

## УДАРНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ АЛЮМИНИЯ ПРИ ДАВЛЕНИИ 10 Мбар

Л. П. Волков, Н. П. Волошин, А. С. Владимиров,  
В. Н. Ногин, В. А. Симоненко

Предложен способ измерения фазовой и массовой скорости ударной волны путем регистрации движения  $\gamma$ -репера, расположенного в исследуемом веществе. Измерительное устройство облучается нейтронным потоком. Источником  $\gamma$ -квантов служит тонкий слой, содержащий атомы изотопа с высоким сечением реакции радиационного захвата. В отличие от метода отражения, способ позволяет при высоких давлениях получить независимую информацию об ударной сжимаемости веществ. Приводятся экспериментальные данные по ударной сжимаемости алюминия ( $\sigma = \rho/\rho_0 = 2,57$ ) при давлении  $p = 10,85$  Мбар.

Основным источником экспериментальной информации о термодинамических свойствах вещества в области высоких давлений являются опыты с ударными волнами (см., например, [1]). С помощью метода торможения определяется ударная сжимаемость некоторых веществ, которые принимаются за эталоны. Изучение других материалов проводится, как правило, методом отражения, основанным на знании сжимаемости эталонного вещества. Верхнее значение давлений, достигнутых в лабораторных взрывных опытах по изучению динамической сжимаемости в таких веществах, как алюминий, не превышает  $5 \div 6$  Мбар [2]. При давлении свыше 100 Мбар используются результаты расчетов по модели Томаса - Ферми, а в промежуточной области применяются различные способы интерполяции.

В последние годы в промежуточной области получены экспериментальные данные об относительной сжимаемости нескольких металлов, воды и кварцита [3 - 6]. В частности, в [7] эти данные используются для проверки уточнений статистической модели плотного вещества.

В то же время в ряде теоретических работ (см., например, [8 - 13]) на основе более строгих квантово-механических моделей получены указания на то, что оболочечная электронная структура атомов приводит к осцилляциям термодинамических функций. При этом снижается ценность как общепринятых "гладких" интерполяций уравнений состояний, так и информации по относительной сжимаемости. Для проверки новых теоретических представлений и накопления достоверных количественных данных необходимо измерение ударной сжимаемости прямым методом, например, путем непосредственного измерения скорости ударной волны  $D$  и массовой скорости вещества за фронтом  $u$  (или  $D - u$ ). Законы сохранения массы, импульса и энергии позволяют определить термодинамические параметры соответствующего состояния вещества: сжимаемость  $\sigma = \rho/\rho_0 = D/(D - u)$ , давление  $p = \rho_0 D u$  и внутреннюю энергию  $\epsilon = p(\rho - \rho_0) / 2\rho_0\rho$  ( $\rho$  и  $\rho_0$  - плотности вещества за и перед фронтом волны).

Измерение  $D$  не вызывает особых трудностей и осуществляется с помощью контактных или оптических датчиков. Хорошо известные методы

измерения  $u$  [1] ограничиваются областью давлений ниже 1 Мбар. В [14] предлагается новый способ измерения массовой скорости по доплеровскому смещению энергии резонансного поглощения нейтронов с энергией  $0,3 \pm 1$  кэВ ядрами движущегося вещества в условиях подземных взрывов. Этим способом в молибдене была зарегистрирована скорость  $u = 10,7$  км/сек при  $D = 18,2$  км/сек, т.е. получены данные по ударной сжимаемости при  $p = 20$  Мбар.

В настоящей работе предлагается другой способ измерения массовой скорости, применимый также при высоких давлениях. Измерение  $D$  и  $u$  осуществляется на плоских образцах исследуемого материала путем регистрации движения  $\gamma$ -реперов. Для определения  $D$  необходимы один реперный слой и два параллельных друг другу щелевых коллиматора, расстояние между плоскостями которых представляет базу измерений  $a$  (рис.1, а). Для определения  $D$  необходим еще один репер. Реперные слои и коллиматоры должны быть параллельны поверхности исследуемого ударного фронта.

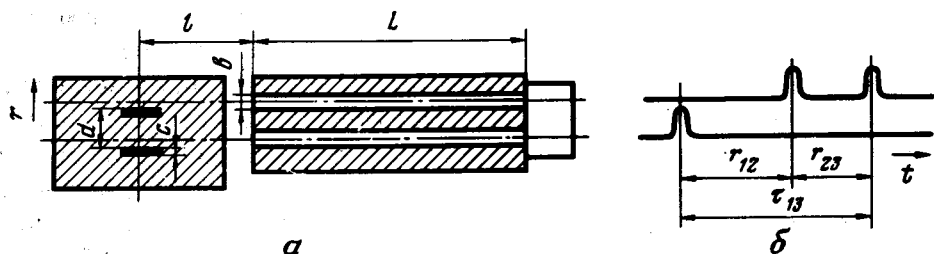


Рис.1. Схема экспериментальной установки для измерения  $D$  и  $u$  (а) и регистрируемые временные интервалы (б)

При прохождении реперов мимо щелей коллиматоров  $\gamma$ -детекторы регистрируют три сигнала (рис.1, б). Тогда  $D = a / \tau_{12}$  и  $D - u = a / \tau_{23}$ . Постановка дополнительных реперов и коллиматоров позволяет экспериментально определить затухание ударной волны, обусловленное нестационарностью явления. Идеализированный сигнал имеет форму трапеции, с длительностью фронта  $\tau_{\phi} = lb / uL$  и вершины  $\tau_0 = b / u$  (рис. 2, а). Реальный сигнал от репера конечной толщины имеет сглаженную форму, обусловленную в том числе рассеянными  $\gamma$ -квантами, при длительности  $\tau \approx (2lb + Lb + Lc) / uL$  (рис.2, б).

С одной стороны, для уменьшения газодинамического влияния реперного слоя его толщина выбирается по возможности малой, а плотность — близкой к плотности исследуемых веществ, с другой стороны, количество реперного вещества должно быть достаточным для получения регистрируемого  $\gamma$ -потока. При обработке экспериментальных данных учитываются поправки, обусловленные как газодинамическим влиянием реперов, так и небольшим отклонением характера движения от стационарного режима.

Для обеспечения надежной регистрации сигналов  $\gamma$ -активность реперов должна составлять не менее  $10^7$  Кюри. Она определяется конструкцией измерительного устройства, чувствительностью детекторов и др.

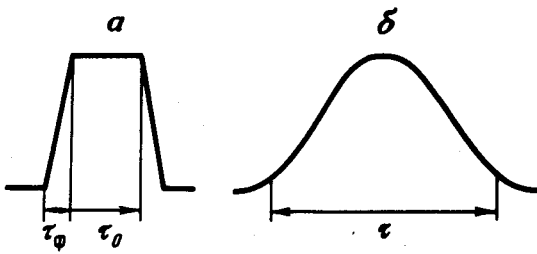


Рис.2. Идеализированная (а) и реальная (б) формы  $\gamma$ -импульса

Очевидно, что такой источник не может быть стационарным и должен создаваться непосредственно перед приходом ударной волны в измерительное устройство. Это достигается путем введения в реперный слой изотопов с аномально большим сечением радиационного захвата (например, европия). В процессе измерений устройство с исследуемым материалом облучается мощным нейтронным потоком.

Надежность измерений существенно зависит от фонового излучения. Поэтому рассматриваемый способ целесообразно применять для материалов с малым сечением радиационного захвата. В частности, в 1975 г. были получены экспериментальные результаты для алюминия.

Измерительное устройство состояло из трех алюминиевых плит (АД-1, алюминия 99%,  $\rho_0 = 2,71 \text{ г/см}^3$ ) толщиной по 50 мм, между которыми помещались две таблетки диаметром 100 мм и толщиной 5 мм, спрессованные до плотности  $2,7 \text{ г/см}^3$  из окиси европия со связующим органическим веществом. Перпендикулярно оси блока устанавливался коллиматор, щели которого имели размеры  $4 \times 110 \text{ мм}^2$ . Регистрация  $\gamma$ -излучения осуществлялась с помощью фотоэлементов, типа ФЭК-12 с тонким слоем сцинтиллятора. Как в [3, 14] газодинамическое движение было обусловлено сильным взрывом. На рис.3 приведена характерная осциллограмма, на которой видны сигналы, несущие информацию, и фон. Измеренные на базе  $50 \pm 0,14 \text{ мм}$  значения  $D$  и  $D - u$  составляют, соответственно, 25, 77 и 15,26 км/сек, а после учета влияния таблеток и нестационарности — 25,65 и 15,67 км/сек. При этом сжатие на фронте  $\sigma = 2,56$ , давление 10,85 Мбар, внутренняя энергия 0,1228 МДж/г.

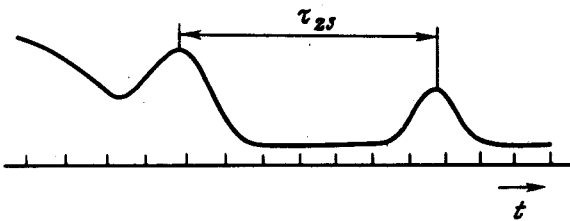


Рис.3. Копия осциллограммы. Метки через 0,2 мксек

Погрешность измерения величин  $D$  и  $D - u$  при коэффициенте доверия 0,95 составляет  $\Delta \ln D = 2,1\%$ ;  $\Delta \ln (D - u) = 1,5\%$ . Это приводит в других переменных к эллипсу погрешностей вида

$$(\cos \phi \Delta \ln y - \sin \phi \Delta \ln x)^2 \alpha^{-2} + (\sin \phi \Delta \ln y - \cos \phi \Delta \ln x)^2 \beta^{-2} = 1,$$

где  $\phi$  — угол между осью  $x$  и главной осью эллипса,  $x = D$  или  $u$ , а  $y = u$ ,  $p$  или  $\epsilon$ . В переменных  $(D, u)$ :  $\phi \approx -30^\circ$ ,  $\alpha = 0,005$ ,  $\beta = 0,041$ ; в

переменных  $(\sigma, p)$ :  $\phi = 23^\circ$ ,  $\alpha = 0,06$ ,  $\beta = 0,01$ ; в переменных  $(\sigma, \epsilon)$ :  
 $\phi = -19^\circ$ ,  $\alpha = 0,075$ ,  $\beta = 0,0085$ .

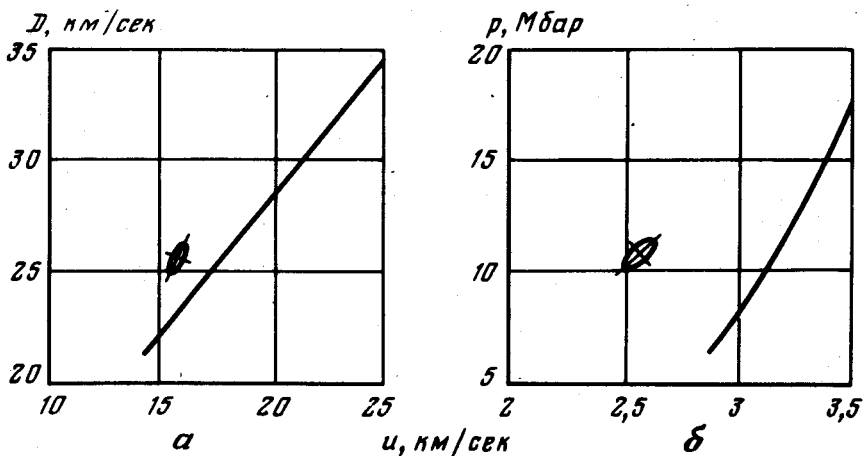


Рис.4. Положение экспериментальной точки в плоскостях  $D, \alpha$  (а);  $p, \sigma$  (б)

На рис.4 в переменных  $(D, \alpha)$  и  $(p, \sigma)$  показано положение экспериментальной точки (с указанием эллипсов погрешности) относительно интерполяционной ударной адиабаты из [7], наиболее полно учитывающей предшествующую экспериментальную информацию и данные уточненной модели Томаса – Ферми. Отклонение превосходит погрешность измерений, что, по-видимому, свидетельствует о проявлении осцилляции ударной адиабаты, обусловленной оболочечным характером электронной структуры.

Поступила в редакцию  
 22 марта 1980 г.

### Литература

- [1] Л.В.Альтшулер. УФН, **85**, 197, 1965.
- [2] С.Б.Кормер, А.И.Фунтиков, В.Д.Урлин, А.Н.Колесникова. ЖЭТФ, **42**, 686, 1962.
- [3] Л.В.Альтшулер, Б.Н.Моисеев, Л.В.Попов, Г.В.Симаков, Р.Ф.Трунин. ЖЭТФ, **54**, 785, 1968.
- [4] Р.Ф.Трунин, М.А.Подурец, Б.Н.Моисеев, Г.В.Симаков, Л.В.Попов. ЖЭТФ, **56**, 1172, 1969.
- [5] Р.Ф.Трунин, Г.В.Симаков, М.А.Подурец, Б.Н.Моисеев, Л.В.Попов. Физика Земли, **1**, 13, 1971.
- [6] Р.Ф.Трунин, М.А. Подурец, Г.В. Симаков, Л.В.Попов, Б.Н.Моисеев. ЖЭТФ, **62**, 1044, 1972.
- [7] Л.В. Альтшулер, Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, Б.С.Чекин, ЖЭТФ, **72**, 317, 1977.
- [8] О.В.Трошин. Изв. высш. уч. зав., сер. физика, **4**, 56, 90, 1958.
- [9] Г.М.Гандельман. ЖЭТФ, **43**, 132, 1962.

[10] J.W.Zink. Phys. Rev., 176, 279, 1968.

[11] F.Rożsnyai. Phys. Rev., A., 5, 1137, 1972.

[12] Д.А.Киржниц, Ю.Е.Лозовик, Г.В.Шпатаковская. Статистическая модель вещества. УФН, 111, 3, 1975.

[13] Г.В.Синько. ЧММСС, 10, 124, 1979.

[14] С.Е.Ragan III, M.G.Silbert, B.C.Diven, J.Appl.Phys., 48, 2860, 1977.

---