $x > x^*$ вклад первых двух слагаемых в (3) монотонно падает до нуля при стационарной детонации ($\frac{dD}{dx} = \frac{du}{dx} = 0$).

В отличие от двух первых, член с производной $\frac{\partial u}{\partial t}$ кроме изменения абсолютных значений по мере усиления УВ меняет знак. В начальной зоне ($x < x^*$) из-за волны сжатия за фронтом УВ $\frac{\partial u}{\partial t} > 0$ в квазистационарной зоне, как и при стационарной детонации, $\frac{\partial u}{\partial t} < 0$. Определенная в расчетах скорость звука $c > D$. Учитывая знак последнего слагаемого, получим, что вклад члена с $\frac{\partial u}{\partial t}$ в начальной зоне отрицательный, а в преддетонационной положительный. При стационарной детонации последнее слагаемое максимально.

Хотя слагаемые в (3) имеют не только противоположные тенденции, но и разные скорости изменения, их сумма в непосредственной близости

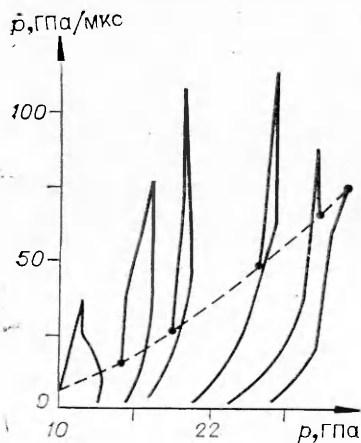


Рис. 3. Зависимости $\dot{P}(p)$ для отдельных частиц (—) и вдоль траектории УВ (---).

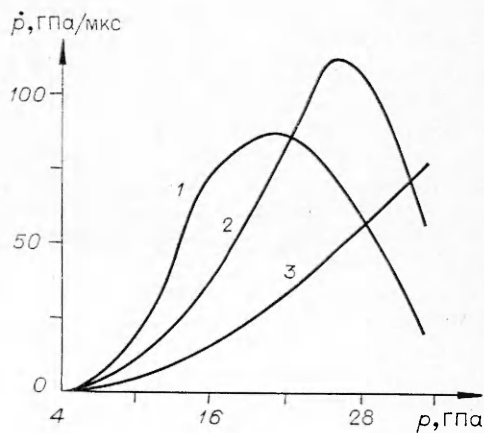


Рис. 4. Значения \dot{P} за фронтом УВ через различные интервалы времени t_i :
1 — 40, 2 — 20, 3 — 0 нс.

к фронту УВ (штриховая линия на рис. 3) монотонно зависит от давления на фронте. Чтобы продемонстрировать разницу в скоростях изменения слагаемых, сделаем следующую операцию. Определим \dot{P} по параметрам, регистрируемым на моменты времени t_1 и $t_1 + \Delta t$ ($t_1 \neq 0$) после прохождения по частицам УВ. При этом несколько увеличится область непосредственной близости к фронту, но зато получатся интегральные за время $\tau = t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ значения \dot{P} . Рассчитанные при $\Delta t = 20$ нс и $t_1 = 40$ и 20 нс величины \dot{P} как функции от p_Φ изображены на рис. 4. Для сравнения там же приведен график $\dot{P}(p_\Phi)$ при $t_1 = 0$ ($\tau = 10$ нс). В отличие от монотонной зависимости 3, кривые 1 и 2 имеют максимум, который с ростом τ уменьшается по абсолютной величине и сдвигается в область меньших давлений.

Разница в скоростях изменения слагаемых в (3) обусловлена качественным различием механизмов перестройки распределения параметров в зоне реакции в начальной и квазистационарной зонах. При подходе УВ к x^* максимум скорости энерговыделения, находящийся на значительном расстоянии за фронтом УВ (чем и вызвано существование волны сжатия), приближается к нему. При $x = x^*$ происходит опрокидывание волны сжатия, максимум скорости энерговыделения почти догоняет фронт УВ. В квазистационарной зоне перераспределение параметров происходит аналогично изменению состояний за фронтом УВ при наличии за ней догоняющей волны разрежения. Роль последней в рассматриваемом процессе играет уменьшение скорости энерговыделения из-за значительного выгорания ВВ вблизи фронта УВ. Поэтому для частиц в окрестности x^* максимальные значения $\frac{\partial u}{\partial t}$ при $x < x^*$ наблюдаются в начальной фазе, а при $x > x^*$ — в заключительной фазе нахождения частиц в зоне реакции.

При экспериментальном определении \dot{P} из-за конечного временного разрешения (характерные времена для современных методик 30—50 нс) может возникнуть ситуация, подобная той, при которой определялись кривые 1 и 2. Подобные зависимости наблюдались в [2]. При интерпретации высказано предположение о значительном разложении ВВ непосредственно во фронте УВ. Как следует из изложенного выше, поведение \dot{P} может быть объяснено конечным временем разрешения фронтов без каких-либо дополнений к теории Зельдовича — Неймана.

Отметим еще одно возможное проявление завалов фронта сигналов. В экспериментах, подобных рассматриваемым в настоящей работе, можно достаточно точно измерить всю зависимость $D(x)$. Если в различных сечениях заряда установлены датчики массовой скорости, то по начальным значениям эволюционных профилей $u(x, T)$ можно определить $p = \rho_0 D(x) u(x, T)$ и $v = v_0 \cdot [D(x) - u(x, T)] / D(x)$ (T — величина завала фронтов). Определенная таким образом по результатам расчета ударная адиабата при $T = 50$ нс имеет вид неоднозначной зависимости, изображенной на рис. 2 штрихпунктирной линией. При попытках экстраполяции величин $u(x, T)$ к $u(x, 0)$ основные трудности возникают для частиц из окрестности x^* . Из анализа поведения $\frac{\partial u}{\partial t}$, приведенного выше, следует, что неопределенность знака производной или ее величины в начальной фазе движения частицы за фронтом УВ ($t < T$) может привести к значительным ошибкам при определении массовой скорости.

Экспериментально давление или массовая скорость определяются датчиками, которые являются инертными включениями в исследуемое ВВ. Прерывание энерговыделения при прохождении детонационной волны через датчик может повлиять на характер распределения параметров в зоне реакции. Как следует из анализа поведения величин, проведенного выше, особенно сильно влияние датчиков должно сказываться на процессах в квазистационарной зоне и стационарной детонации. На возможный характер сильных фазовых и амплитудных искажений характери-

стик процесса манганиповыми датчиками указывалось в [3], где в начальной фазе сигнала $p(t)$ наблюдались заметные осцилляции. По этой причине, учитывая, что при вычислении \dot{P} используется операция дифференцирования данных, анализ погрешностей, вносимых датчиками, представляется сложной задачей.

Из расчетных данных следует, что максимальные скорости изменения основных параметров инициирующей волны в ТГ 50/50 реализуются при скорости УВ D^* , заметно отличающейся от стационарной. Параметры потока за фронтом УВ таковы, что становится возможным гомогенное разложение ВВ. С целью исследования характера взаимодействия очагового и гомогенного механизмов представляет интерес экспериментальное изучение квазистационарной (при $D \geq D^*$) зоны переходной области. Однако при использовании манганиповых или электромагнитных датчиков подобное исследование может быть затруднено как из-за конечного времени разрешения передних фронтов, так и возможным влиянием самого датчика на исследуемый процесс.

*Поступила в редакцию 20/XI 1984,
после доработки — 5/II 1985*

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Каупервайт, Дж. Розенберг.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
2. В. С. Трофимов.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1978.
3. С. А. Бордзиловский, В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов. ФГВ, 1983, 19, 4, 136.
4. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1980, 16, 6, 113.
5. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
6. M. Van Thiel. Compendium of Shock Wave Data, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, UCRL.— 50108. V. 3. 1977.
7. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
8. M. Cowperthwaite. Seventh Symp. (Intern.) on Detonation. Maryland, 1981.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ВОЛОКНИСТЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

А. М. Ханов, И. В. Яковлев

(Новосибирск)

В работах [1, 2] рассмотрены механизмы и условия образования соединения волокнистых композиционных материалов (ВКМ) при сварке взрывом при различной ориентации армирующих волокон по отношению к направлению распространения фронта детонации. Там же получены соотношения для определения оптимального объемного содержания армирующих волокон, необходимые для обеспечения максимальной прочности по границе соединения.

Высокая прочность соединения волокна и матрицы не может быть обеспечена чисто механическим контактом, а для образования физического контакта между волокном и матрицей требуется их взаимодействие на межфазной границе [3]. Для материалов, не образующих при взаимодействии хрупких химических соединений, это условие есть схватывание волокна с матрицей в результате ее оплавления.

Принятое в литературе представление области сварки взрывом в плоскости (угол соударения γ , скорость точки контакта v_k) в виде верхней и нижней границ сварки дает возможность рассматривать верхнюю границу как границу, выше которой при всех γ и v_k будет иметь место оплавление по линии соединения. Таким образом, построение верхней границы области сварки взрывом для линий соединения волокно — матрица позволит определить пределы изменения параметров соударения, гарантирующие оплавление, а условие оплавления по линии соединения может