

откольной пластины в настоящих экспериментах, определенные по зависимости $W(t)$ значения $\sigma_{кр}$ следует считать, по-видимому, оценкой сверху.

В заключение отметим, что из приведенных в таблице данных следует, что динамическая прочность анизотропного материала, характеризующаяся σ_s , λ (или W_0), может быть изменена за счет статического предела текучести $\sigma_{0,2}$ путем термообработки, либо статическая ($\sigma_{0,2}$) и динамическая прочности могут быть изменены путем определенной ориентации материала относительно направления действия растягивающих напряжений.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Davison, A. L. Stevens. J. Appl. Phys., 1972, 43, 3, 988.
2. Г. И. Канель. ФГВ. 1982, 18, 3, 77.
3. О. А. Клещевников, В. Н. Софронов и др. ЖТФ, 1977, 47, 8, 1791.
4. П. И. Полухин, С. С. Горечник, В. К. Воронцов. Физические основы пластической деформации. М.: Металлургия, 1982.
5. В. К. Голубев, С. А. Новиков и др. Проблемы прочности, 1983, 2, 53.
6. D. W. Blincow, D. V. Keller. ASTM Spec. Techn. Publ., 1962, 336, 252.
7. V. M. Butcher.— In: Behaviour of Dense Media under High Dynamic Pressures. N. Y.: Gordon and Breach, 1968.
8. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1974, 3, 121.
9. В. К. Голубев, С. А. Новиков и др. ПМТФ, 1980, 4, 136.
10. В. К. Голубев, С. А. Новиков и др. Проблемы прочности, 1984, 4, 41.
11. V. M. Butcher. J. Appl. Mech., 1967, 34, 1, 209.
12. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, 21, 4, 608.
13. М. А. Иванов.— В кн.: Механика взрывных процессов. Вып. 29. Новосибирск, 1977.
14. М. Л. Уилкинс. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
15. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Сеницын. ФТТ, 1963, 5, 1, 269.
16. Ю. Я. Волощенко-Климовицкий. Динамический предел текучести. М.: Наука, 1965.
17. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
18. P. G. Davis, S. J. Mædji. Tr. Amer. обш-ва инж.-механиков, 1975, 2, 58.
19. С. А. Новиков, А. В. Чернов. ПМТФ, 1977, 2, 143.

Поступила в редакцию 21/II 1985,
после доработки — 26/VII 1985

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И СЖИМАЕМОСТЬ СЕРЫ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

*В. И. Постнов, Л. А. Апаньева, А. Н. Дремин,
С. С. Набагов, В. В. Якушев
(Черноголовка)*

Большое внимание в физике высоких давлений уделяется исследованию перехода диэлектриков в металлическое состояние при сильном сжатии [1—5]. Одним из объектов, на примере которого изучался переход диэлектрик — металл, является элементарная сера. Возможность перехода серы в металлическое состояние показана в [6] на основании экстраполяции в область высоких давлений зависимости сдвига края полосы поглощения от плотности. В дальнейшем эта возможность проверялась непосредственным измерением электрического сопротивления образцов под давлением. Исследования проводились не только при статическом сжатии [7—11], но и при ударно-волновом нагружении [12—16]. Однако данные, полученные в условиях динамического воздействия, носят слишком разрозненный характер.

Настоящая работа посвящена измерению электропроводности и сжимаемости орторомбической серы в широком диапазоне динамических давлений (4—34 ГПа) с целью выявления особенностей ее перехода в высокопроводящее состояние.

Используемые в опытах образцы отливали из серы полупроводниковой чистоты ОСЧ 16-5. В зависимости от величины удельного сопротивления ρ эксперименты проводили на двух типах ячеек. Ячейка для

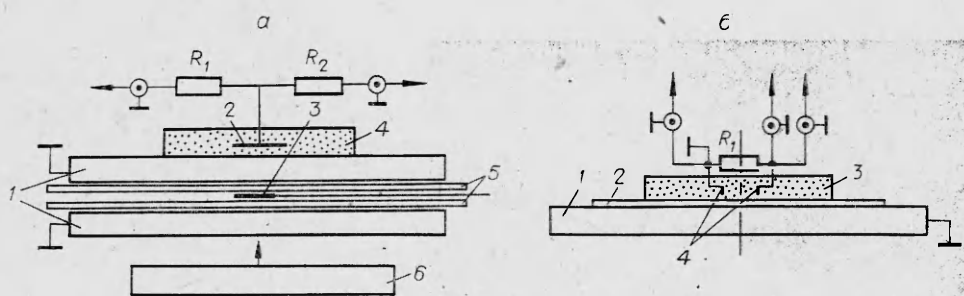


Рис. 1.

измерения $\rho > 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ показана на рис. 1, а. Нижним электродом являлся массивный экран диаметром 120 мм, составленный из двух алюминиевых дисков 1 общей толщиной 4—7 мм. Между дисками располагали манганиновый датчик давления 3, изолированный от металлических поверхностей тефлоновыми пленками 5. Верхний электрод 6, изготовленный из алюминиевой фольги, размещали внутри образца 4 на расстоянии 2 мм от поверхности экрана. Диаметр верхнего электрода составлял 2 мм. Сопротивление ячейки измеряли по двухточечной схеме аналогично [16]. R_1, R_2 — шунтирующее и балластное сопротивления. Динамическое нагружение образца осуществляли алюминиевым ударником 6 диаметром 90 мм, разогнанным продуктами взрыва.

При указанном выше расположении манганинового датчика вначале фиксируется давление в экране p_1 , а затем после разгрузки материала экрана на материал образца — давление в образце p_2 . Это дает возможность по известной ударной адиабате материала экрана методом отражения построить кривую динамической сжимаемости исследуемого вещества.

Когда ρ становилось меньше $10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, использовали другую ячейку (см. рис. 1, б; здесь показан только верхний диск алюминиевого экрана 1). Образец 3 отделяли от поверхности экрана пластинкой слюды 2 толщиной 0,1 мм. Электроды 4, представляющие собой узкие полоски из алюминиевой фольги, располагали перпендикулярно направлению распространения фронта ударной волны (УВ). Ширина электродов составляла 3 мм, высота 1,5 мм, расстояние между ними 15 мм. Сопротивление ячейки с подключенным шунтирующим резистором R_1 измеряли по схеме, позволяющей исключить влияние подводящих проводов.

Осциллограмма одного из опытов показана на рис. 2. На первом канале осциллографа ОК-33 зафиксирован профиль давления в экране (O_1 — нулевой луч первого канала), на втором — падение напряжения на ячейке (O_2 — нулевой луч второго канала), $p_1 = 21 \text{ ГПа}$, $p_2 = 14 \text{ ГПа}$.

Согласно [13], на ударной адиабате серы зафиксированы изломы в области давлений 6,7—10,7 ГПа, соответствующие переходу с увеличением объема. В p, v -координатах (давление — удельный объем) эта адиабата показана на рис. 3, 2. Авторы отождествляют обнаруженный переход с плавлением серы за фронтом УВ. Аналогичный вывод делается и в работе [14] на основании сопоставления температурной зависимости электропроводности жидкой серы в нормальных условиях с температурной зависимостью при ударном сжатии.

Однако экспериментальные результаты настоящей работы не согласуются с данным утверждением. В исследованном нами диапазоне давлений ударная адиабата не имеет особенностей. В D, u -координатах кривую динамической сжимаемости можно описать линейным соотношением

$$D = 2,37 + 1,59u \text{ км/с}; \quad v_0 = 0,483 \text{ см}^3/\text{г},$$

где D — скорость фронта ударной волны; u — массовая скорость; v_0 — начальный удельный объем. Зависимость p от v приведена на рис. 3, 1.

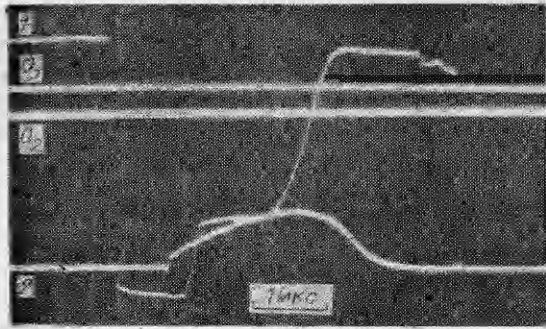


Рис. 2.

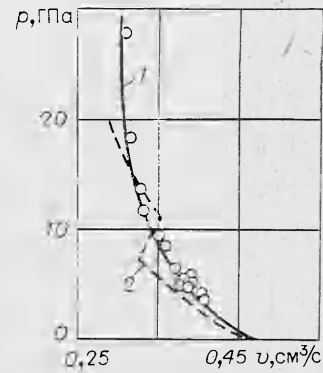


Рис. 3.

По методу, предложенному в [17], проведен расчет температуры серы за фронтом УВ путем интегрирования вдоль ударной адиабаты дифференциального уравнения

$$\frac{dT}{dv} + \frac{T}{v} \left(\frac{dv}{dT} \right)_v = (2c_v)^{-1} \left[p + (v_b - v) \frac{dp}{dv} \right]$$

где T — абсолютная температура; c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме. Предполагалось, что производная $(\partial p / \partial T)_v$ не зависит от давления и объема и равна величине $1,36 \cdot 10^8 \text{ Н}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$ [18], соответствующей нормальным условиям. Удельную теплоемкость для серы определяли из соотношения [18]

$$c_v = c_p - 3,52 \cdot 10^{-2} \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{град})$$

(c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении). Для c_p брали экспериментальную температурную зависимость, полученную в нормальных условиях [19]

$$c_p = 0,8754 + 7,987 \cdot 10^{-2} t - 1,065 \cdot 10^{-6} t^2 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{град}), \\ 20 < t < 115^\circ\text{C}.$$

При $t > 115^\circ\text{C}$ величине c_p присваивали постоянное значение, соответствующее верхней границе применимости данного соотношения. Полученная зависимость $T(p)$ показана на рис. 4 сплошной кривой. Здесь же приведена кривая плавления, взятая из [20]. Видно, что по крайней мере до 10 ГПа расчетная температура на ударной адиабате не достигает температуры плавления.

Данные по измерению удельного сопротивления показаны на рис. 5. Вначале наблюдается довольно резкое уменьшение ρ с ростом p с последующим выходом на примерно постоянный уровень ($\approx 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Давление, при котором происходит смена характера зависимости (давление перехода), находится в пределах 17,5—18,0 ГПа.

С целью качественного анализа влияния температуры на удельное сопротивление температура образцов понижалась по отношению к ее значению на ударной адиабате за счет использования способа многократного нагружения. Эксперименты проводили с аналогичным расположением электродов, что и в ячейках для однократного сжатия. Результаты, соответствующие давлению на ударной адиабате с такой же степенью сжатия, обозначены на рис. 5 цифрами 1 и 2. Значение ρ в точке 1 получено двукратным нагружением (амплитуда первой волны 5,2, второй — 10,1 ГПа), в точке 2 — серией ударных волн, циркулирующих между медными экранами. При давлении ниже перехода ρ возрастает с уменьшением T (примерно на три порядка), что характерно для полупроводников. Выше перехода ρ слабо изменяется с понижением температуры (уменьшается менее чем в два раза), что свойственно для металлов. Из этого можно сделать вывод, что при $p = 17,5 \div 18,0 \text{ ГПа}$ в сере наблюдается пе-

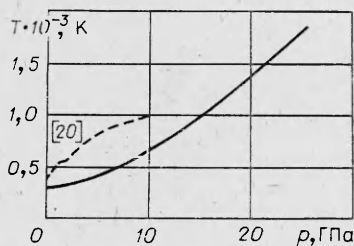


Рис. 4.

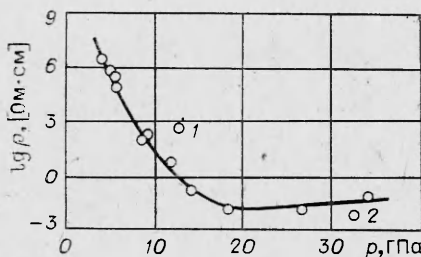


Рис. 5.

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-