

05;12

Металлизация селена при ударном сжатии

© С.Д. Гилев

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: gilev@hydro.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 18 ноября 2005 г.)

С целью исследования фазовых переходов в селене поставлены разрешенные во времени измерения электропроводности при ударном сжатии до 32 GPa. Найденная зависимость электропроводности от давления $\sigma(P)$ включает два участка: резкий рост ($P < 21$ GPa) и „плато“ ($P > 21$ GPa). Полученные экспериментальные данные вместе с оценками температуры показывают, что при $P < 21$ GPa селен находится в полупроводниковом состоянии. В полупроводниковом селене ширина энергетической щели существенно уменьшается при сжатии. При давлении $P > 21$ GPa электропроводность демонстрирует насыщение на уровне $\sim 10^4 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Столь высокая электропроводность свидетельствует об эффективной металлизации ударно-сжатого селена. Эксперименты с образцами различной начальной плотности выявляют влияние температуры на фазовый переход. Так, порошковый селен металлизует при меньшем ударном давлении, чем сплошной. Сопоставление оценок температуры с фазовой диаграммой селена указывает, что порошковый селен металлизует в ударной волне в результате плавления. Вероятными механизмами ударно-волновой металлизации сплошного селена являются плавление или твердофазный переход. Металлическая фаза возникает при ударном сжатии без заметной временной задержки. В то же время снятие давления сопровождается временным сохранением металлической фазы и задержкой обратного перехода

PACS: 81.40.Vw, 42.62.-b

Введение

В 1930-х гг. на основе зонной теории твердых тел было предсказано явление металлизации диэлектриков при сильном сжатии. В начале 1960-х гг. металлизация была обнаружена экспериментально для большого класса полупроводников при статическом сжатии [1–4]. В условиях ударного сжатия металлический переход идентифицирован на основе анализа особенностей ударных адиабат в середине 1960-х гг. [5], однако первые прямые наблюдения металлизации относятся к концу 1970-х гг. [6].

На протяжении нескольких последних десятилетий металлизация является предметом пристального изучения в физике высоких давлений и высоких плотностей энергии. Причина интереса обусловлена универсальным характером металлического состояния, которое должно достигаться при достаточно сильном сжатии всех веществ. Основные научные проблемы, возникающие при изучении металлизации (и вообще фазовых переходов) при высоком давлении, состоят в нахождении механизмов, динамики, порога перехода и характеристик нового состояния вещества. Вследствие недостаточного развития теоретических подходов и сложности явления в настоящее время основным методом изучения подобных переходов является эксперимент.

Особое внимание уделяется исследованию элементарных полупроводников. Пожалуй, наиболее изучены на сегодняшний день кремний и германий. Меньшее внимание исследователей привлекал селен. Свойства селена существенно зависят от фазы, степени чистоты, технологии приготовления, температурной истории образца и условий кристаллизации [7]. Уже небольшой нагрев

приводит к существенному изменению термодинамических свойств аморфного образца [7,8]. Все это создает трудности при постановке и проведении исследований. Основные научные результаты изучения металлизации селена получены в условиях статического сжатия [9–30]. Их можно обобщить следующим образом.

Аморфный и моноклинный селен при давлении около 13 GPa испытывает переход в фазу высокого давления, что диагностируется при помощи методов электросопротивления, рентгеновской дифракции и отражения света [10,12,13,15–17,19–22,24,27,28,30]. Селен в фазе высокого давления демонстрирует отчетливо выраженные металлические свойства [11,23,30], обладает сверхпроводимостью [13,17] и имеет моноклинную структуру [28]. Вместе с тем металлическая фаза оказывается нестабильной и при достаточно большой выдержке под давлением самопроизвольно трансформируется в полупроводниковую фазу [15–17,20,22,28]. Протекание этих переходов существенно зависит от температуры, времени выдержки образца и динамики роста давления [21,22,28]. Дальнейшее сжатие образца приводит к появлению при давлении около 20 GPa стабильной металлической фазы, имеющей моноклинную структуру [28].

Тригональный селен переходит при давлении $P \approx 14$ GPa в другую полупроводящую фазу [14,15,22,27,28]. При дальнейшем сжатии полупроводящая фаза переходит в объемно-центрированную моноклинную металлическую фазу (давление около 23 GPa) [22,27,28]. При повышении давления селен сохраняет свои металлические свойства и испытывает ряд последовательных превращений, сопровождающихся

повышением симметрии кристаллической структуры (переходы при 28, 60, 140 GPa) [27].

На сегодняшний день фазовая диаграмма селена при высоком давлении не установлена. Диаграмма построена для области плавления (температура около 1000 K, давление до 10 GPa), где обнаружен переход полупроводник–металл в расплаве [25,26]. Положение границы твердофазного металлического перехода неопределенно. Вместе с тем имеются данные о сильном влиянии температуры на металлический переход [21].

В условиях динамического сжатия поведение селена исследовалось в работах [31–34]. В [31] металлический переход селена предложено использовать для диагностики ударных волн. Ударная волна неизвестной интенсивности пересекала тонкую селеновую пленку и производила включение тока ~ 10 mA, создаваемого высоковольтным источником. В [32] исследовался тригональный селен после ударного нагружения в ампуле сохранения. Обнаружена фаза с кубической примитивной ячейкой. Внешний вид образца свидетельствовал о плавлении.

Полноценное исследование аморфного селена проведено в [33], где построена ударная адиабата (до давления 25 GPa) и выполнены измерения удельного сопротивления. При росте давления ударной волны до 6.7 GPa электропроводность селена растет более чем на два порядка величины, что авторы объясняют температурным разогревом образца. Рост электропроводности носит полупроводниковый характер и описывается постоянной шириной энергетической щели 2.4 eV. В [34] приведены данные измерений ударной адиабаты селена при давлении ударной волны до 112 GPa. Ударная адиабата не имеет явных особенностей и для области малых давлений практически совпадает с [33].

Таким образом, на сегодняшний день неизвестно, металлизуется ли селен при ударном сжатии. Исследования ударной сжимаемости [33,34] не выявили каких-либо особенностей, указывающих на фазовый переход. Электрические измерения [33] ограничены относительно малыми давлениями, а факт включения тока селеновой пленкой [31] не имеет однозначной трактовки, поскольку, неясны параметры нагружения и свойства образца. Неизвестны давление металлизации, механизм перехода и параметры нового состояния вещества. Из опытов по статическому сжатию следует, что ход превращения зависит от времени выдержки образца при высоком давлении [15–17,21,28]. При этом в образце происходят длительные (от нескольких минут до часов) переходы в металлическое или полупроводниковое состояние. Поэтому совершенно непредсказуемо поведение селена в условиях ударного сжатия, когда время сжатия лежит в наносекундном диапазоне, а существование зоны высокого давления ограничено несколькими микросекундами.

Целью настоящей работы является исследование металлизации селена при ударном сжатии. Нас интересовали следующие вопросы: имеет ли место металлизация селена в динамических условиях? Каковы

основные параметры металлического состояния селена? Каковы возможные механизмы перехода? Постановка этих проблем, помимо фундаментальной важности данных о состоянии вещества при высоких плотностях энергии, обусловлена рядом приложений, где необходимо знать свойства ударно-сжатого вещества. Среди таких приложений можно отметить новые методы ударно-волновой диагностики [31,35], применение ударно-индуцированных волн проводимости для генерации сверхсильных магнитных полей [36–38], управление потоками электромагнитной энергии [38] и создания мощных импульсов электромагнитного излучения [39].

В качестве основного метода исследования в настоящей работе используется метод электропроводности. По нашему мнению, это наиболее прямой и информативный метод, дающий возможность достаточно определенно судить о состоянии вещества. При выполнении работы мы опирались на опыт, накопленный при исследовании ударно-волновой металлизации кремния [40,41], а также переходов при ударном сжатии металлических порошков [42].

Методика эксперимента

Для измерения электропроводности используется электроконтактная схема (рис. 1, *a*). Ток в цепи создается разрядом емкости C . Измерения проводятся в максимуме тока, когда изменение тока минимально. Два параллельных сопротивления (R_s — сопротивление шунта, R_x — сопротивление образца) составляют измерительную ячейку. Выделенная пунктиром часть схемы уничтожается в эксперименте. Конструкция измерительной ячейки приведена на рис. 1, *b*. Шунт в виде константановой фольги (толщина 100–200 μ s) накладывается на исследуемый образец и контактирует с ним по всей поверхности. Плоская ударная волна входит в ячейку сверху через диэлектрик и шунт. Регистрируется напряжение на электродах, подключенных к шунту на поверхности раздела шунт–образец. Время регистрации, как правило, ограничено распространением ударной волны по образцу, хотя можно получить информацию для более поздних времен, пока ячейка не испытывает разрушения. Особенности данной ячейки обсуждались в [43–45].

Технология измерений при переходе диэлектрик(полупроводник)–металл в ударных волнах зависит от величины электропроводности исследуемого вещества [44,45]. Для относительно невысокой электропроводности $\sigma < 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ применимо электротехническое приближение. В этом случае средняя электропроводность вещества σ может быть найдена по формуле [40]:

$$\sigma = \frac{\delta_s}{\rho_s(D-u)} \frac{1}{t} \left(\frac{V_0}{V} - 1 \right),$$

где δ_s — толщина фольги, ρ_s — удельное сопротивление фольги, V_0 — начальное напряжение, D — волновая

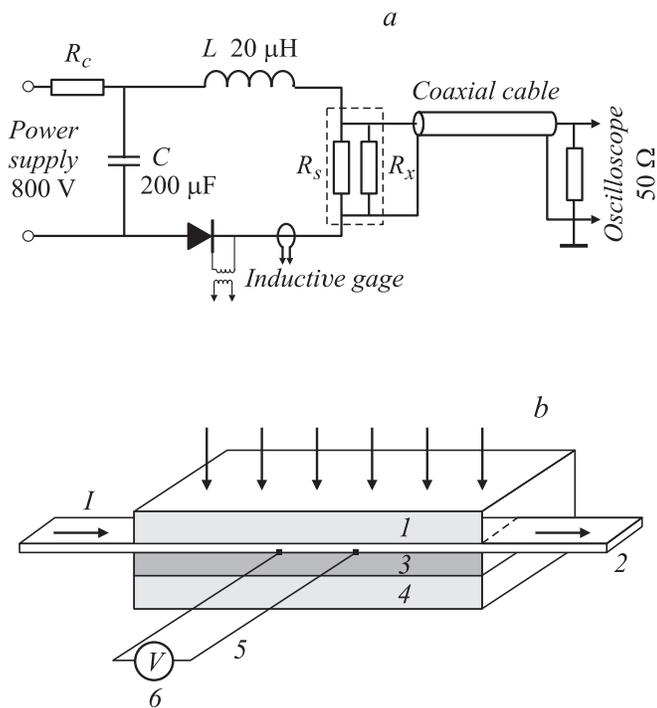


Рис. 1. Электрическая схема измерений (а) и измерительная ячейка электропроводности (б). Измерительная ячейка (а) представлена в виде двух параллельных сопротивлений R_x и R_s . 1 — диэлектрическая пластина, 2 — тонкая константановая фольга (электрический шунт), 3 — исследуемое вещество, 4 — диэлектрик, 5 — электроды, 6 — осциллограф.

скорость, u — массовая скорость. Для высокой электропроводности $\sigma > 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ необходимо учитывать скин-эффект в проводящем слое, формируемом ударной волной. В этом случае технология измерений основывается на анализе электромагнитных процессов в системе шунт—образец [43] и сводится к решению обратной краевой задачи для уравнения диффузии магнитного поля [44,45].

Использованная схема и технология обработки данных эксперимента позволяет проводить измерения электропроводности с временным разрешением около 100 ns. Практически временное разрешение ячейки определяется реверберацией ударной волны в шунте. Вместе с тем качественная информация о состоянии вещества доступна для существенно меньших времен. Верхний предел измеряемой электропроводности соответствует лучшим металлам в нормальных условиях. Погрешность измерения электропроводности существенно зависит от величины последней и составляет в настоящей работе до 20%.

Использовались образцы селена трех видов. Образцы первого вида получались плавлением селена элементарного (степень чистоты 99.99%, ТУ 6-09-2521-77). Жидкий селен заливался в полость измерительной ячейки (размеры обычно $60 \times 10 \times 6 \text{ mm}^3$) и остывал на открытом воздухе. В результате получались стеклооб-

разные сплошные образцы черного цвета. Плотность образцов составляла $(4.0\text{--}4.2) \pm 0.2 \text{ g/cm}^3$, удельное сопротивление более $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$. Образцы второго вида представляли собой технический порошок селена в состоянии поставки и имели невысокую степень чистоты. Частицы порошка имели неправильную форму и размер от долей миллиметра до миллиметра. Плотность порошка составляла $\approx 3.1 \text{ g/cm}^3$. Образцы третьего вида получались измельчением порошка технического селена и выделением фракции $20\text{--}32 \mu\text{m}$, плотность такого порошка составляла $\approx 1.7 \text{ g/cm}^3$.

Поскольку, как известно из [7], свойства образцов селена могут значительно варьироваться, поставлены контрольные измерения теплоемкости сплошных и порошковых образцов. Измерения выполнены в институте неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН в интервале температур 296–328 К с помощью метода вакуумной адиабатической калориметрии. Для сплошного образца полученная зависимость теплоемкости от температуры $C_p(T)$ немонотонна: ниже температуры стеклования $T_g \approx 305 \text{ K}$ теплоемкость составляет ≈ 0.34 , при повышении температуры зарегистрирован максимум ≈ 0.63 , при $T > 310 \text{ K}$ теплоемкость уменьшается до $\approx 0.52 \text{ J/g} \cdot \text{deg}$. Для порошкового селена при $T < T_g$ теплоемкость C_p равна ≈ 0.33 , при $T > T_g$ теплоемкость достигает значения $\approx 0.34 \text{ J/g} \cdot \text{deg}$. Сравнение полученных данных с [8] привело к выводу, что сплошной образец находится в аморфной фазе, а порошок является смесью тригонального ($\sim 90\%$ по массе) и аморфной фаз.

Нагружение измерительной ячейки производилось от зарядов конденсированных взрывчатых веществ. Для ослабления ударной волны использовались слои материалов, имеющие существенно разные ударные импедансы. Параметры плоской ударной волны в образцах рассчитывались на основании известных ударных адиабат материалов. Для сплошного селена использовалась ударная адиабата в виде зависимостей волновой скорости D от массовой скорости u : $D = 1.63 + 1.38u$ [33] (для скоростей D, u принята размерность km/s). Ударные адиабаты порошков найдены при помощи модели Оха—Персона [46]; в таком построении опорной являлась ударная адиабата сплошного селена. Ударные адиабаты имели вид $D = 1.0 + 1.4u$ (образцы второго вида), $D = 0.36 + 1.32u$ (образцы третьего вида).

При малых ударных давлениях электропроводность селена невелика. В этом случае использовалась модифицированная измерительная ячейка. В образце параллельно направлению распространения ударного фронта располагались плоские контакты из медной фольги (толщина $50 \mu\text{m}$, ширина 10, расстояние 20–30 mm). Шунтом служило сопротивление 1–20 Ω , которое располагалось вне зоны действия ударной волны.

Для записи электрических сигналов использовались осциллографы С1-75, С9-27, Тектроникс 7633 и TDS 1012.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 приведены характерные записи напряжения, полученные в опытах со сплошным селеном: без ослабления ударной волны (рис. 2, *a*), с ударно-волновым аттенуатором, включающим дюралевую пластину (рис. 2 *b*). Осциллограммы опытов с порошковым селеном имеют качественно подобный характер. Метка *A* соответствует входу ударной волны в селен, метка *B* — выход волны на стенку. После вхождения волны в селен регистрируемое напряжение монотонно падает, что свидетельствует об образовании нарастающей проводящей зоны. При использовании ударно-волнового аттенуатора (рис. 2, *b*) до прихода ударной волны в селен регистрируется сигнал, обусловленный движением металлической пластины в магнитном поле тока, протекающего в шунте [42]. На рис. 2 представлена обработка записи в переменных ($V_0/V - 1, t$), использовавшихся в [40,42]. Прямолинейный участок обработки означает,

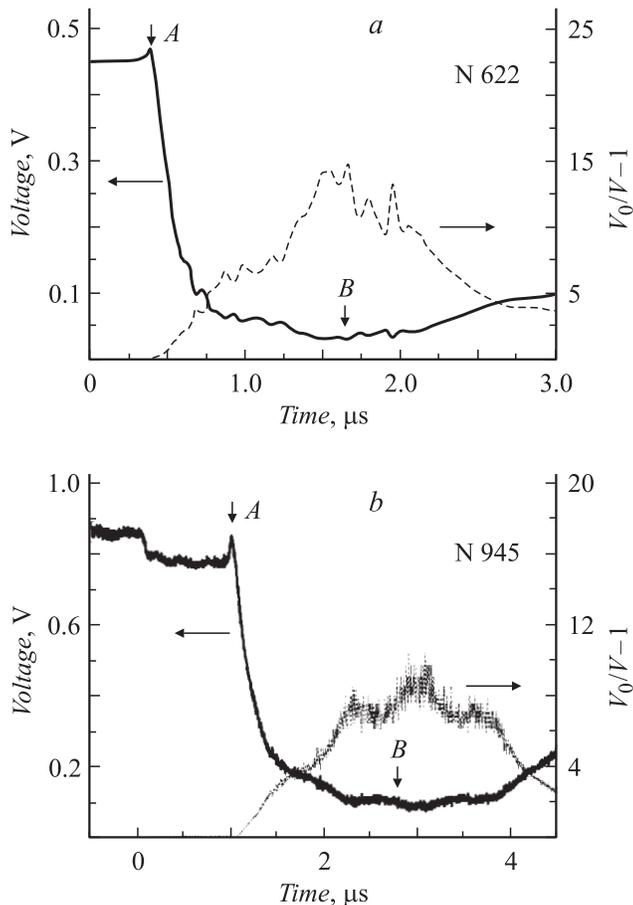


Рис. 2. Осциллограммы напряжения, полученные в опытах со сплошным селеном. *a* — опыт № 622, давление ударной волны 21.3 GPa, электропроводность $(1.06 \pm 0.1) \cdot 10^4 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$; *b* — опыт № 945, давление ударной волны 17.3 GPa, электропроводность $(5.8 \pm 0.6) \cdot 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Метками на рисунках обозначены момент входа ударной волны в образец (*A*), расчетный момент выхода волны из образца (*B*).

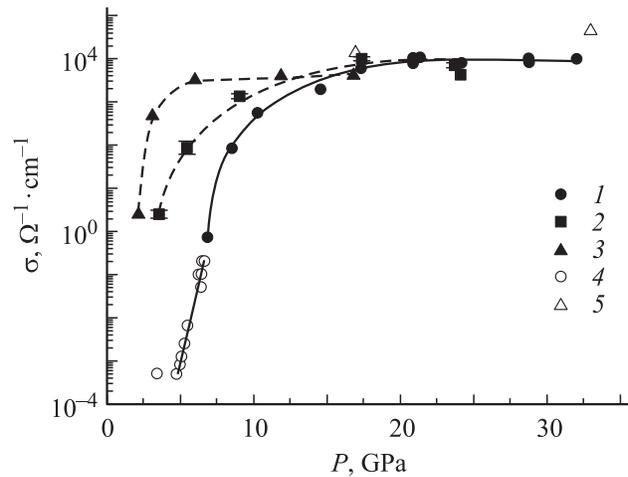


Рис. 3. Зависимость электропроводности селена от давления ударной волны. 1 — сплошной селен, 2 — порошковый селен (плотность 3.1 g/cm³), 3 — порошковый селен (плотность 1.7 g/cm³), 4 — данные ударно-волновых экспериментов [33], 5 — результаты опытов при статическом сжатии [23].

что электропроводность селена однородна за фронтом ударной волны.

Эксперименты не выявили какой-либо задержки возникновения проводимости по сравнению с моментом вхождения в образец ударной волны. Этот момент хорошо диагностируется при помощи небольшого пика (метка *A* на рис. 2, *a*), связанного с переходными электромагнитными процессами в константановой фольге [47].

Полученные данные представлены на рис. 3 в виде зависимости электропроводности от давления ударной волны. Здесь же показаны результаты ударно-волновых экспериментов [33], а также данные [23], полученные при статическом сжатии.

Из рис. 3 видно, что электропроводность сплошного селена σ растет при увеличении давления ударной волны. В полученной зависимости $\sigma(P)$ можно выделить два участка: резкий рост ($P < 21$ GPa), „плато“ ($P > 21$ GPa). Характер зависимости $\sigma(P)$ при малом давлении качественно согласуется с экспериментами [33]. Рост электропроводности селена согласно рис. 3 составляет более семи порядков величины. На участке „плато“ измеренная электропроводность меньше, чем при статическом сжатии. Расхождение увеличивается при росте давления, что, вероятно, связано с нагревом образца при ударном сжатии. В целом, характер полученной зависимости $\sigma(P)$ находится в разумном согласии с имеющимися ударно-волновыми и статическими данными.

Электропроводность на „плато“ составляет $\sim 9 \cdot 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Столь большое значение указывает на эффективную металлизацию селена в ударной волне. Найденная зависимость $\sigma(P)$ характерна для переходов диэлектрик(полупроводник)—металл при сильном сжатии [1,6,41].

Зависимости электропроводности от давления ударной волны для порошковых образцов качественно подобны сплошному селену. Визуальное различие состоит в смещении зависимостей $\sigma(P)$ в область меньших давлений. Электропроводности на „плато“ для сплошного селена и порошка большой плотности (3.1 g/cm^3) близки. Для порошка малой плотности (1.7 g/cm^3) электропроводность на „плато“ несколько меньше. Как следует из рис. 3, порошковый селен металлизуется при меньших ударных давлениях, чем сплошной.

Обсуждение

Представленные данные свидетельствуют о металлизации сплошного и порошкового селена при ударном сжатии. Отметим, что металлический переход происходит за время, которое на девять порядков меньше, чем при статическом сжатии (найденное из осциллограмм время „включения“ проводимости составляет $< 10 \text{ ns}$). При этом полный рост электропроводности образца во время сжатия составляет более двенадцати порядков величины.

Каков же механизм металлического перехода селена? Выполнены простые оценки температуры селена при ударном сжатии. Для этого использовалось термодинамическое уравнение энергии [48], записанное вдоль ударной адиабаты,

$$dT = \frac{V_0 - V}{2C_V} dP + \frac{P}{2C_V} dV - \gamma \frac{T dV}{V}.$$

Здесь V_0 — начальный удельный объем, C_V — теплоемкость, γ — коэффициент Грюнрайзена. Константы материала приняты следующими: $C_V = 0.44 \text{ J/g} \cdot \text{deg}$ (средняя теплоемкость в диапазоне температур $300\text{--}1000 \text{ K}$ [8]), $\gamma = 0.88$ [18], удельная теплота плавления $L \approx 85 \text{ J/g}$ [49].

Для оценки температуры порошка использован ряд дополнительных предположений. При сжатии порошка вплоть до плотности сплошного селена считалось, что весь прирост внутренней энергии носит тепловую природу. При дальнейшем сжатии полагалось, что прирост внутренней энергии порошка по сравнению со сплошным селеном (той же плотности) целиком обусловлен тепловой составляющей. Кроме того, предполагалось равномерное распределение внутренней энергии по объему вещества. Последнее предположение достаточно грубое (особенно для образцов второго типа, где частицы крупные). Основное тепловыделение при ударном сжатии происходит на границах частиц. В результате макроскопическая проводимость порошка создается высоконагретым поверхностным слоем. Поэтому оценки температуры порошка носят сугубо качественный характер.

Результаты расчетов представлены на рис. 4, где показаны зависимости температуры от давления ударной

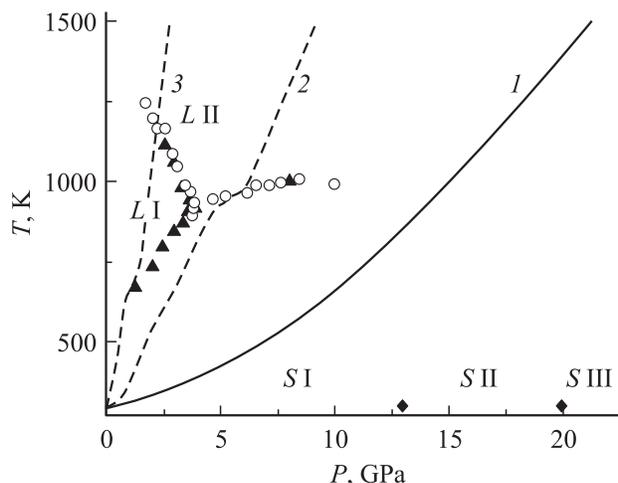


Рис. 4. Зависимость температуры селена при ударном сжатии в зависимости от давления ударной волны. *I* — сплошной селен, *2* — порошковый селен (плотность 3.1 g/cm^3), *3* — порошковый селен (плотность 1.7 g/cm^3). Здесь же показана фазовая диаграмма селена [25,26] и точки, соответствующие двум металлическим переходам при комнатной температуре [10,12,13,15–17,19–22,24,27,28,30]. Обозначены различные фазы: *S I* — полупроводник, *S II* и *S III* — металл, *L I* — полупроводниковый расплав, *L II* — металлический расплав.

волны для сплошного селена (кривая *I*) и двух порошковых образцов (кривые *2* и *3*). Там же приведена фазовая диаграмма селена, полученная в условиях статического сжатия [25,26], а также две точки, соответствующие фазовым переходам аморфного селена при комнатной температуре [10,12,13,15–17,19–22,24,27,28,30]. Как видно из рисунка, кривые для порошков попадают в область металлического расплава. Это обстоятельство указывает на то, что металлизация порошка происходит вследствие плавления. Электропроводность на „плато“ оказывается близкой к электропроводности металлических расплавов элементарных полупроводников (кремний, германий) при нормальном давлении [50]. Найденное значение электропроводности на „плато“ также близко к электропроводности ударно-сжимаемого порошкового кремния, механизмом металлизации которого является плавление [40].

Как видно из рис. 3, порошок малой плотности металлизуется при меньшем ударном давлении, чем порошок большой плотности. В свою очередь, порошок большой плотности металлизуется при меньшем давлении, чем сплошной селен. Эти результаты согласуются с тепловым механизмом возбуждения проводимости: при одинаковом ударном давлении температура вещества тем больше, чем меньше его плотность. Расхождение давления металлизации порошка (экспериментального и следующего из рис. 4) обусловлено, по-видимому, влиянием неравномерности выделения тепловой энергии по объему вещества (что наиболее существенно для более плотного порошка).

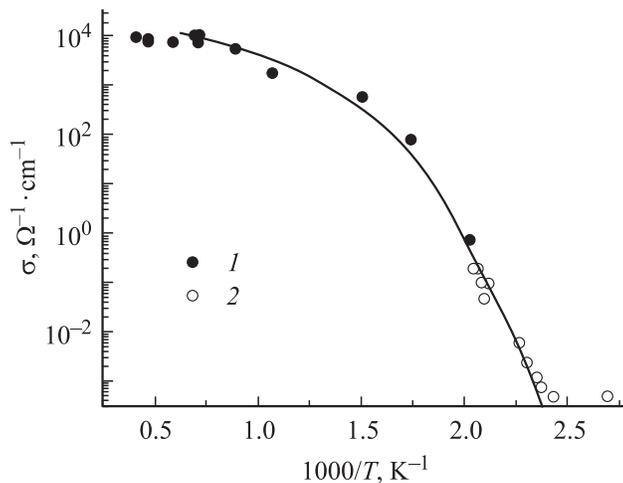


Рис. 5. Зависимость электропроводности сплошного селена при ударном сжатии от обратной температуры. 1 — наши данные, 2 — данные ударно-волновых экспериментов [33].

Как видно из рис. 4, расчетная зависимость $T(P)$ для сплошного селена проходит в области, где фазовая диаграмма селена неизвестна. По этой причине в настоящее время нельзя однозначно указать механизм металлического перехода в сплошном селене. С одной стороны, электропроводности порошкового и сплошного селена близки в области насыщения, что может свидетельствовать о схожести физического состояния образцов различной начальной плотности. Косвенное подтверждение этому можно найти в [32], где для близкого уровня ударных давлений обнаружены следы плавления сплошного селена. С другой стороны, найденное давление металлизации (21 GPa) близко к давлению одного из твердофазных переходов при статическом сжатии [28]. При статическом сжатии аморфного селена известны фазовые переходы (давление ≈ 13 и ≈ 20 GPa), сопровождающиеся возникновением металлических фаз. Однако лишь вторая металлическая фаза является стабильной [28]. Полученные данные свидетельствуют, что при ударно-волновом сжатии металлизация происходит при большем давлении, чем при статическом.

Экспериментальные данные и расчеты температуры использованы для построения рис. 5, где электропроводность селена показана как функция обратной температуры. Такое представление данных выявляет различный характер зависимости электропроводности от температуры: вплоть до давления 21 GPa электропроводность растет вместе с температурой, при большем давлении электропроводность меняется слабо. Такое изменение электропроводности указывает на ее полупроводниковый характер при давлении $P < 21$ GPa.

При статическом сжатии проводимость полупроводникового селена является собственной [16]. Предполагая собственный характер проводимости $\sigma \sim \exp(\Delta E/2kT)$, из наклона зависимости $\lg \sigma$ от $1/T$ можно оценить ширину энергетической щели ΔE полупроводникового селена. Из рис. 5 следует, что ΔE зависит от

ударного давления и значительно уменьшается при сжатии. Оценка приводит к значениям ширины щели от ~ 2.9 (область малых давлений, соответствующая данным [33]) до ~ 0.7 eV (данные около 20 GPa). Для аморфного селена в нормальных условиях энергия активации проводимости составляет ≈ 2.2 eV, ширина щели, определенная по краю собственного поглощения — ≈ 2 eV; при повышении температуры эти величины составляют ≈ 2.4 – 2.5 eV [7]. Различие между найденной величиной ΔE и известной для селена при атмосферном давлении может быть связано с неточностью ряда используемых констант (в частности, с непостоянством теплоемкости). Сделанный вывод об уменьшении ΔE находится в качественном согласии с результатами статических исследований [16,19,20], где наблюдалось значительное уменьшение ширины энергетической щели селена.

Нагружение измерительной ячейки в настоящей работе осуществлялось при помощи накладного заряда взрывчатого вещества. Генерируемая ударная волна имеет профиль давления с характерным временем спада $\approx 5 \mu\text{s}$. Полученные записи с измерительной ячейки показывают резкое падение напряжения, которое продолжается вплоть до момента выхода ударной волны на диэлектрическую стенку (момент B на рис. 2). Далее напряжение лишь слабо растет, в то время как давление в образце изменяется за счет разгрузки значительно. При разгрузке электросопротивление селена изменяется относительно слабо, что указывает на временное сохранение металлической фазы и задержку обратного перехода. Таким образом, полученные данные свидетельствуют о гистерезисе проводимости ударно-сжатого селена и существенной асимметрии прямого и обратного переходов.

Заключение

Полученные данные говорят о протекании в селене фазового перехода, сопровождающегося металлизацией. При давлении $P < 21$ GPa сплошной селен является полупроводником, при $P > 21$ GPa — металлом. Давление металлического перехода при ударном сжатии отличается от условий статического сжатия. Металлизация сплошного селена при ударном сжатии обусловлена плавлением или твердофазным переходом. Более ранняя металлизация порошка обусловлена тепловым механизмом.

Представленные в настоящей работе результаты экспериментального исследования селена имеют очевидную качественную общность с поведением другого элементарного полупроводника — кремния [40,41], что позволяет рассматривать полученные данные как типичные для ударной металлизации полупроводников.

Автор выражает благодарность Д.П. Бабкину, принимавшему участие на первом этапе работы, Г.А. Березовскому, выполнившему измерения теплоемкости.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 05-02-16398.

Список литературы

- [1] *Minomura S., Drickamer H.G.* // J. Phys. Chem. Solids. 1962. Vol. 23. P. 451–456.
- [2] *Minomura S., Samara G.A., Drickamer H.G.* // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. N 11. P. 3196.
- [3] *Jamieson J.* // Science. 1963. Vol. 139. P. 762.
- [4] *Jayaraman A., Klement W., Kennedy G.C.* // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. N 2. P. 540–547.
- [5] *Павловский М.Н.* // ФТТ. 1967. Т. 9. Вып. 11. С. 3192–3197.
- [6] *Набатов С.С., Дремин А.Н., Постнов В.И., Якушев В.В.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 3. С. 143–145.
- [7] *Абдуллаев Г.Б., Абдинов Д.Ш.* Физика селена. Баку: Элм. 1975.
- [8] *Chang S.S., Bestul A.B.* // J. Chem. Thermodynamics. 1974. Vol. 6. N 4. P. 325–344.
- [9] *Suchan H.L., Wiederhorn S., Drickamer H.G.* // J. Chem. Phys. 1959. Vol. 31. N 2. P. 355–357.
- [10] *Balchan A.S., Drickamer H.G.* // J. Chem. Phys. 1961. Vol. 34. N 6. P. 1948–1949.
- [11] *Riggleman B.M., Drickamer H.G.* // J. Chem. Phys. 1962. Vol. 37. N 2. P. 446–447.
- [12] *Riggleman B.M., Drickamer H.G.* // J. Chem. Phys. 1963. Vol. 38. N 11. P. 2721–2724.
- [13] *Witting J.* // Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 15. P. 159.
- [14] *McCann D.R., Cartz L.* // J. Chem. Phys. 1972. Vol. 56. P. 2552.
- [15] *Witting J.* // J. Chem. Phys. 1973. Vol. 58. N 6. P. 2220–2222.
- [16] *Fuhs W., Schlotter P., Stuke J.* // Physica Status Solidi. 1973. Vol. 57. N 2. P. 587–592.
- [17] *Moodenbaugh A.R., Wu C.T., Viswanathan R.* // Solid State Com. 1973. Vol. 13. N 9. P. 1413–1416.
- [18] *Soga N., Kunugi M., Ota R.* // J. Chem. Phys. and Chemistry of Solids. 1973. Vol. 34. N 12. P. 2143–2148.
- [19] *Aoki K., Shimomura O., Minomura S.* 4th Int. Conf. on High Pressure. Kyoto, 1974. P. 314–316.
- [20] *Minomura S., Aoki K., Shimomura O.* // Тр. 6-й Междун. конф. по аморфным и жидким полупроводникам. Л.: Наука, 1976. С. 289–293.
- [21] *Gupta M.C., Ruoff A.L.* // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 12. P. 5880–5884.
- [22] *Bundy F.P., Dunn K.J.* // J. Chem. Phys. 1979. Vol. 71. N 4. P. 1550–1558.
- [23] *Dunn K.J., Bundy F.P.* // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 6. P. 3246–3249.
- [24] *Parthasarathy G., Rao K.J., Gopal E.S.R.* // Solid State Com. 1984. Vol. 52. N 10. P. 867–871.
- [25] *Бразжкин В.В., Волошин Р.Н., Попова С.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. Вып. 9. С. 392–394.
- [26] *Brazhkin V.V., Popova S.V., Voloshin R.N.* // Physica B. 1999. Vol. 265. P. 64–71.
- [27] *Akahata Y., Kobayashi M., Kawamura H.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. N 1. P. 20–26.
- [28] *Ohmasa Y., Yamamoto I., Yao M., Endo H.* // J. Phys. Society of Japan. 1995. Vol. 64. N 12. P. 4766–4789.
- [29] *Ohmasa Y., Yamamoto I., Endo H.* // J. of Non-Crystalline Solids. 1996. 205–207. P. 57–61.
- [30] *Yamamoto I., Ohmasa Y., Endo H.* // J. of Non-Crystalline Solids. 1999. 250–252. P. 423–427.
- [31] *Cole T.T., Lyle J.W.* // Rev. of Scientific Instruments. 1971. Vol. 42. N 8. P. 1258–1259.
- [32] *Дегтерева В.Ф., Сикоров В.Н.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 7. С. 2201–2203.
- [33] *Kani K., Yamada T., Abe M.* // Shock Waves in Condensed Matter / Ed. by Y.M. Gupta. 1986. P. 477–482.
- [34] *Трунин Р.Ф., Гударенко Л.Ф., Жерноклетов М.В., Симанков Г.В.* Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Саров: РФЯЦ ВНИИЭФ, 2001.
- [35] *Кузьмин Г.И., Пай В.В., Яковлев И.В.* Экспериментально-аналитические методы в задачах динамического нагружения материалов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2002.
- [36] *Гилев С.Д., Трубачев А.М.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 15. С. 914–917.
- [37] *Nagayama K.* // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 38. N 2. P. 109–110.
- [38] *Биченков Е.И., Гилев С.Д., Трубачев А.М.* // ПМТФ. 1989. № 2. С. 132–145.
- [39] *Бармин А.А., Мельник О.А., Прищепенко А.Б. и др.* // МЖГ. 1988. № 6. С. 166–170.
- [40] *Гилев С.Д., Трубачев А.М.* // ПМТФ. 1988. № 6. С. 61–67.
- [41] *Gilev S.D., Trubachev A.M.* // J. of Physics: Condensed Matter. 2004. Vol. 16. N 46. P. 8139–8153.
- [42] *Гилев С.Д.* // ФГВ. 2005. Т. 41. № 5. С. 128–139.
- [43] *Гилев С.Д., Михайлова Т.Ю.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 10. С. 109–117.
- [44] *Gilev S.D., Mihailova T.Yu.* // J. de Physique IV. 1997. Vol. 5. Colloque C3, Supplement au Journal de Physique III. N 7. 5th International Conference on Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (EURODYMAT 97), 1997, Toledo, Spain. Les Editions de Physique. P. C3–211–216.
- [45] *Gilev S.D.* // Metallurgical and Materials Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena. Proc. of the Int. Conf. / Ed. by L.E. Murr, K.P. Staudhammer, M.A. Meyers. Amsterdam: Elsevier, 1995. P. 785–792.
- [46] *Oh K.-H., Persson P.-A.* // JAP. 1989. Vol. 65. N 10. P. 3852–3856.
- [47] *Гилев С.Д.* // ФГВ. 2001. Т. 37. № 2. С. 121–127.
- [48] *Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др.* // Высокоскоростные ударные явления / Под ред. Р. Кинслоу. М.: Мир, 1973. С. 299–427 (R.G. McQueen, S.P. Marsh, J.W. Taylor, J.N. Fritz, W.J. Carter. The equation of state of solids from shock wave studies. In High-Velocity Impact Phenomena / Ed. by R. Kinslow. New York, London: Academic Press, 1970).
- [49] Термические константы веществ / Под ред. В.П. Глушко и др. М.: 1964–1981. Т. 1–10.
- [50] *Глазов В.М., Чижевская С.Н., Глаголева Н.Н.* Жидкие полупроводники. М.: Наука, 1967.