

Рис. 4.

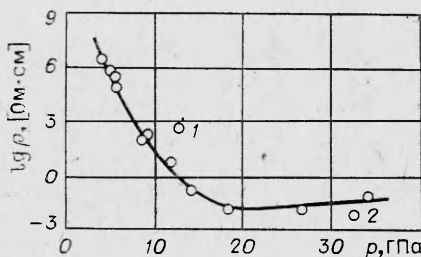


Рис. 5.

реход диэлектрик — металл, и основными носителями тока являются электроны. Однако не исключено, что некоторая доля проводимости серы при ударном сжатии связана с появлением ионов. Подтверждением тому служат электрохимические сигналы амплитудой 0,2 В, зафиксированные автором работы [21].

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Doniach. Adv. Phys., 1969, 76, 18, 819.
2. D. Brust. Phys. Lett. A, 1972, 38, 3, 157.
3. Н. Н. Куликов. ФТТ, 1978, 20, 7, 2027.
4. Л. А. Гатиллов, Л. В. Кулешова. ФТТ, 1981, 23, 9, 2848.
5. J. Aidun, M. S. T. Bukowinski, M. Ross. Phys. Rev. B: Condensed Matter, 1984, 29, 5, 2611.
6. T. E. Slykhouse, H. G. Drickamer. J. Phys. Chem. Solids, 1958, 7, 2/3, 275.
7. Л. Ф. Верещагин, Е. Н. Яковлев, Б. В. Виноградов и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, 8, 50.
8. B. Le Neindre, K. Suito, N. Kawai. High Temp.—High Pres., 1976, 8, 1, 1.
9. L. S. Chabbildas, A. L. Rouff. J. Chem. Phys., 1977, 66, 3, 983.
10. K. J. Dunn, F. P. Bundy. J. Chem. Phys., 1977, 67, 11, 5048.
11. В. В. Евдокимова, Н. Г. Куземская. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 6, 390.
12. H. G. David, S. D. Hamann. J. Chem. Phys., 1958, 28, 5, 1006.
13. J. Berger, S. Joigneau, G. Bottet. C. R. Acad. Sci., Paris, 1960, 250, 26, 4331.
14. U. I. Berg. Arkov för Fysik, 1964, 25, 10, 111.
15. С. С. Набатов, А. Н. Дремин, В. Н. Постнов и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 7, 407.
16. В. В. Якушев, С. С. Набатов, О. Б. Якушева. ФГВ, 1974, 10, 4, 583.
17. M. Cowperthwaite, R. Shaw. J. Chem. Phys., 1970, 53, 2, 555.
18. К. Мейер. Физико-химическая кристаллография/Под ред. Е. Д. Щукина, Б. Д. Сумма. М.: Металлургия, 1972.
19. E. D. West. J. Amer. Chem. Soc., 1959, 81, 1, 29.
20. Е. Ю. Тонков. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении. М.: Наука, 1979.
21. В. М. Шунин. Канд. дисс., МФТИ, 1979.

Поступила в редакцию 3/VI 1985,
после доработки — 14/X 1985

СИЛЬНЫЙ ТОЧЕЧНЫЙ ВЗРЫВ В СЛАБНЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

С. А. Новопашин
(Новосибирск)

Применение теории подобия и размерности к задаче о сильном взрыве в среде с постоянной плотностью либо изменяющейся по закону $\rho = Ar^\omega$ позволяет получить автомодельное решение [1]. При этом плотность среды в точке взрыва $\rho = 0$ ($\omega > 0$) или $\rho \rightarrow \infty$ ($\omega < 0$). Случай $\omega = 0$ соответствует однородной атмосфере. В реальных условиях, однако, приходится рассчитывать течения при взрыве в газе с конечной плотностью, изменяющейся с расстоянием от точки взрыва [2]. В данной работе показано, что для слабнеоднородной атмосферы с конечной плот-

ностью ($\rho(R) = \rho_0 + d\rho/dR \cdot R$, $d\rho/dR \cdot R \ll \rho_0$) теория размерности позволяет установить характер движения сильных ударных волн. При этом к числу определяющих параметров добавляется величина градиента плотности, по которой можно составить дополнительный безразмерный параметр: $d\rho/dR \cdot R/\rho_0$. Выпишем все безразмерные величины, определяющие задачу: κ ; $(E/\rho_0)^{1/2} \cdot t/R^{2+n}$; $\frac{d\rho}{dR} \cdot \frac{R}{\rho_0}$, где E — энергия ($n=3$), энергия на единицу длины ($n=2$) и на единицу площади ($n=1$), κ — показатель адиабаты, n — размерность задачи. Согласно П-теореме [1], общее решение можно записать следующим образом:

$$\left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{1/2} t/R^{2+n} = f\left(\kappa, \frac{d\rho}{dR} \cdot \frac{R}{\rho_0}\right). \quad (1)$$

Введем $t_0 = R^{(2+n)/2}/(\alpha E/\rho_0)^{1/2}$ — решение для сильного взрыва в однородной атмосфере, α — известная функция показателя адиабаты [1]. Перепишем (1) в виде

$$t = t_0 \varphi\left(\kappa, \frac{d\rho}{dR} \cdot \frac{R}{\rho_0}\right).$$

При этом функция $\varphi \rightarrow 1$ при $\frac{d\rho}{dR} \cdot \frac{R}{\rho_0} \rightarrow 0$. Разлагая φ по малой величине, имеем

$$t = t_0 + c(\kappa) \frac{R^{2+n}}{(\alpha E)^{1/2}} \frac{d\rho}{dR} \frac{R}{\rho_0},$$

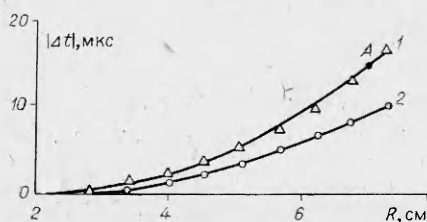
где $c(\kappa) = \frac{\partial \varphi\left(\kappa, \frac{d\rho}{dR} \cdot \frac{R}{\rho_0}\right)}{\partial \left(\frac{d\rho}{dR} \cdot \frac{R}{\rho_0}\right)} \Big|_{\frac{d\rho}{dR}=0}$. Обозначая разницу времен прихода удар-

ной волны до расстояния R в случае однородной и неоднородной атмосфер Δt , получаем

$$\begin{aligned} \Delta t &\sim R^{5/2} \frac{d\rho}{dR} \frac{1}{\rho_0^{1/2}}, \\ \Delta t &\sim R^3 \frac{d\rho}{dR} \frac{1}{\rho_0^{1/2}}, \\ \Delta t &\sim R^{7/2} \frac{d\rho}{dR} \frac{1}{\rho_0^{1/2}} \end{aligned} \quad (2)$$

для линейного случая, цилиндрического и для сферического соответственно. Формулы (2) приводят к известному результату [3]: замедление ударных волн при движении их в область $d\rho/dR > 0$ и ускорение при движении в область $d\rho/dR < 0$ по сравнению со случаем однородной атмосферы.

Метод размерности позволяет определить характер зависимости физических величин, однако коэффициент пропорциональности (в данном случае $c(\kappa)$) остается неопределенным. Поэтому для сравнения с экспе-



Зависимость времени запаздывания (опережения) от расстояния.

Эксперимент [4], $\frac{d\rho}{dR} \cdot \frac{1}{\rho}$, см⁻¹: Δ — 0,045, \circ — 0,032; кривые — расчет настоящей работы.

риментом необходимо вычисление коэффициента $c(\kappa)$ по одной из экспериментальных точек. На рисунке приведено сравнение формул (2) для цилиндрического случая с результатами экспериментов по детонации линейного заряда ВВ в неодородной по плотности атмосфере [4] ($\kappa = \text{const}$). Величина $c(\kappa)$ вычислена в точке А. Совпадение расчета с экспериментом для двух различных градиентов плотности показывает справедливость формул (2).

Автор благодарен С. Ф. Чекмареву за ряд полезных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981.
2. П. И. Чушкин, Л. В. Шуршалов.— В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. Т. 16. ВИНТИ, 1981.
3. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
4. В. И. Мали, С. А. Новопашии, Г. А. Храмов и др.— В кн.: Механика быстропотекающих процессов. Новосибирск, 1984.

Поступила в редакцию 18/VI 1985

ИЗМЕРЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ ТЕМПЕРАТУР В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ АМПУЛАХ СОХРАНЕНИЯ

Д. Л. Гурьев, С. С. Бацанов
(Менделеево)

Для сохранения веществ в физике динамических давлений используются цилиндрические ампулы сохранения [1, 2]. Измерение остаточных температур в стенках цилиндрических ампул — цель настоящей работы.

Первая серия экспериментов проводилась на установке, аналогичной [3]. Цилиндрические ампулы 2 специальной конструкции (рис. 1) прикреплялись к массивной стальной плите 5, что обеспечивало их неподвижное положение в момент и после импульсной нагрузки и позволяло вводить в них термодпары. Ампула с внешним диаметром 10 мм и высотой 50 мм готовилась цельной из стали 30ХГСА и термообработывалась до твердости 35—37 НРС. Она крепилась в капсуле 3, которая в свою очередь ввинчивалась в плиту.

Остаточная температура стенок ампул сохранения измерялась дифференциальными термодпарами константан — Ст. 30ХГСА, причем одним из электродов служил материал ампулы, другим — константановая фольга толщиной 100 мкм. В результате динамического сжатия термодпара не изменила своих термоэлектрических свойств, что проверялось снятием калибровочной кривой термодпары, обработанной импульсным давлением. Измеренное значение коэффициента термо-ЭДС термодпары составило 41 мкВ/град. Рабочий спай 6 размещался на глубине 2 мм от поверхности и на расстоянии 30 мм от верхнего торца ампулы. Спай сравнения 4 размещен таким образом, что температура его сохранялась постоянной во время опыта.

Сигнал регистрировался двумя запоминающими осциллографами С8-13, имеющими различные скорости развертки, равные 10 мс/дел и 10 с/дел, что позволяло регистрировать временной диапазон 10^{-3} — 10^2 с. Запуск разверток осуществлялся синхронно с подачей команды на подрыв. После каждого ударно-волнового нагружения проверялся отклик термодпары на пробный температурный сигнал с целью определения сохранности термодпары. Ошибка в измерении остаточной температуры составляла 10%.