

## ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ КИНЕТИКИ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

Г. И. Канель

(Москва)

**Введение.** Сжатие конденсированных сред ударными волнами может сопровождаться такими релаксационными процессами, как фазовые превращения, химические реакции и т. д. Для количественного анализа эволюции ударной волны необходимо знать зависимость скорости процесса от параметров состояния частицы образца в каждый момент времени. В данной работе обсуждаются две методики нахождения кинетических данных непосредственно из экспериментальных результатов.

В работах [1, 2] показано, что если для различных фиксированных координат в образце, по которому распространяется одномерная волна сжатия, определена серия профилей давления  $p(t)$  или массовой скорости  $u(t)$ , то по этим данным можно восстановить ход изменения давления и удельного объема  $V$  для каждого слоя образца; из экспериментальных данных определяется траектория изменения состояния фиксированных слоев вещества в координатах  $p - V$ , причем каждой точке этой траектории соответствует определенный (и известный) момент времени. Далее, если известны уравнения состояния исходного и конечного продуктов, то можно построить в тех же координатах сетку кривых сжатия смесей с различной концентрацией конечного продукта. Тем самым определяется концентрация конечного продукта в каждой точке траектории изменения состояния, т. е. для выбранного слоя определяется закон изменения концентрации исходного и конечного продуктов во времени. Варьируя параметры вводимой в образец ударной волны, можно получить набор кинетических кривых и подобрать по ним единую эмпирическую зависимость скорости релаксационного процесса от параметров состояния частицы вещества.

Набор траекторий изменения состояния дает полную информацию о процессе, но для их построения необходимо выполнить большой объем измерений при повышенных требованиях к точности. Между тем есть основания полагать, что в ряде случаев (например, при анализе распространения ударных волн во взрывчатых веществах) достаточно знать начальную скорость процесса. В данной работе показано, что начальный ход траектории изменения состояния можно определить из экспериментально измеренных профиля давления или массовой скорости и закона изменения скорости фронта ударной волны. Так как эти измерения совместимы, то для определения начальной скорости процесса при заданном давлении ударного сжатия может быть достаточно одного опыта.

**1. Построение траекторий изменения состояния.** К настоящему времени достаточно полно разработаны методы регистрации закона изменения массовой скорости [3] и давления [4] на внутренних сечениях образца в условиях сжатия его ударной волной. Эти экспериментальные методы дают информацию, относящуюся к фиксированной лагранжевой координате, поэтому и дальнейшую обработку результатов измерений удобно вести в лагранжевых координатах.

Уравнения одномерного движения в форме Лагранжа имеют вид

$$(1.1) \quad (\partial V / \partial t)_h = V_0 (\partial u / \partial h)_t;$$

$$(1.2) \quad V_0 (\partial p / \partial h)_t = -(\partial u / \partial t)_h,$$

где  $h$  — лагранжева координата частицы (начальное расстояние от поверхности, через которую волна вводится в образец, до рассматриваемой частицы);  $V_0$  — исходный удельный объем вещества. Уравнения движения не включают никаких сведений о материале и применимы везде, за исключением мест разрыва основных переменных, где следует использовать законы сохранения для ударной волны. Уравнения движения дают возможность рассчитать изменение удельного объема  $V(t)$  и массовой скорости  $u(t)$  для различных лагранжевых координат, если из экспериментов известно поле давлений  $p(h, t)$ , или рассчитать  $p(t)$ ,  $V(t)$ , если известно поле массовых скоростей  $u(h, t)$ . Недостающие переменные ( $u(h, t)$ ,  $V(h, t)$ ) при заданном из эксперимента  $p(h, t)$  или  $p(h, t)$ ,  $V(h, t)$  при заданном  $u(h, t)$  получаются либо интегрированием непосредственно уравнений (1.1), (1.2), как это предлагается в [1], либо интегрированием преобразованных уравнений движения с введением двух фазовых скоростей, как это предлагается в [2]. В последнем случае уравнения движения преобразуются так, чтобы в явном виде была только одна независимая переменная  $t$ :

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_h + \frac{V_0}{c_u} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_h &= 0, \quad [c_u] = -\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_h \left| \left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_t \right|; \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_h - \frac{V_0}{c_p} \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_h &= 0, \quad [c_p] = -\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_h \left| \left(\frac{\partial p}{\partial h}\right)_t \right|. \end{aligned}$$

Из рассмотрения полных дифференциалов  $u(h, t)$  и  $p(h, t)$  ясно, что  $c_u$  и  $c_p$  — фазовые скорости распространения фиксированных уровней массовой скорости и давления соответственно. Величины  $c_u$  и  $c_p$  определяются не только свойствами среды, но и характером волнового процесса.

Метод двух фазовых скоростей наиболее удобен для определения траектории изменения состояния по серии экспериментальных профилей давления. Расчетная схема при этом может быть следующей.

1. В координатах  $t-h$  строятся по экспериментальным данным траектория фронта ударной волны и линии постоянного давления (изобары). Так как из-за погрешности измерений всегда имеется некоторый разброс экспериментальных данных, то необходимо провести их сглаживание. Сглаживание экспериментальных данных предпочтительно проводить путем построения вспомогательных зависимостей с заведомо малыми градиентами, например построением  $p(h)$  вдоль траекторий, сдвинутых относительно траектории фронта ударной волны на фиксированные промежутки времени.

2. Дифференцированием изобар определяется зависимость  $c_p(p)$  для различных лагранжевых координат.

3. С использованием зависимостей  $c_p(p)$  и профилей  $p(t)$  проводится интегрирование уравнения (1.3). В результате определяются профили массовой скорости  $u(t)$ .

4. Процедура повторяется для расчета профилей  $V(t)$  по серии профилей  $u(t)$ .

5. Профили  $p(t)$  и  $V(t)$  для одной и той же координаты дают значения  $p$  и  $V$  в различные моменты времени. Тем самым определяется траектория изменения состояния.

Точность расчета траекторий изменения состояния методом двух фазовых скоростей существенно понижается в случае, если эксперимен-

тальные профили давления имеют плавный максимум, обусловленный релаксационным процессом, как это наблюдалось для стекла [5] и взрывчатых веществ [3]. При приближении к максимуму величины  $(\partial p/\partial t)_h$  и  $c_p$  стремятся к нулю, при этом возрастает погрешность их определения и в еще большей степени погрешность определения  $(\partial u/\partial t)_h$ . В этом случае более приемлем метод построения траекторий изменения состояния путем интегрирования непосредственно уравнений (1.1), (1.2). Объем промежуточных расчетов при этом увеличивается ввиду необходимости перехода от экспериментальных профилей  $p(t)$  или  $u(t)$  к зависимостям  $p(h)$  или  $u(h)$  для различных моментов времени.

**2. Определение кинетических зависимостей.** Проще всего расчет концентрации исходного и конечного продуктов вдоль траектории изменения состояния проводить в предположении аддитивности [6] для удельного объема их смеси. При этом автоматически предполагается, что время существования возможных промежуточных продуктов пренебрежимо мало, теплообмен между исходным и конечным продуктами несуществен ввиду высокой скорости процесса, характерной для экспериментов с ударными волнами. В этом случае весовая доля конечного продукта

$$(2.1) \quad \alpha = [V(p) - V_1(p)]/[V_2(p) - V_1(p)],$$

где  $V$  — удельный объем смеси;  $V_1$ ,  $V_2$  — удельные объемы исходного и конечного продуктов. Так как релаксационный процесс сопровождается относительно плавным изменением давления, то при сделанных выше допущениях величины  $V_1(p)$  следует брать на изэнтропе исходного вещества, проходящей через точку на его ударной адиабате, соответствующую начальному состоянию за фронтом ударной волны. Положение изэнтропы конечного продукта при известном уравнении состояния определяется следующим образом. После ударного сжатия исходного вещества и завершения релаксационного процесса при постоянном давлении изменение внутренней энергии  $E - E_0$  и удельный объем  $V$  связаны соотношением

$$(2.2) \quad E(p) - E_0 - Q = (1/2)p(V_0 - V_1) - p(V - V_1),$$

где  $Q$  — теплота процесса. С другой стороны,

$$(2.3) \quad E(p) - E_0 - Q = E_2(p) - E_0 + \int_{V_2(p)}^{V(p)} \frac{\partial E}{\partial V} dV,$$

где  $E_2(p)$  и  $V_2(p)$  — внутренняя энергия и удельный объем при данном  $p$  на некоторой известной (реперной) кривой сжимаемости конечного продукта. Приравняв правые части (2.2), (2.3), получим выражение для определения величины  $V$  на изэнтропе конечного продукта.

Полной информации об уравнении состояния исходного и конечного продуктов обычно нет, и для определения изэнтроп необходимо делать те или иные допущения. Если образец монолитен, то достаточно хорошим приближением для области умеренных давлений ударного сжатия является предположение о совпадении ударной адиабаты и изэнтропы разгрузки в координатах  $p - u$  [7]. В этом случае расчетная формула для определения изэнтропы имеет вид

$$dV_1 = -(\rho_1 c_1)^{-2} dp = -\rho_0^{-2} (c_0^2 + 4bp/\rho_0)^{-1} dp,$$

где  $\rho$  — плотность;  $c$  — скорость звука;  $c_0$ ,  $b$  — коэффициенты в выражении для ударной адиабаты в виде  $U = c_0 + bu$  ( $U$  — скорость ударной волны).

Одним из наиболее интересных объектов кинетических исследований являются взрывчатые вещества. Изэнтропы продуктов взрыва в довольно

широком диапазоне давлений хорошо описываются политропическим уравнением с постоянным показателем политропы  $n$  [8]. При этом величина  $\partial E/\partial V$  определяется формулой [8]

$$\frac{\partial E}{\partial V} = \left( 1 + \frac{\partial \ln D}{\partial \ln \rho_0} \right) / \rho \left( n - 1 - 2 \frac{\partial \ln D}{\partial \ln \rho_0} \right),$$

где  $D$  — скорость детонации.

**3. Определение начальной скорости процесса.** Описанная выше методика определения кинетики релаксационных процессов требует проведения большого количества измерений при повышенных требованиях к точности. Ниже будет показано, как с минимальным количеством измерений найти начальную скорость процесса.

Дифференцирование по времени величин  $p$  и  $u$  вдоль траектории фронта ударной волны с учетом уравнений движения (1.1), (1.2) дает

$$(3.1) \quad \frac{dp}{dt} = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_h + U \left( \frac{\partial p}{\partial h} \right)_t = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_h - \rho_0 U \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h;$$

$$(3.2) \quad \frac{du}{dt} = \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h + U \left( \frac{\partial u}{\partial h} \right)_t = \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h + \rho_0 U \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right)_h.$$

Исключив из (3.1), (3.2) величину  $(\partial u/\partial t)_h$ , получим

$$(3.3) \quad \frac{dp}{dt} + \rho_0 U \frac{du}{dt} = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_h + \rho_0^2 U^2 \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right)_h.$$

Производная по времени величины удельного объема смеси исходного и конечного продуктов, определяемого из (2.1), есть

$$(3.4) \quad \frac{\partial V}{\partial t} = (V_2 - V_1) \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \alpha \frac{\partial V_2}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} + (1 - \alpha) \frac{\partial V_1}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t}.$$

Непосредственно за фронтом ударной волны  $\alpha = 0$ . Тогда (3.4) дает

$$(3.5) \quad \left( \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)_h = \left( \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial V_1}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} \right) / (V_2 - V_1).$$

Подстановка в (3.5) величины  $\partial V/\partial t$  из (3.3) дает выражение для начальной скорости процесса за фронтом ударной волны

$$(3.6) \quad \left( \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)_h = \frac{\frac{dp}{dt} + \rho_0 U \frac{du}{dt} - \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_h \left( 1 + \frac{\partial V_1}{\partial p} \rho_0^2 U^2 \right)}{(V_2 - V_1) \rho_0^2 U^2}.$$

Производная  $\partial V_1/\partial p$  есть производная вдоль изэнтропы исходного вещества, поэтому  $\partial V_1/\partial p = -\rho_0^{-2} a_1^{-2}$ , где  $a_1$  — лагранжева скорость звука. Если ударная адиабата исходного вещества задана в виде  $U = c_0 + bu$ , то

$$(3.7) \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \rho_0 b^{-1} (2U - c_0) \frac{dU}{dt}, \quad \frac{du}{dt} = b^{-1} \frac{dU}{dt}.$$

Использование (3.6) в (3.7) дает простую формулу для нахождения начальной скорости процесса

$$(3.8) \quad \left( \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)_h = \frac{\rho_0 (3U - c_0) \frac{dU}{dt} - b (1 - U^2 a_1^{-2})}{b (V_2 - V_1) \rho_0^2 U^2}.$$

Таким образом, для экспериментального определения начальной скорости процесса достаточно провести регистрацию профиля давления  $p(t)$  (например, с использованием манганинового датчика [4]) и зависимости скорости фронта волны от времени (с использованием, например, реостат-

ных датчиков [3]). Так как эти измерения совместимы, то для определения начальной скорости процесса может быть достаточно одного опыта.

Для определения начальной скорости процесса по профилям массовой скорости величина  $(\partial p/\partial t)_h$  в (3.6) заменяется с помощью (3.4) на  $(\partial u/\partial t)_h$ . В результате получается

$$(3.9) \quad \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_h = \frac{\frac{dU}{dt} (a_1^2 + 2U^2 - c_0 U) - b \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_h (a_1^2 - U^2)}{\rho_0 b U a_1^2 (V_2 - V_1)}.$$

В работе [9] при исследовании затухания упругих предвестников несколько иным путем было получено близкое к (3.9) выражение, связывающее затухание упругого предвестника и величину  $\partial u/\partial t$  за его фронтом со скоростью пластического деформирования.

В [10] дифференцирование параметров состояния в химически реагирующей смеси вдоль траектории фронта ударной волны использовалось для предсказания затухания или ускорения ударной волны. Однако полученное при этом конечное уравнение содержит производную по координате — величину, непосредственно не измеряемую, что существенно снижает практическую ценность результата. Уравнение (3.8) также может быть использовано для предсказания ускорения ударной волны. Для этого (3.8) преобразуется к виду

$$(3.10) \quad A dU/dt = B(V_2 - V_1)(\partial \alpha/\partial t)_h + (\partial p/\partial t)_h,$$

$$A = \frac{\rho_0 (3U - c_0) a_1^2}{b (a_1^2 - U^2)}, \quad B = \frac{\rho_0^2 U^2 a_1^2}{a_1^2 - U^2}.$$

Так как для всех материалов, в которых возможна ударная волна  $a_1 > U > c_0$ , то величины  $A$  и  $B$  положительны. Тогда из (3.10) следует что при  $V_2(p) > V_1(p)$  ударная волна будет ускоряться, если  $(\partial p/\partial t)_h > -B(V_2 - V_1)\partial \alpha/\partial t$ , и затухать, если  $(\partial p/\partial t)_h < -B(V_2 - V_1)\partial \alpha/\partial t$ . При  $V_2(p) < V_1(p)$  ударная волна будет затухать, если  $(\partial p/\partial t)_h < B(V_1 - V_2)\partial \alpha/\partial t$ , и разгоняться, если  $(\partial p/\partial t)_h > B(V_1 - V_2)\partial \alpha/\partial t$ .

Можно видеть, что в обоих случаях волна будет стационарной, если изменение состояния за ее фронтом соответствует прямой Михельсона  $p = \rho_0^2 U^2 (V_0 - V)$ .

Поступила 2 VIII 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ададунов Г. А., Трофимов В. С., Яковлева В. А. Определение параметров нестационарной волны сжатия. — ФГВ, 1968, № 3, с. 397.
2. Cowpertwaite M., Williams R. F. Determination of constitutive relationships with multiple gauges in nondivergent waves. — J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 1, p. 456.
3. Дремин А. Н., Колдунов С. А. Иницирование детонации ударными волнами в литом и прессованном тротиле. — В кн.: Взрывное дело. М., «Недра», 1967, № 63/20, с. 37.
4. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, № 477-74 Деп., 1974.
5. Канель Г. И., Молодец А. М. Поведение стекла К-8 при динамическом сжатии и последующей разгрузке. — ЖТФ, 1976, т. 46, № 2, с. 404.
6. Дремин А. Н., Карпунин И. А. Метод определения ударных адиабат дисперсных веществ. — ПМТФ, 1960, № 3, с. 184.

7. Воробьев А. А., Дремни А. Н., Канель Г. И. Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне.— ПМТФ, 1974, № 5, с. 94.
8. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Стаюкович К. И., Чельшев В. П., Шехтер Б. И.— В кн.: Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
9. Arens T. J., Duvall G. E. Stress relaxation behind elastic shock waves in rocks.— «J. Geophys. Res.», 1966, vol. 71, N 18, p. 4349.
10. Nunziato J. W. One-dimensional shock waves in a chemically reacting mixture of elastic materials.— «J. Chem. Phys.», 1973, vol. 58, N 3, p. 961.

УДК 537.311 : 539.58 : 534.614

### ДИНАМИЧЕСКАЯ СЖИМАЕМОСТЬ, ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И СКОРОСТЬ ЗВУКА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КАПРОЛОНЕ

Л. В. Кулешова, М. Н. Паеловский

(Москва)

В данной работе изложены результаты экспериментального изучения свойств ударно-сжатого капролона в диапазоне давлений до 570 кбар. Начальная плотность образцов составляла  $1,14 \text{ г/см}^3$ , начальное удельное сопротивление  $2,0 \cdot 10^{14} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Исследование динамической сжимаемости капролона выполнялось методом отражения при помощи электроконтактной техники измерения [1] скорости ударной волны в образцах. Результаты эксперимента, характеризующие ударную сжимаемость капролона, приведены в табл. 1, где  $u_{\text{экр}}$  — массовая скорость в экране,  $D$  и  $u$  — волновая и массовая скорости в капролоне,  $p$  — давление на фронте ударной волны,  $\delta = V_0/V$  — относительное сжатие. Начиная с  $u \approx 1,5 \text{ км/с}$  зависимость  $D(u)$  для капролона практически линейна и может быть описана соотношением

$$D = 3,30 + 1,32u.$$

При  $u < 1,5 \text{ км/с}$  в  $D - u$ -зависимости наблюдается кривизна подобно тому, как это наблюдалось ранее у фторопласта-4 [2].

Измерения электропроводности ударно-сжатого капролона проводились при помощи методики, подробно описанной в [3], позволяющей следить за развитием процессов, происходящих в веществе после прохождения по нему фронта ударной волны. Конструкция измерительного узла,

Т а б л и ц а 1

Материал экрана	$u_{\text{экр}}, \text{ км/с}$	$D, \text{ км/с}$	$u, \text{ км/с}$	$p, \text{ кбар}$	$\delta = V_0/V$	$c, \text{ км/с}$
Медь	0,34	3,50	0,62	24,5	1,215	
Алюминий	1,14	5,56	1,65	105	1,422	$6,24 \pm 0,05$
»	1,50	6,04	2,14	149	1,549	$7,29 \pm 0,07$
»	2,70	8,21	3,71	348	1,824	
Железо	2,82	9,94	5,02	569	2,018	