

- ристости и предельные свойства металлокерамических материалов // ДАН СССР.— 1949.— Т. 67, № 5.
11. Панин Б. И., Попов В. А. и др. Механические свойства пенопластов, определяющие работоспособность в качестве силовых наполнителей // Пласт. массы.— 1963.— № 12.
 12. Хуане П. С. Снижение прочности хрупких пористых тел // ПМ.— 1965.— № 1.
 13. Кац М. О модуле упругости материалов с ячеисто-пористой структурой // Пробл. прочности.— 1972.— № 3.
 14. Херрман В. Определяющие уравнения состояния уплотняющихся пористых материалов // Проблемы теории прочности.— М.: Мир, 1976.— Вып. 7.
 15. Asay J. R. Shock and release behavior in porous 1100 aluminium // J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, N 1.
 16. Boade R. R. Dynamic compression of porous tungsten // J. Appl. Phys.— 1969.— V. 40, N 9.
 17. Dundekar D. R., Lamothe R. M. Behavior of porous tungsten under shock compression at a room temperature // J. Appl. Phys.— 1977.— V. 48, N 7.
 18. Buch A., Goldschmidt S. Influence of porosity on elastic moduli of sintered materials // Mater. Sci. Engng.— 1969/70.— V. 4, N 5.
 19. Eden G., Smith C. R. Elastic-plastic behavior of porous beryllium // Proc. 5th Intern. Sympos. on Detonation, Pasadena, Calif., 1970.— Arlington, 1970.
 20. Schock R. N., Aleg A. E., Duba A. Quasistatic deformation of porous beryllium and aluminium // J. Appl. Phys.— 1976.— V. 47, N 1.
 21. LASL shock Hugoniot data // Ed. S. P. Marsh.— Berkeley; Los Angeles; London: University of Calif. Press, 1980.
 22. Butcher B. M., Carroll M. M., Holt A. C. Shock-wave compaction of porous aluminium // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 9.
 23. Butcher B. M. Dynamic response of partially compacted porous aluminium during unloading // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44, N 10.

Поступила 22/IX 1987 г.

УДК 539.63 : 537.311.3

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КРЕМНИЯ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

С. Д. Гилев, А. М. Трубачев

(Новосибирск)

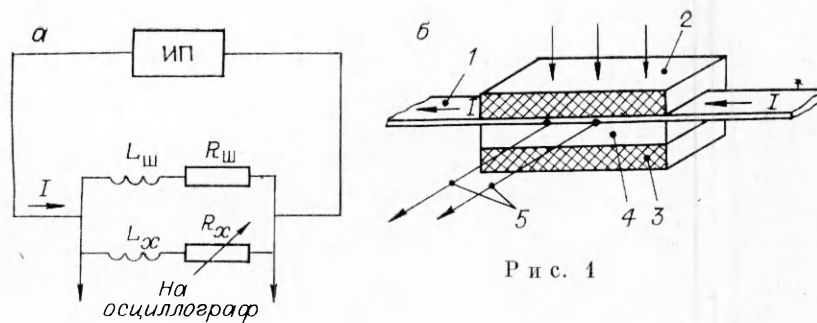
Изучение фазовых переходов диэлектрик (полупроводник)— металл посредством регистрации электропроводности представляет большой интерес для физики ударных волн (УВ) и физики твердого тела. Проблема измерения проводимости в УВ поставлена более двадцати лет назад и обсуждалась многими авторами [1—4]. Трудности решения данной задачи связаны с тем, что в условиях ударно-волнового нагружения проводимость вещества за доли микросекунды изменяется на много порядков и достигает проводимости классических металлов. Измерению проводимости в таких условиях посвящены работы [5—11].

Наибольшее применение получил метод измерения с использованием шунта, присоединенного параллельно исследуемому образцу [5—9]. Шунт служит для включения тока в силовой цепи и ограничения диапазона изменения напряжения на измерительной ячейке. Однако пространственное разделение образца и шунта приводит к большой инерционности измерительной схемы, что делает определение высокой проводимости ($\sigma > 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) весьма трудным. В настоящее время надежно зарегистрированы $\sigma \approx 10^4\text{—}10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

В данной работе предлагается усовершенствованная схема измерения высокой проводимости и методика обработки экспериментальных данных, которая обеспечивает наносекундное временное разрешение и поднимает верхнюю границу измеряемых σ до $10^6\text{—}10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Определена зависимость электропроводности от давления для сплошного и пористого кремния в условиях однократного и многократного сжатия в диапазоне интенсивностей УВ 7—20 ГПа.

1. На рис. 1, а приведена электротехническая схема измерения электропроводности при фазовых переходах диэлектрик (полупроводник)— металл. Она включает в себя источник питания (ИП), шунт и исследуемый образец. В начальный момент времени сопротивление образца велико и практически весь ток протекает через шунт. С выходом УВ на образец его сопротивление становится сравнимым с сопротивлением шунта, ток I в цепи шунт — образец перераспределяется с характерным временем

$$(1.1) \quad \tau \sim (L_{\text{ш}} + L_x) / (R_{\text{ш}} + R_x).$$



Р и с. 1

Здесь $L_{ш}$, L_x и $R_{ш}$, R_x — индуктивность и сопротивление шунта и образца. Величиной τ определяется временное разрешение схемы. При определении высокой проводимости сопротивление цепи измерительной ячейки мало, а ее индуктивность вследствие пространственного разделения шунта и образца остается значительной. Это приводит к большим τ .

Обозначим через τ_1 время существования зоны высокого давления в УВ, τ_2 — время прохождения УВ по образцу. В зависимости от соотношений между τ , τ_1 , τ_2 возможны три практически важных случая: при $\tau \geq \tau_1$ корректное измерение невозможно; при $\tau_2 < \tau \ll \tau_1$ возможно, но только в режиме многократного сжатия, при этом состояние вещества часто плохо определено, а результатом измерений является установившееся значение проводимости, найденное с большими погрешностями; при $\tau < \tau_2 \ll \tau_1$ возможны измерения проводимости в условиях многократного и однократного сжатия. Такой анализ достаточно элементарен, однако известные из литературы эксперименты по измерению высокой проводимости по соотношению между характерными временами относятся в основном к первым двум случаям.

Из сказанного ясно, что уменьшение времени релаксации — крайне важная задача, без решения которой нельзя надеяться на получение достоверных результатов по проводимости вещества.

2. Из соотношения (1.1) видно, что для уменьшения времени переходных процессов в измерительной ячейке необходимо снижать ее индуктивность. На рис. 1, б приведена схема измерительной ячейки, которая имеет минимальную индуктивность. Шунт 1, изготовленный из полоски тонкой фольги, наложен на исследуемый образец 4 такой же ширины и находится с ним в электрическом контакте по всей общей поверхности, 2, 3 — изолирующие прокладки. От генератора тока через выводы шунта к ячейке подводится ток, в процессе измерения он поддерживается неизменным. УВ входит в образец через изолятор 2 и шунт 1. Напряжение с ячейки снимается с помощью электродов 5, расположенных в плоскости раздела шунт — образец перпендикулярно направлению течения тока. Такая конструкция измерительной ячейки существенно уменьшает длительность переходных процессов, ограничивающих временное разрешение и измеряемую проводимость. Особенностью схемы является то, что измерения производятся в процессе распространения УВ по образцу в условиях однократного сжатия. Измерения возможны и после прихода УВ на изолирующую прокладку 3 и полного установления токов в цепи шунт — образец (режим многократного сжатия).

Рассмотрим процесс распространения УВ по образцу. Пусть при $t = 0$ волна входит в исследуемое вещество. Обозначим через D скорость фронта УВ, u — массовую скорость, h_1 — толщину шунта, h — толщину образца. За фронтом УВ в веществе появляется проводимость σ . По мере распространения УВ в глубь вещества ток из шунта перераспределяется по слою ударно-сжатого вещества.

Примем следующие предположения: 1) скин-эффект в шунте и образце отсутствует; 2) проводимость образца σ постоянна во времени; 3) проводимость за фронтом УВ появляется без какой-либо задержки во времени; 4) сопротивление шунта и общий ток в цепи постоянны. Нетрудно

убедиться, что при этих предположениях проводимость образца найдется следующим образом:

$$(2.1) \quad \sigma = \frac{h_1 \sigma_1}{D-u} \frac{1}{t} \left(\frac{V_0}{V(t)} - 1 \right), \quad 0 < t < \frac{h}{D}.$$

Здесь $V(t)$ — регистрируемое напряжение на электродах; V_0 — начальное напряжение; σ_1 — проводимость шунта. Принципиальное значение при выводе (2.1) играют два первых предположения. Систематические отклонения экспериментальной зависимости $\sigma = \sigma(t)$, полученной по (2.1), от константы свидетельствуют о наличии профиля проводимости или о влиянии скин-эффекта. Определим границы применимости (2.1) по скин-эффекту. Запишем условия отсутствия к моменту времени t скин-эффекта в шунте

$$(2.2) \quad h_1 \ll \sqrt{t/(\mu_0 \sigma_1)}$$

и в образце

$$(2.3) \quad (D-u)t \ll \sqrt{t/(\mu_0 \sigma)}.$$

Совместное решение (2.2) и (2.3) дает следующее ограничение на время наблюдения:

$$(2.4) \quad \tau_3 \ll t \ll \tau_4.$$

Здесь $\tau_3 = h_1^2 \mu_0 \sigma_1$; $\tau_4 = [\mu_0 \sigma (D-u)^2]^{-1}$ (τ_3 определяет скин-эффект в шунте, τ_4 — в образце). Условие (2.4) устанавливает рабочую область для (2.1) по скин-эффекту. Численная оценка показывает, что при измерениях высокой проводимости τ_3 и τ_4 лежат в наносекундном диапазоне.

Обсудим также вопрос о временном разрешении предложенной схемы. Время разрешения определяется, вообще говоря, скин-эффектом в шунте $\tau = \tau_3$ и при использовании тонких фольг составляет единицы или десятки наносекунд. Однако вблизи $t = 0$ необходимо учитывать расщепление падающей УВ на шунте, связанное с различием ударных импедансов слоев (изолятор, шунт, образец). Время разрешения фронта проводимости $\tau_{\text{ф}}$ находится поэтому как максимальное из двух времен: времени скин-эффекта в шунте τ_3 и времени ударио-волнового установления в шунте τ_5 : $\tau_{\text{ф}} = \max(\tau_3, \tau_5)$, где $\tau_5 \simeq h_1 n/c$ (c — скорость волн в шунте, n — число проходов волн, обеспечивающее выравнивание давлений в изоляторе и образце). Оценки показывают, что при использовании фольг $h_1 < 500$ мкм $\tau_{\text{ф}} = \tau_5$.

3. Нами проведены эксперименты по измерению σ пористого и монокристаллического кремния. В качестве пористого кремния применялся кремний КП-1, размолотый в порошок с размером частиц около 1 мкм, толщины образцов 0,8—3,5 мм. Монокристаллический кремний брался в виде пластинок толщиной около 0,27 мм (начальное удельное сопротивление ~ 100 Ом·см). Сила тока через измерительную ячейку составляла 500 А и поддерживалась в процессе измерения постоянной. Шунт изготавливался из константаповой фольги толщиной ~ 100 мкм (ширина шунта 10 мм).

Измерительная ячейка нагружалась от генератора плоской волны диаметром 75 мм, дающего примерно треугольный профиль давления длительностью 5 мкс. Генератор обеспечивал плоскостность волны в пределах 40 нс на диаметре 50 мм и лучше чем 10 нс на базе измерительных выводов 5—6 мм. Сигналы записывались на осциллографе С1-75 с полосой частот 250 МГц.

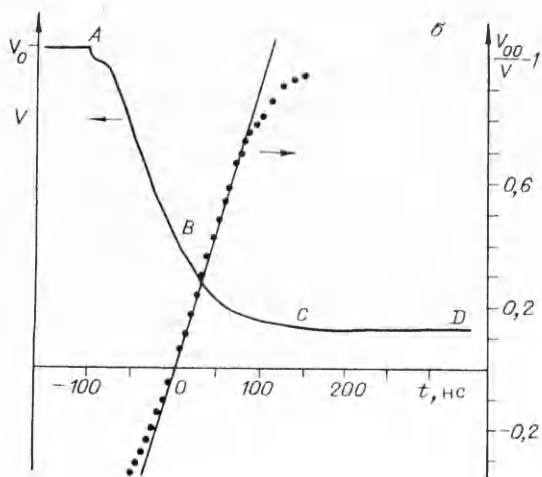
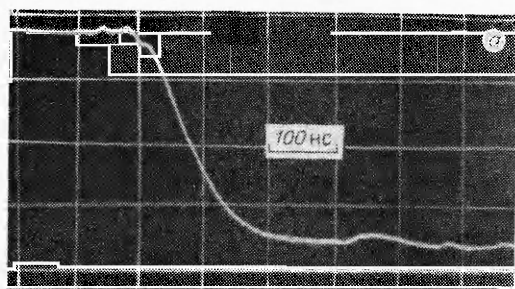
Для изменения интенсивности падающей УВ применялись различные взрывчатые вещества, а также прокладки из веществ с отличающимися ударными импедансами. Давление в измерительной ячейке рассчитывалось на основе известных ударных адиабат материалов и контролировалось в ряде опытов манганиновым датчиком. Значения коэффициентов в зависимости $D = a + \lambda u$ для использованных материалов сведены в таблицу

Вещество	Плотность, 10^3 кг/м^3	a	λ	Источник
Медь	8,9	3,915	1,495	[12]
Д16Т	2,78	5,328	1,338	[13]
Гетинакс	1,37	3,048	1,422	[13]
Пористый крем- ний	1,0	0,173	1,84	[14]
Полистирол	1,05	2,4	1,637	[15]

(данные по ударной сжимаемости монокристаллического кремния взяты из [16]).

На рис. 2, а представлена осциллограмма опыта по измерению электропроводности пористого кремния. УВ переводит порошок в проводящее состояние, что фиксируется на осциллограмме как резкое уменьшение уровня сигнала. Падающая УВ претерпевает расщепление на шунте, и в кремний выходит последовательность возрастающих по интенсивности УВ. Последующие волны имеют большую скорость распространения и движутся по уже сжатому веществу, так что на некотором расстоянии от шунта в образце вновь образуется одна УВ. Влияние расщепления волны зависит от толщины шунта и приводит к характерному перегибу в начале осциллограммы.

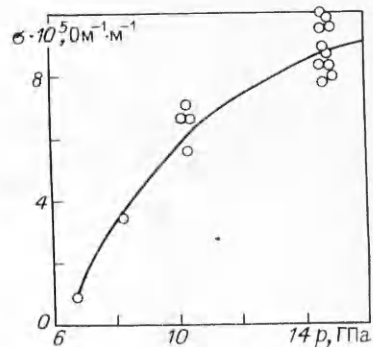
На рис. 2, б показаны та же осциллограмма и результат ее обработки. Меткой А обозначен момент входа УВ в вещество, меткой С — расчетный момент выхода УВ на изолирующую стенку. По правой оси ординат отложена безразмерная величина $V_{00}/V - 1$ (V_{00} — уровень сигнала, принятый при обработке за начальный; соответствующий момент времени принят за нуль (метка В)). При постоянной σ без скин-эффекта эта зависимость, согласно (2.1), должна изображаться прямой линией. После ударно-волнового установления ($\sim 100 \text{ нс}$) экспериментальные точки неплохо ложатся на прямую линию, ее наклон определяет величину электропроводности. Найденное значение σ по представленной обработке осциллограммы составляет $8,9 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Отклонения точек от прямой в поздние моменты времени связаны с проявлением скин-эффекта.



Р и с. 2

Анализ экспериментов показал, что: 1) появление проводимости точно соответ-

ствует моменту появления ударной волны.



Р и с. 3

ствует моменту выхода в образец УВ, если же задержка появления проводимости и существует, то она менее 5—10 нс. Определение задержки проводилось сопоставлением момента выхода УВ в образец и времени появления проводимости в нем; 2) проводимость кремния в сжатом состоянии остается практически постоянной со временем; 3) точность нахождения σ с использованием указанной методики обработки осциллограммы не хуже 10 %. Поскольку σ определяется по большому числу точек в одном и том же эксперименте, методика оказывается мало чувствительной к наводкам и другим посторонним сигналам; 4) схема измерений позволяет проследить качественную зависимость $\sigma(p)$ в одном выстреле, что связано с расщеплением УВ на шунте. Для пористого кремния σ увеличивается с повышением давления p , это проявляется в росте наклона кривой обработки осциллограммы на начальном участке (временной интервал AB на рис. 2, б).

К недостаткам измерительной ячейки следует отнести два обстоятельства: 1) так как начальный участок осциллограммы исключается из рассмотрения, информация о динамике роста электропроводности во фронте УВ теряется. Наиболее радикальный способ улучшения временного разрешения фронта проводимости — согласование импедансов верхней прокладки и шунта; 2) образец имеет конечную ширину и окружен материалом с другими ударно-волновыми свойствами. В центральной части образец сжимается плоской УВ, а по краям его состояние определяется более сложным взаимодействием волн. Размер возмущенной зоны зависит от толщины образца и степени близости ударных адиабат материалов. Выполненные оценки показали, что в проведенных экспериментах вклад краевого эффекта в определяемое значение σ не превышает 4 % для самых толстых из использовавшихся образцов, что находится в пределах точности методики измерения проводимости.

На рис. 3 представлены результаты экспериментов по измерению электропроводности пористого кремния. Каждый кружок соответствует отдельному эксперименту, в котором значение σ находится из обработки осциллограммы в координатах $(V_{00}/V - 1, t)$. Проводимость пористого кремния возрастает с увеличением давления в УВ, но в зависимости $\sigma(p)$ можно обнаружить черты насыщения. Разброс точек объясняем разбросом в начальной плотности пористого кремния ($\pm 8\%$).

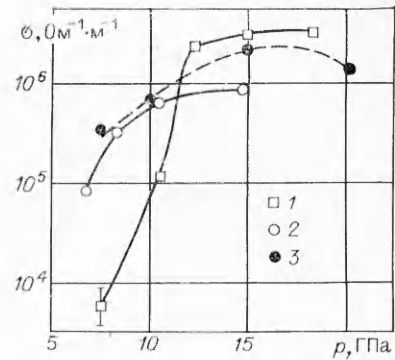
Серия экспериментов с монокристаллическим кремнием проводилась на тонких образцах, поэтому задача проследить динамику процесса не ставилась и фиксировалось только установившееся после многократного прохождения волн значение σ . В остальном постановка экспериментов не отличалась от опытов с пористым кремнием. Осциллограмма одного из опытов с монокристаллом приведена на рис. 4. Под действием УВ напряжение на измерительной ячейке резко уменьшается. Небольшое изменение напряжения в дальнейшем связано со спадающим профилем давления. Через некоторое время на образец со свободной поверхности приходит волна разгрузки и кремний испытывает обратный переход в непроводящее состояние (время обратного перехода ~ 250 нс). В волне разрежения нарушается целостность электрической цепи, и сигнал становится непредсказуемым.

Измерения показали, что при снятии p в волне разгрузки у монокристалла наблюдается значительный гистерезис проводимости, достигающей по величине более порядка. Гистерезис имеет место и для пористого кремния, однако вследствие более плавной зависимости σ от p и неопределенности в положении изоэнтропы разгрузки надежно зарегистрировать его сложнее.

На рис. 5 представлены результаты измерений σ монокристаллического кремния 1 вместе с усредненными данными по пористому кремнию 2. Сравнение результатов экспериментов показывает, что при $p < 12$ ГПа зависимость $\sigma(p)$ для монокристалла значительно более резкая, чем для порошка, а при больших p имеет характер плато. Как известно, при высоком давлении кремний испытывает фазовый переход полупроводник —



Р и с. 4

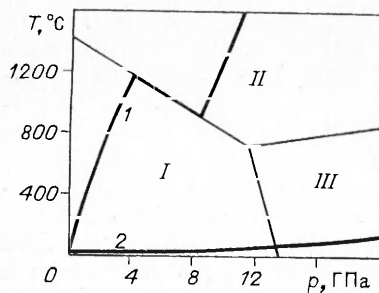


Р и с. 5

металл [17, 18]. Это полиморфный переход, характеризующийся изменением структуры кристаллической решетки от кубической типа алмаза к решетке типа белого олова. Давление фазового перехода в монокристаллическом кремнии, определенное в [16] по излому ударной адиабаты, 13,4 ГПа. Общее увеличение σ в УВ составило в наших экспериментах для сплошного кремния 10^6 раз, для пористого — более чем 10^{12} раз.

На рис. 5 показаны также результаты измерений σ пористого кремния в условиях многократного сжатия \mathcal{E} . Порошок кремния находился в узкой щели между пластинами из гетинакса. Расчет σ проводился по установившемуся уровню напряжения (метка D на рис. 2, б). В среднем точки для многократного сжатия лежат выше, чем для однократного, однако измерениям в таких условиях присущи большие погрешности, что связано с неопределенностями в положении ударной адиабаты многократного сжатия и малым конечным сигналом. Тем не менее из сопоставления данных по сжатию пористого кремния видно, что понижение температуры ударно-сжатого вещества приводит к увеличению σ , что указывает на ее металлический характер.

На рис. 6 в переменных $T - p$ изображены фазовая диаграмма кремния [19] и рассчитанные зависимости $T - T(p)$ для пористого 1 и сплошного 2 кремния при сжатии в УВ. В областях I—III кремний существует соответственно в полупроводниковой фазе, в виде расплава и в металлической фазе (расплаву присущи металлические свойства). Обращает на себя внимание тот факт, что при близости по порядку величины проводимости сплошного и пористого кремния в области фазового перехода механизмы появления проводимости существенно различаются. Проводимость пористого кремния возникает вследствие его плавления в УВ. Характерно, что полученные значения σ близки к проводимости расплава при атмосферном давлении [20]. Проводимость сплошного кремния появляется в ходе протекания фазового превращения полупроводник — металл и основную роль при этом играет давление. Поэтому зависимость $\sigma(p)$ для сплошного кремния в области давлений до фазового перехода имеет большую крутизну.



Р и с. 6

4. Методика обработки данных эксперимента, рассмотренная выше, предполагает отсутствие скин-эффекта в шунте и образце. Для исследования предельных возможностей схемы измерений рассмотрена одномерная задача о скин-эффекте в системе шунт — образец. Задача решена численно, проводимость образца за фронтом УВ полагалась постоянной. Получены решения для моментов времени, соответствующих распространению УВ по образцу (режим однократного сжатия), и для моментов времени после прихода

УВ на стенку и полного установления токов (режим многократного сжатия). В ходе решения задачи найдены значения параметров системы шунт — образец, при которых скин-эффект мал. Оценки предельной проводимости для режима однократного сжатия следующие: $4 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для слабосжимаемых веществ типа металлов и $10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для вещества с $u/D = 0,5$. Режим многократного сжатия позволяет существенно поднять верхний предел измеряемой проводимости: $10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для слабосжимаемого вещества и $3 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для вещества с $u/D = 0,5$. Проведенный анализ показал, что возможно измерение σ в УВ соответствующей проводимости обычных металлов. Предложенная методика в значительной мере решает давнюю проблему измерения высокой проводимости вещества при фазовых переходах диэлектрик — металл в УВ.

Авторы выражают благодарность Е. И. Биченкову за советы и поддержку при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алдер Б. Физические эксперименты с сильными ударными волнами // Твердые тела под высоким давлением. — М.: Мир, 1966.
2. Styris D. L., Duvall G. E. Electrical conductivity of materials under shock compression // High Temperatures — High Pressures. — 1970. — V. 2, N 5.
3. Килер Р. Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях // Физика высоких плотностей энергии. — М.: Мир, 1974.
4. Якушев В. В. Электрические измерения в динамическом эксперименте // ФГВ. — 1978. — № 2.
5. Куленова Л. В. Электропроводность нитрида бора, хлористого калия и фторопласта-4 за фронтом ударных волн // ФТТ. — 1969. — Т. 11, вып. 5.
6. Набатов С. С., Дремин А. Н. и др. Измерение электропроводности серы при динамическом сжатии до 400 кбар // Письма в ЖТФ. — 1979. — Т. 5, вып. 3.
7. Набатов С. С., Дремин А. Н. и др. Измерение электропроводности серы при сверхвысоких динамических давлениях // Письма в ЖЭТФ. — 1979. — Т. 29, вып. 7.
8. Постнов В. П., Ананьева Л. А. и др. Электропроводность и сжимаемость серы при ударном сжатии // ФГВ. — 1986. — № 4.
9. Mashimo T., Kimura Y., Nagayama K. Precise measurement of the electrical conductivity of silicon under shock compression. — Kumamoto University, 1984.
10. Гатиллов Л. А., Куленова Л. В. Измерение высокой электропроводности в ударно-сжатых диэлектриках // ПМТФ. — 1981. — № 1.
11. Гатиллов Л. А., Куленова Л. В. Электропроводность подцистого цезия за фронтом ударной волны при давлениях до 100 ГПа // ФТТ. — 1981. — Т. 23, вып. 9.
12. Альтшулер Л. В., Баканова А. А. и др. Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // ПМТФ. — 1981. — № 2.
13. Физика взрыва/Под ред. Г. П. Станюковича. — М.: Наука, 1975.
14. Nagayama K., Mashimo T. Magnetohydrodynamic study of flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in semiconductors // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение. — М.: Наука, 1984.
15. Compendium of shock wave data/Ed. M. van Thiel. — Livermore, 1966.
16. Goto T., Sato T., Syono Y. Reduction of shear strength and phase-transition in shock-loaded silicon // Jap. J. Appl. Phys. — 1982. — V. 21, N 6.
17. Bundy F. P. Phase diagrams of silicon and germanium to 200 kbar, 1000 °C // J. Chem. Phys. — 1964. — V. 41, N 12.
18. Павловский М. П. Образование металлических модификаций германия и кремния в условиях ударного сжатия // ФТТ. — 1967. — Т. 9, вып. 11.
19. Тонков Е. Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении. — М.: Наука, 1979.
20. Глазов В. М., Чижевская С. Н., Глаголева И. П. Жидкие полупроводники. — М.: Наука, 1967.

Поступила 23/IX 1987 г.

УДК 532.593

ВЯЗКОУПРУГОСТЬ АЛЮМИНИЯ В ВОЛНАХ РАЗРЕЖЕНИЯ

Г. И. Канель, С. В. Разоренов, В. Е. Фортков

(Черноголовка)

Ранее показано [1—3], что в ударно-сжатых металлах догрузочные волны сжатия, как и волны разрежения, имеют упругие предвестники. Анализ хода изменения состояния в следующих за ударной волной (УВ) волнах сжатия и разрежения показал, что приращения девиаторных на-