

а объемное содержание армирующих элементов или крупных частиц должно быть таким, чтобы в гидродинамическое течение включался как можно больший объем основного матричного материала. В этом случае будут обеспечиваться и условия компактирования до плотности монолита и условия образования связи между частицами и по границам матрица — армирующие волокна.

При равных размерах частиц матрицы и армирующих волокон роль армирующих волокон значительно проще, и за ними остаются только функции упрочняющих элементов. Армирующие волокна обычно имеют более высокие прочностные характеристики, чем матрица, и в процессе взрывного компактирования они деформируются незначительно, а заполнение материалом матрицы всего объема между армирующими волокнами способствует сохранению их целостности.

Взрывным компактированием получены образцы композиционных материалов на основе порошкообразных металлических, керамических и металлокерамических матриц (порошки титана, меди, никеля, свинца, окиси алюминия и др. и их смесей с размером частиц 10—20 мкм и более), армированных непрерывными металлическими волокнами в трех взаимно перпендикулярных направлениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Яковлев И. В., Сиротенко Л. Д., Ханов А. М. Сварка взрывом армированных композиционных материалов.— Новосибирск: Наука, 1991.— 120 с.
2. Загарин Ю. В., Кузьмин Г. Е., Яковлев И. В. Измерение давления и температуры при ударном нагружении пористых композиционных материалов // ФГВ.— 1989.— 25, № 2.— С. 120.
3. Портной К. И., Заболоцкий А. А. и др. Классификация композиционных материалов // Порошковая металлургия.— 1977.— № 12(180).— С. 70.
4. Роман О. В., Нестеренко В. Ф., Инкус И. М. Влияние размера частиц порошка на процесс взрывного прессования // ФГВ.— 1979.— 15, № 5.— С. 102.
5. Костюков Н. А. Структура течения бинарных смесей твердых частиц в условиях двумерного ударно-волнового нагружения // ПМТФ.— 1988.— № 3.— С. 54.
6. Костюков Н. А., Яковлев И. В. Течение порошковых материалов вблизи примесных включений в условиях ударного нагружения // ФГВ.— 1992.— 28, № 2.— С. 109.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 27/XI 1991,  
после доработки — 17/II 1992

УДК 532.593

*Д. С. Долгушин, В. Ф. Анисичкин*

### РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗА ФРОНТОМ УВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ МЕТОДАМИ ТЕОРИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ

Показана возможность применения теории термодинамического подобия для прогнозирования свойств веществ при ударно-волновом нагружении и предложен метод расчета температуры конденсированных сред за фронтом УВ. Для ряда простых и сложных веществ расчеты сопоставлены с известными экспериментальными данными.

В настоящее время имеется большое количество экспериментальных данных по ударному сжатию различных веществ. В результате экспериментов обычно получают ударные адиабаты, скорость звука или другие кинематические параметры, измерение же температуры и интерпретация результатов вызывают трудности. Существующие методы теоретического расчета температуры не обладают необходимой универсальностью (отли-

© Д. С. Долгушин, В. Ф. Анисичкин, 1992.

чаются для различных веществ), что затрудняет их практическое использование. Ниже предлагается простой способ расчета температуры за фронтом УВ, основанный на использовании методов теории термодинамического подобия.

Для большинства веществ ударные адиабаты хорошо аппроксимируются отрезками прямых вида  $D = C + Su$ , где  $D$  — скорость фронта ударной волны;  $u$  — массовая скорость;  $C, S$  — постоянные. Причем оказывается, что при одинаковых степенях сжатия величины  $S$  для различных веществ группируются возле трех значений: 1,0; 1,2 и 1,5 [1]. В [1] показано, что если при одинаковых степенях сжатия значения  $S$  для различных веществ совпадают, то в координатах  $p, V/V_0$  ударные адиабаты будут пропорциональны, т. е.

$$p_{r1}(V/V_0) = kp_{r2}(V/V_0), \quad (1)$$

где  $p_{r1}, p_{r2}$  — давления ударного сжатия двух веществ;  $V$  — удельный объем;  $k$  — постоянный коэффициент подобия.

Таким образом, при ударно-волновом сжатии  $S$  может выступать как критерий подобия, т. е. вещества с одинаковым значением  $S$  образуют группы подобия. В дальнейшем ударные адиабаты веществ с близкими (в пределах точности экспериментальных данных) значениями коэффициента  $S$  будем называть подобными.

Подобие ударных адиабат, очевидно, есть следствие подобного вида потенциала взаимодействия между молекулами веществ (в принципе, возможна ситуация, когда теплоемкость меняется так, что тепловая составляющая давления компенсирует отклонение холодной, однако даже у сложных веществ обычно можно указать область постоянства теплоемкости).

Для веществ, молекулы которых сферические или эффективно ведут себя как сферические, функция потенциального взаимодействия может быть записана в виде  $\varphi = \epsilon f(r/\sigma)$ , где  $\epsilon$  и  $\sigma$  — параметры, характеризующие конкретное вещество, а функция  $f$  для веществ с подобными свойствами одинакова. Существование двух размерных постоянных в такой записи потенциала позволяет образовать с их помощью параметры с размерностями объема, давления и температуры [3, 4]:

$$V^* = N\sigma^3, \quad p^* = \epsilon/\sigma^3, \quad T^* = \epsilon/k. \quad (2)$$

Здесь  $N$  — число Авогадро;  $k$  — постоянная Больцмана. С помощью этих параметров уравнение состояния, если пренебречь прочностью, может быть записано в приведенном виде, тождественном для веществ, принадлежащих к одной группе подобия:

$$\Phi(V/V^*, p/p^*, T/T^*) = 0, \quad (3)$$

где  $T$  — температура.

В такой записи переход от одного вещества к другому эквивалентен изменению масштаба по осям  $V, p, T$  на  $V_1^*/V_2^*, p_1^*/p_2^*, T_1^*/T_2^*$  соответственно. Учитывая физический смысл величины  $\sigma$  как некоторого характеристического размера молекулы, можно предположить, что  $V_1^*/V_2^* = V_{01}/V_{02}$ . Это подтверждается тем, что в координатах  $p, V/V_0$  ударные адиабаты пропорциональны.

В соответствии с общими выводами теории подобия при возможности записи уравнения состояния в виде (3) множители подобия между величинами одинаковой размерности должны быть равны, следовательно, холодные составляющие давления подобны с тем же коэффициентом подобия, что и ударные адиабаты:

$$p_{x1}(V/V_0) = kp_{x2}(V/V_0). \quad (4)$$

Вопрос о связи подобия ударных адиабат и пулевых изотерм подробно обсуждался в [2], где показано, что для широкого класса веществ, не обладающих прочностью, выполняется соотношение  $\Delta p_x/\Delta p_r = V/V_0$ , где

$\Delta p_x$  — прирост потенциальной части давления;  $\Delta p_r$  — полный прирост давления за фронтом ударной волны. Видно, что если это справедливо, то выполняется и (4). Однако (4) получено из более общих соображений, так как в данном подходе не требуется устанавливать конкретную зависимость между  $p_x$  и  $p_r$ , проверить которую трудно из-за отсутствия экспериментальных данных по холодному сжатию для большинства веществ. В связи с этим соотношение (4) интересно тем, что позволяет рассчитывать кривые холодного сжатия для всех веществ, принадлежащих к одной группе подобия, в случае, если эта кривая известна хотя бы для одного вещества.

Учитывая, что  $p_x = -\partial E_x / \partial V$ , из (4) следует соотношение подобия для потенциальных частей энергии

$$E_{x1}(V) = k \frac{V_{01}}{V_{02}} E_{x2}(V) \frac{M_1}{M_2}, \quad (5)$$

где  $M_1, M_2$  — молекулярные массы веществ ( $E_x$  берется на моль вещества).

Зависимость потенциальной энергии тела от его удельного объема качественно имеет такой же характер, как и кривая потенциальной энергии взаимодействия двух атомов тела в зависимости от расстояния между ними. Следовательно, вместо (5) можно записать

$$\varepsilon_1 f(V/V_{01}) = k \frac{V_{01}}{V_{02}} \varepsilon_2 f(V/V_{02}) \frac{M_1}{M_2}.$$

Поскольку все рассмотрение ведется для одинаковых степеней сжатия  $V/V_0$ , получаем

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = k \frac{V_{01} M_1}{V_{02} M_2}.$$

Данное соотношение дает ответ на вопрос о том, как должен меняться масштаб по оси  $T$  при переходе от одного вещества к другому. Действительно, с учетом (2) имеем

$$T_1 = \frac{T_1^*}{T_2^*} T_2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} T_2 = k \frac{V_{01} M_1}{V_{02} M_2} T_2. \quad (6)$$

Следует отметить, что данная формула справедлива для веществ, у которых молярные теплоемкости равны, однако предложенный метод можно обобщить и на вещества, состоящие из молекул, обладающих внутренними степенями свободы. Предпосылкой термодинамического подобия для веществ с такими молекулами, как указано в [4], служит условие независимости частот внутренних движений от удельного объема системы. При этом условии часть статистической суммы, соответствующая внутренним движениям, будет функцией только температуры, и соответствующий член в выражении для свободной энергии не будет зависеть от объема. Давление как производная свободной энергии по объему при постоянной температуре не будет тем самым зависеть от внутренних движений. Существование внутренних степеней свободы в этих условиях не будет изменять термического уравнения состояния. При этом, если считать, что теплоемкость постоянна, она является третьим параметром, характеризующим конкретное вещество. Как и ранее, постоянные  $\varepsilon$ ,  $\sigma$ ,  $C_V$  могут быть использованы для записи параметров с размерностями объема, давления и температуры; в соответствии со сказанным, изменение теплоемкости влияет только на температуру:

$$V^* = N\sigma^3, \quad p^* = \varepsilon/\sigma^3, \quad T^* = \varepsilon/C_V. \quad (7)$$

Можно показать, что соотношение (5) в этом случае не изменится, а (6) примет вид

$$T_1 = \frac{T_1^*}{T_2^*} T_2 = k \frac{V_{01} M_1 C_{V2}}{V_{02} M_2 C_{V1}} T_2. \quad (8)$$

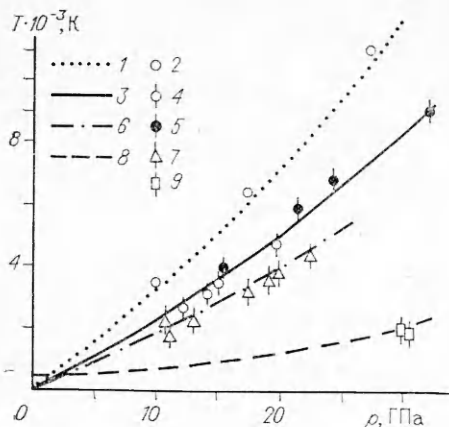


Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных значений температуры за фронтом ударной волны для различных веществ.

Ксенон: 1 — расчет, 2 — [12]; аргон: 3 — интерполяционная кривая, 4 — [6], 5 — [7]; азот: 6 — расчет, 7 — [6]; вода: 8 — расчет, 9 — [11].

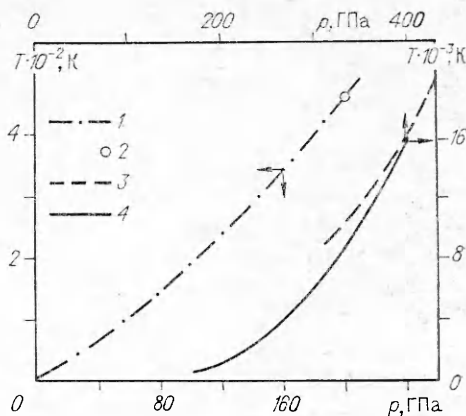


Рис. 2. Сравнение расчетных значений температуры водорода и меди с данными [8, 10].

Водород: 1 — расчет, 2 — [10]; медь: 3 — расчет, 4 — [8].

Выражение (8) справедливо для любых веществ с подобными ударными адиабатами. Заметим, что уравнения (6) и (8) устанавливают связь температур двух веществ для одинаковых степеней сжатия.

Формулы (6) и (8) допускают экспериментальную проверку для широкого класса веществ. Рассмотрим вещества, отнесенные в [4] ко второй группе. За тарировочную удобно взять температурную зависимость для жидкого аргона, так как в этом случае температура достаточно достоверно измерена до больших степеней сжатия (рис. 1). Расчет температуры за фронтом УВ для некоторых конденсированных веществ показан на рис. 1, 2. При этом молярные теплоемкости принимались равными: для азота  $5R$  [5], воды  $7,1R$  [9], водорода  $3,5R$  [13]. Молярные теплоемкости аргона и меди считались равными  $3R$ .

Вместе с рассчитанной по (8) температурой приведены другие экспериментальные (для  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ ) и теоретические (для  $Xe$ ,  $Cu$ ) данные. Совпадение результатов хорошее. Отклонение температуры меди в области давлений меньше 320 ГПа ( $V/V_0 > 0,65$ ) от температуры, рассчитанной в [8], по-видимому, объясняется тем, что для малых степеней сжатия нет измерений температуры аргона, а правомерность экстраполяции на эту область весьма сомнительна. Для больших же степеней сжатия, где температура аргона достоверно измерена, данные практически совпадают.

В случае расчета температур ударного сжатия добавок в насыщенной октоген для полученных в [14] скоростей детонации и в предположении аддитивности ударных адиабат компонентов получены следующие результаты. Температура, например, бензола при  $p = 44$  ГПа равна 3800 К, температура глицерина при  $p = 48$  ГПа равна 3000 К. При расчетах предполагалось разложение добавок на конденсированный углерод, водород и воду с принятыми выше значениями теплоемкости. Отметим, что приведенные в [14, 15] размеры получаемых частиц алмаза хорошо аппроксимируются линейной зависимостью от температуры синтеза как из ВВ, так и из органических добавок.

Таким образом, предложен единый метод расчета температур за фронтом УВ для различных конденсированных веществ, основанный на подобии ударных адиабат. При этом для расчета температур веществ, имеющих подобные ударные адиабаты, достаточно знать температурную зависимость хотя бы одного из них. Оценка требуемой для расчетов теплоемкости может быть получена, например, по методу, предложенному в [5].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Анисичкин В. Ф. Ударно-волновые данные и уравнения состояния конденсированных сред // Физическая механика неоднородных сред.— Новосибирск: ИТГИМ, 1984.— С. 142.
2. Анисичкин В. Ф. Обобщенные ударные адиабаты и нулевые изотермы элементов // ФГВ.— 1979.— 15, № 1.
3. Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.— М.: ИЛ, 1961.
4. Филиппов Л. П. Подобие свойств веществ.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976.
5. Анисичкин В. Ф. Расчет температуры конденсированной среды за фронтом ударной волны // ФГВ.— 1988.— 24, № 1.
6. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф., Долгобородов Ю. А. Температуры ударного сжатия жидких  $N_2$  и  $Ar$  // Докл. АН СССР.— 1979.— 246, № 3.— С. 579.
7. Григорьев В. Ф., Кормер С. Б., Михайлова О. А. и др. Ударное сжатие и яркостная температура фронта ударной волны в  $Ar$  // Электронная экранировка излучения // ЖЭТФ.— 1985.— 88, вып. 4.— С. 1271.
8. Жарков В. И., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1988.
9. Cowperthwaite M., Shaw R.  $C_V(T)$  equation of state for liquids. Calculation of the shock temperature of carbon tetrachloride, nitromethane and water in the 100-kbar region // J. Chem. Phys.— 1970.— 53.— P. 555.
10. Nellis W. J., Ross M., Mitchell A. C. Equation of state of molecular hydrogen and deuterium from shock — wave experiments to 760 kbar // Phys. Rev. A, Rapid Communications, June 7. 1982.
11. Nellis W. T., Mitchell A. C. The temperature of shock-compressed water // J. Chem. Phys.— 1982.— 76.
12. Ross M., McMahan A. K. Condensed xenon at high pressure // Phys. Rev., B21 (1980), 1658.
13. Van Thiel M., Alder B. J. Shock compression of liquid hydrogen // J. Molecular Phys.— 1966.— 10.— P. 427.
14. Мальков И. Ю. Образование ультрадисперсной алмазной фазы углерода в условиях детонации гетерогенных смесевых составов // ФГВ.— 1991.— 27, № 5.
15. Анисичкин В. Ф. Разработка физических основ технологии компактирования ультрадисперсного алмаза. Отчет ИГиЛ СО РАН, 1991, Дец. в ВНИИЦ, инв. № 02.9.20.004495.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 4/II 1992

УДК 662.215.1

*В. И. Нифадьев, Н. М. Калинина*

### К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ДЕТОНАЦИИ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ, СОДЕРЖАЩИХ ВСПЕНЕННЫЙ ПОЛИСТИРОЛ

Рассматривается роль пенополистирола в возникновении и распространении процесса детонации в аммиачно-селитряных взрывчатых смесях пониженной плотности. Описан механизм детонации сверхнизкоплотных взрывчатых смесей (менее  $0,2 \text{ г/см}^3$ ). На основании экспериментального материала показано наличие пульсирующей волны-предшественника, вызывающей газификацию пенополистирола во взрывчатой смеси перед фронтом детонационной волны. Собственно детонация происходит в газообразных продуктах термического разложения компонентов смеси при сжатии их продуктами детонации предшествующего слоя ВВ. Приведены значения мгновенных и фазовых скоростей волны газификации, а также частотные характеристики детонационной волны и волны газификации для взрывчатых смесей плотностью  $0,06—0,5 \text{ г/см}^3$ .

Представления о механизме возникновения и протекания детонационных процессов в низкоплотных взрывчатых смесях, содержащих вспененный полистирол, не могут быть достаточно полными без решения вопроса о роли в них пенополистирола (ППС). В настоящее время установлено [1, 2], что процесс сжатия ППС плотностью  $\rho_* = 0,032 \div 1,04 \text{ г/см}^3$  сильными ударными волнами (УВ) сопровождается переходом его из твердого состояния в газообразное. При этом делается вывод, что (в от-

© В. И. Нифадьев, Н. М. Калинина, 1992.