Физика низких температур, 1996, т. 22, № 8, с. 870–891

Спектроскопия глубоких уровней радиационных дефектов в полупроводниках A^4B^6 с помощью давления

(Обзор)

Н. Б. Брандт, Е. П. Скипетров

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Россия, 119899, г. Москва, Воробьевы горы
E-mail:skip@mig.phys.msu.su

Статья поступила в редакцию 19 января 1996 г.

Представлены результаты экспериментального исследования энергетического спектра радиационных дефектов в облученных электронами сплавах на основе полупроводников A^4B^6 ($Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$), полученные методом спектроскопии локализованных состояний с помощью давления. Основное внимание уделено экспериментальному обнаружению уровней радиационных дефектов, интерпретации качественных эффектов, связанных с перераспределением электронов в облученных кристаллах между разрешенными зонами и зонами радиационных дефектов при сжатии образцов, построению и обоснованию моделей перестройки энергетического спектра облученных сплавов при изменении состава сплава и под давлением. Обсуждены проблемы восстановления функции плотности состояний в резонансных зонах радиационных дефектов и определения основных параметров моделей энергетического спектра облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

Наведено результати експериментальних досліджень енергетичного спектра радіаційних дефектів в опромінених електронами сполуках на основі напівпровідників A^4B^6 ($Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$), які одержано методом спектроскопії локалізованих станів за допомогою тиску. Основну увагу приділено експериментальному виявленню рівней радіаційних дефектів, інтерпретації якісних ефектів, пов'язаних з перерозподілом електронів в опромінених кристалах між розділеними зонами і зонами радіаційних дефектів при стискуванні зразків, побудові і обгрунтуванню моделей перебудови енергетичного спектра опромінених сплавів при зміні складу сплаву і під тиском. Обмірковано проблеми відновлення функції густини станів в резонансних зонах радіаційних дефектів і визначення основних параметрів моделей енергетичного спектра опромінених електронами сплавів $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

Содержание

Предисловие 871
1. Введение 871
2. Зонная структура полупроводников A^4B^6 872
3. Энергетический спектр радиационных дефектов в полупроводниках A^4B^6, облученных электронами 873
3.1. Сплавы $Pb_{1-x}Sn_xSe$ 874
3.2. Сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 874
4. Переход металл—диэлектрик, индуцированный давлением, в облученных электронами сплавах n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ с прямым спектром 875
4.1. Перестройка энергетического спектра под давлением 876
4.2. Структура зоны радиационных дефектов 878
5. Зона радиационных дефектов в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с инверсным спектром 881
5.1. Переход металл—диэлектрик, индуцированный электронным облучением, в сплавах n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}2;\ 0{,}25$) 881
5.2. Параметры зоны радиационных дефектов в облученном электронами сплаве p-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}34$) 883
6. Переход диэлектрик—металл в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x \le 0{,}03$) 884
7. Резонансная зона радиационных дефектов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x \approx 0{,}2$), облученных электронами 886

© Н. Б. Брандт, Е. П. Скипетров, 1996

7.1. Перестройка энергетического спектра под давлением 886
7.2. Параметры модели энергетического спектра 887
Заключение 890
Список литературы 890

Предисловие

Возможность исследования веществ при высоких давлениях и низких температурах всегда представляла большой интерес, так как открывала пути получения принципиально новой информации о свойствах вещества. Первые попытки разработать методику, позволяющую проводить такие исследования, были предприняты еще 70 лет назад [1]. Однако достигнутые в то время давления не превышали 100 бар. Поэтому наблюдаемые при таких давлениях эффекты были очень малы и эти работы не получили дальнейшего развития.

Ситуация качественно изменилась лишь в середине 40-х годов, когда Лазаревым и Кан [2] была изобретена знаменитая «ледовая бомба», которая позволяла исследовать магнитные и электрические свойства массивных образцов при давлениях до 2000 бар в широком интервале температур. Значение этой работы заключается, прежде всего, в том, что заложенный в ней новый принцип получения высоких давлений при низких температурах привел к разработке целой серии методик, в которых давление создается при высоких температурах и затем прибор охлаждается до низких температур. Эти методики, использующие идею работы [2], оказались наиболее эффективными при низкотемпературных исследованиях самого широкого профиля и получили наибольшее распространение.

Настоящий обзор, который мы посвящаем родоначальникам низкотемпературной физики высоких давлений — Б. Г. Лазареву и Л. С. Кан — является лишь небольшой иллюстрацией эффективности предложенного ими принципа получения высоких давлений при низких температурах.

1. Введение

Узкощелевые полупроводники на основе соединений A^4B^6 представляют собой исключительно удобные объекты с точки зрения исследования энергетического спектра носителей заряда в условиях гидростатического сжатия. Во-первых, вариация состава сплавов на основе соединений A^4B^6 ($Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$, ...) позволяет в широких пределах управлять значением ширины запрещенной зоны, (вплоть до инверсии зон при изменении концентрации олова x) и параметрами свободных носителей заряда. Во-вторых, для этих материалов в зависимости от состава сплава характерны как положительные, так и отрицательные значения барического коэффициента изменения ширины запрещенной зоны dE_g/dP. И, наконец, в-третьих, введение ряда примесей или радиационных дефектов в эти полупроводники приводит к кардинальной модификации энергетического спектра носителей заряда в результате появления глубоких уровней или зон локализованных состояний, расположенных как в запрещенной зоне, так и на фоне разрешенных состояний.

В этих условиях гидростатическое сжатие позволяет в значительных пределах плавно изменять ширину запрещенной зоны вплоть до перехода в бесщелевое состояние и инверсии зон, управляя, таким образом, параметрами носителей заряда в разрешенных зонах, а также изменять взаимное расположение разрешенных зон и глубоких уровней дефектов, индуцируя перераспределение электронов между зонными и локализованными состояниями. Экспериментальное наблюдение под давлением таких качественных дефектов, как переход в бесщелевое состояние и инверсия зон, изменение формы и связности поверхности Ферми, переходы типа металл—диэлектрик и диэлектрик—металл и т.д. является эффективным способом исследования энергетического спектра узкощелевых полупроводников, составляющим суть методики спектроскопии зонных и локализованных состояний с помощью давления. Эта методика дала, например, положительные результаты при определении параметров закона дисперсии носителей заряда в нелегированных сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ [3,4], при определении положения глубоких уровней примесей III группы в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ [5,6], уровней радиационных дефектов в InSb, облученном электронами [7,8], и т.д.

Перспективным направлением методики спектроскопии с помощью давления является исследование структуры локальных зон примесей и других точечных дефектов в узкощелевых полупроводниках. Такая возможность, появляется в случае, если локализованные состояния являются резонансными и перекрываются с разрешенной зоной вблизи её края. Изменение взаимного расположения резонансной и разрешенной зон под давлением вызывает перераспределение электронов между зонами. Тогда, исследуя зависимости концентрации электронов в разрешенной зоне от давления, мож-

но получить информацию о ширине резонансной зоны и, в конечном счете, восстановить ход плотности состояний в ней.

В настоящем обзоре представлены результаты исследования влияния электронного облучения и последующего гидростатического сжатия на электрофизические свойства сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$. Проанализированы существующие в настоящее время модели энергетического спектра радиационных дефектов в облученных электронами сплавах, описывающие перестройку спектра при изменении состава сплавов и под давлением. Путем сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов в рамках предложенных моделей определены основные параметры моделей энергетического спектра облученных электронами сплавов.

2. Зонная структура полупроводников A^4B^6

Полупроводниковые сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x < 0{,}43$) кристаллизуются в решетку типа NaCl и являются узкощелевыми полупроводниками с прямой щелью в точке L зоны Бриллюэна [9]. Термы L_6^- и L_6^+, определяющие края зоны проводимости и валентной зоны, сближаются при увеличении содержания олова x в сплаве и инвертируют при $x = x_i$ (при $T = 4{,}2$ K $x_i \approx 0{,}15$ для $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $x_i \approx 0{,}35$ для $Pb_{1-x}Sn_xTe$).

В сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (Se) ширина запрещенной зоны E_g чрезвычайно чувствительна к гидростатическому сжатию. Изменение ширины запрещенной зоны под давлением происходит примерно по линейному закону и характеризуется барическими коэффициентами изменения щели $|dE_g/dP| \approx 8{,}5$ мэВ/кбар для $Pb_{1-x}Sn_xSe$ [9,10] и $|dE_g/dP| \approx 7{,}4$ мэВ/кбар для $Pb_{1-x}Sn_xTe$ [9,11], величины которых практически не зависят от температуры и состава сплава. В сплавах с прямым спектром ($E_g > 0$) величина dE_g/dP отрицательна. Поэтому при некотором давлении ширина запрещенной зоны обращается в нуль, а затем увеличивается по абсолютной величине. В сплавах с инверсным спектром ($E_g < 0$) величина dE_g/dP положительна и ширина запрещенной зоны увеличивается с ростом давления. Таким образом, можно считать, что качественно перестройка энергетического спектра под давлением аналогична перестройке спектра при увеличении содержания олова в сплавах.

Характерной особенностью зонной структуры сплавов является наличие группы из шести близко расположенных энергетических зон в точке L зоны Бриллюэна. Поэтому при расчете структуры краев зоны проводимости и валентной зоны в окрестности экстремумов $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-методом, строго говоря, необходимо учитывать взаимодействие шести зон в L. Однако, поскольку энергетические расстояния от краев зоны проводимости и валентной зоны до удаленных зон для всех составов сплавов значительно превосходят ширину запрещенной зоны, в нулевом приближении влиянием удаленных зон можно пренебречь. Закон дисперсии в двухзонном приближении имеет вид

$$E^2 - \frac{E_g^2}{4} = E_\perp \frac{p_\perp^2}{2m_0} + E_\parallel \frac{p_\parallel^2}{2m_0}, \qquad (1)$$

где E — энергия (за точку отсчета принимается середина запрещенной зоны); E_g — величина прямой щели в L; $E_\perp = 2P_\perp^2/m_0$, $E_\parallel = 2P_\parallel^2/m_0$, а $P_\perp$ и $P_\parallel$ — поперечный и продольный матричные элементы оператора импульса, характеризующие взаимодействие между валентной зоной и зоной проводимости.

Таким образом, поверхности постоянной энергии в окрестности точек L как для валентной зоны, так и для зоны проводимости имеют вид эллипсоидов вращения с главной осью, параллельной направлениям типа ⟨111⟩, а поверхность Ферми состоит из четырех эллипсоидальных поверхностей с центрами в точках L. У сплавов n-типа эти поверхности заполнены электронами, у p-типа — дырками.

Учет влияния удаленных зон в L в рамках $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-метода был проведен Диммоком [12] и Мартинезом [13]. При этом взаимодействие валентной зоны и зоны проводимости учитывалось точно, а взаимодействие с удаленными зонами — вплоть до второго и третьего порядков теории возмущений по Левдину соответственно. Закон дисперсии Диммока имеет вид

$$\left(\frac{E_g}{2} + \frac{p_\perp^2}{2m_t^-} + \frac{p_\parallel^2}{2m_l^-} - E\right) \times$$

$$\times \left(-\frac{E_g}{2} - \frac{p_\perp^2}{2m_t^+} - \frac{p_\parallel^2}{2m_l^+} - E\right) = E_\perp \frac{p_\perp^2}{2m_0} + E_\parallel \frac{p_\parallel^2}{2m_0}, \qquad (2)$$

где $E_\perp$, $E_\parallel$ и $m_t^\pm$, $m_l^\pm$ — параметры модели, учитывающие взаимодействие валентной зоны и зоны

проводимости между собой и с удаленными зонами соответственно.

Согласно закону дисперсии Диммока, спектры электронов и дырок в общем случае незеркальны, а изоэнергетические поверхности в зоне проводимости и в валентной зоне представляют собой поверхности вращения неэллипсоидальной формы (закон дисперсии содержит члены $\sim p^4$), коэффициент анизотропии которых зависит от энергии E (концентрации носителей заряда) и ширины запрещенной зоны E_g (содержания олова в сплаве и давления).

Мартинезом проведен также подробный теоретический анализ перестройки энергетического спектра сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ при всестороннем сжатии [13]. При этом предполагалось, что параметры энергетического спектра зависят только от величины щели E_g и не зависят от того, каким образом эта величина достигнута: путем изменения содержания олова в сплаве или величины приложенного давления. В этом смысле результаты расчетов энергетического спектра $Pb_{1-x}Sn_xSe$ в рамках шестизонных моделей Диммока и Мартинеза аналогичны и по оценке Мартинеза практически совпадают вплоть до значений щели $E_g \approx -100$ мэВ.

В настоящее время модель Диммока находит широкое применение при обработке экспериментальных результатов, полученных при исследовании зонной структуры сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (Te). Предложено несколько наборов параметров модели, позволяющих получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными в широких диапазонах изменения содержания олова и концентраций носителей заряда [4,14].

3. Энергетический спектр радиационных дефектов в полупроводниках A^4B^6, облученных электронами

Исследования влияния облучения быстрыми частицами на энергетический спектр носителей заряда в полупроводниках A^4B^6 проводятся с середины семидесятых годов. Первые работы были посвящены влиянию низкотемпературного ($T_{rad} \leq 80$ K) и высокотемпературного ($T_{rad} \approx 300$ K) электронного облучения на электрофизические свойства сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$ [15–19] и во многом были стимулированы теоретическими работами Парады и Пратта по энергетическому спектру простейших собственных дефектов (вакансии и межузельные атомы в подрешетках металла и халькогена) в PbTe [20–22]. В соответствии с расчетами Парады и Пратта, а также более поздними расчетами Хемстрита [23,24] энергетические уровни простейших точечных дефектов в A^4B^6 относятся к разряду глубоких и должны располагаться на фоне разрешенных состояний в зоне проводимости и в валентной зоне далеко от краев запрещенной зоны. Исключение составляет вакансия халькогена, энергетические уровни которой могут находиться близко к краю зоны проводимости и даже в запрещенной зоне.

Долгое время, опираясь на результаты теоретических расчетов, экспериментальные данные интерпретировались в предположении, что дефекты, возникающие при облучении кристалла быстрыми частицами, представляют собой простейшие точечные дефекты, подобные дефектам в исходных необлученных кристаллах. При этом важнейшим типом дефектов представлялась вакансия халькогена. Поэтому целый ряд работ был посвящен попыткам прямого экспериментального обнаружения глубоких уровней вакансии халькогена в исходных и облученных быстрыми частицами кристаллах.

Значительную стимулирующую роль в этих исследованиях сыграло появление серии работ Волкова и Панкратова [25,26], а также Панкратова и Поварова [27,28], в которых на основании аналитических расчетов энергии уровней простейших дефектов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$ предсказывалось изменение положения уровня вакансии халькогена относительно краев разрешенных зон в L при увеличении содержания олова в сплавах.

Переход к исследованию сплавов с различным содержанием олова, а также с использованием давления действительно позволил экспериментально обнаружить ряд глубоких уровней дефектов как в запрещенной зоне, так и на фоне разрешенных состояний валентной зоны и зоны проводимости облученных сплавов. Однако в настоящее время становится ясно, что так же, как и в других, гораздо более подробно исследованных полупроводниках (Ge, Si, соединениях группы A^3B^5), эти уровни, скорее всего, связаны не с простейшими дефектами типа вакансий и межузельных атомов в подрешетках металла и халькогена, а с более сложными дефектами — ассоциациями, комплексами с участием первичных радиационных дефектов.

Несмотря на то что конкретная микроскопическая структура таких дефектов в полупроводниках A^4B^6 до сих пор не ясна, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные позволяют построить модели энергетического спектра радиаци-

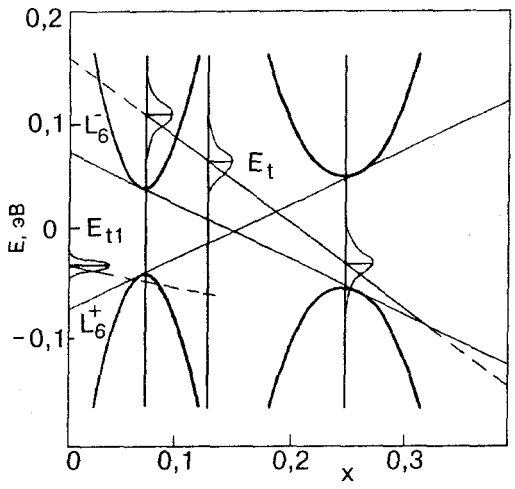

Рис. 1. Модель энергетического спектра сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, облученных электронами.

онных дефектов в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ряда составов.

3.1. Сплавы $Pb_{1-x}Sn_xSe$

Эти сплавы исследованы наиболее подробно. Для них предложена модель энергетического спектра, удовлетворительно описывающая экспериментальные данные в широком диапазоне концентраций олова ($0 \le x \le 0{,}34$), т.е. практически во всей области существования кубической фазы сплавов [29,30]. Согласно этой модели, электронное облучение приводит к возникновению в энергетическом спектре сплавов двух глубоких уровней (зон локализованных состояний) E_t и E_{t1}, связанных с разными типами радиационных дефектов. Положение этих уровней относительно краев энергетических зон в L зависит от состава сплава (рис. 1).

Зона радиационных дефектов E_t не заполнена электронами. Поэтому возникающие в результате облучения состояния могут быть либо нейтральными, либо оказывать акцепторное действие в зависимости от их положения относительно уровня Ферми E_F. В сплавах с нормальным спектром ($E_g > 0$) локальная зона является резонансной и расположена на фоне разрешенных состояний зоны проводимости. При увеличении содержания олова x локальная зона опускается вниз по энергии и в сплавах с инверсным спектром ($E_g < 0$) попадает сначала в пределы запрещенной, а затем — валентной зоны. Наиболее значительные изменения параметров при облучении характерны для сплавов n-типа проводимости с инверсным спектром, в которых середина зоны E_t оказывается в запрещенной зоне. В таких сплавах генерация дефектов при облучении приводит к уменьшению концентрации электронов в зоне проводимости и переходу типа металл—диэлектрик в результате перетекания электронов из зоны проводимости в зону E_t.

Зона радиационных дефектов E_{t1} частично заполнена электронами и обладает донорно-акцепторными свойствами. В PbSe и сплавах с малым содержанием олова середина зоны E_{t1} находится в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны. Поэтому при увеличении потока облучения (при увеличении плотности состояний в зоне E_{t1}) в образцах n-типа происходит уменьшение концентрации электронов в результате перетекания электронов из зоны проводимости на уровень E_{t1}, а в образцах p-типа — уменьшение концентрации дырок в результате перетекания электронов с уровня E_{t1} в валентную зону. При достаточно высоких потоках облучения, независимо от исходного типа проводимости сплава, происходит переход в диэлектрическое состояние, в котором при низких температурах валентная зона целиком заполнена электронами, зона проводимости свободна от электронов, а зона E_{t1} частично заполнена электронами. При этом степень заполнения зоны E_{t1} в диэлектрическом состоянии зависит от параметров исходного кристалла (концентрации носителей заряда) и потока облучения.

3.2. Сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$

Сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ исследованы гораздо хуже, чем сплавы $Pb_{1-x}Sn_xSe$. Исследования влияния электронного облучения на электрофизические свойства сплавов проводились лишь для узкого диапазона содержания олова ($0{,}135 \le x \le 0{,}22$), причем бо́льшая часть данных получена для наиболее важного с практической точки зрения состава с $x \approx 0{,}2$ [15–19,31,32].

В целом экспериментальные данные, полученные разными авторами, не противоречат друг другу и позволяют построить единую модель энергетического спектра облученных кристаллов с $x \approx 0{,}2$ (рис. 2). Согласно этой модели, облучение электронами приводит к возникновению в энергетическом спектре сплава резонансного донорного уровня E_d, расположенного высоко в зоне проводимости, и зоны резонансных состояний акцепторного типа E_a вблизи потолка валентной зоны. Изменение концентрации носителей заряда при

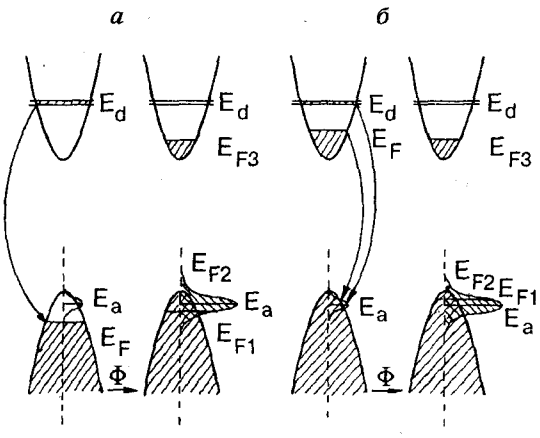

Рис. 2. Модели энергетического спектра сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$, облученных электронами: *p*-тип (*а*); *n*-тип (*б*).

облучении определяется соотношением скоростей генерации дефектов донорного и акцепторного типов, зависящим, по-видимому, от дефектной структуры и типа проводимости исходных кристаллов.

В кристаллах *p*-типа проводимости (рис. 2,*а*) при $dN_d/d\Phi < dN_a/d\Phi$ с ростом потока облучения Ф концентрации дырок уменьшается в результате перетекания электронов с донорного уровня в валентную зону, а уровень Ферми стремится к предельному положению. При этом в зависимости от соотношения величин $dN_d/d\Phi$ и $dN_a/d\Phi$, энергетического положения и ширины резонансной зоны концентрация дырок может достигать насыщения (стабилизация уровня Ферми в валентной зоне— E_{F1}) или обращаться в нуль (стабилизация уровня Ферми в запрещенной зоне — E_{F2}). В случае, если $dN_d/d\Phi > dN_a/d\Phi$, при увеличении потока облучения происходит заполнение валентной зоны и зоны резонансных состояний E_a и уменьшение концентрации дырок до нуля. Затем в некотором конечном интервале потоков облучения (вплоть до заполнения состояний в пределах хвоста плотности состояний резонансной зоны, находящегося в запрещенной зоне) облученные кристаллы находятся в диэлектрическом состоянии, протяженность которого зависит от исходной концентрации дырок в образцах. И, наконец, при максимальных потоках облучения уровень Ферми должен подниматься в зону проводимости (E_{F3}), а концентрация электронов увеличиваться, пока уровень Ферми не стабилизируется донорным уровнем.

В кристаллах *n*-типа проводимости (рис. 2,*б*) при $dN_d/d\Phi < dN_a/d\Phi$ с ростом потока облучения концентрация электронов уменьшается в результате перетекания электронов с донорного уровня и из зоны проводимости в резонансную зону E_a, а уровень Ферми стремится к предельному положению. При этом в зависимости от соотношения величин $dN_d/d\Phi$ и $dN_a/d\Phi$, энергетического положения и ширины резонансной зоны с ростом потока облучения концентрация электронов либо обращается в нуль (стабилизация уровня Ферми в запрещенной зоне — E_{F2}), либо происходит *n*–*p*-конверсия с последующей стабилизацией уровня Ферми в валентной зоне — E_{F1}. Вариант $dN_d/d\Phi > dN_a/d\Phi$ пока экспериментально не наблюдался, однако можно ожидать, что в этом случае должно наблюдаться увеличение концентрации электронов вплоть до стабилизации уровня Ферми уровнем E_d.

Таким образом, вне зависимости от типа проводимости исходных кристаллов облучение быстрыми электронами приводит к стабилизации уровня Ферми зоной радиационных дефектов акцепторного типа E_a ($dN_d/d\Phi < dN_a/d\Phi$) или донорным уровнем E_d ($dN_d/d\Phi > dN_a/d\Phi$).

Надежные данные о характере перестройки энергетического спектра радиационных дефектов при изменении содержания олова в сплаве в настоящее время отсутствуют. Однако экспериментальные результаты по протонному облучению сплавов с $0{,}17 \le x \le 0{,}26$, полученные в работах [33–35], указывают на то, что положение резонансной зоны E_a относительно середины запрещенной зоны слабо меняется при изменении состава сплава. Поэтому при уменьшении концентрации олова ($x < 0{,}15$) середина зоны E_a может оказаться в запрещенной зоне.

4. Переход металл—диэлектрик, индуцированный давлением, в облученных электронами сплавах *n*-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ с прямым спектром

Модель энергетического спектра облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (рис. 1) предполагает возможности эффективного управления свойствами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с помощью электронного облучения, а также наблюдения целого ряда эффектов при электронном облучении и последующем всестороннем сжатии облученных сплавов: стабилизации уровня Ферми и достижения предельных значений электрофизических параметров при глубоком облучении электронами, переходов в диэлектрическое состояние под действием элект-

ронного облучения, гидростатического сжатия и квантующего магнитного поля. В частности, возможность значительного понижения концентрации носителей заряда в облученных кристаллах вплоть до перехода сплавов в диэлектрическое состояние за счет перетекания носителей заряда из зоны разрешенных состояний в зону радиационных дефектов E_t реализуется при всестороннем сжатии сплавов с нормальным спектром ($E_g > 0$).

Для экспериментального наблюдения переходов металл—диэлектрик, индуцированных давлением, определения энергетического положения и структуры зоны радиационных дефектов E_t и построения диаграммы перестройки энергетического спектра сплавов под давлением в работах [29,36–42] исследовано влияние гидростатического сжатия на электрофизические свойства облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,07; 0,125) n-типа.

4.1. Перестройка энергетического спектра под давлением

Установлено, что при гидростатическом сжатии облученных электронами сплавов с прямым спектром происходит уменьшение концентрации электронов в условиях стабилизации уровня Ферми зоной радиационных дефектов E_t , и предложена модель перестройки энергетического спектра облученных сплавов под давлением (рис. 3, 4). Согласно этой модели, уменьшение концентрации электронов в облученных образцах при сжатии является следствием перераспределения электронов

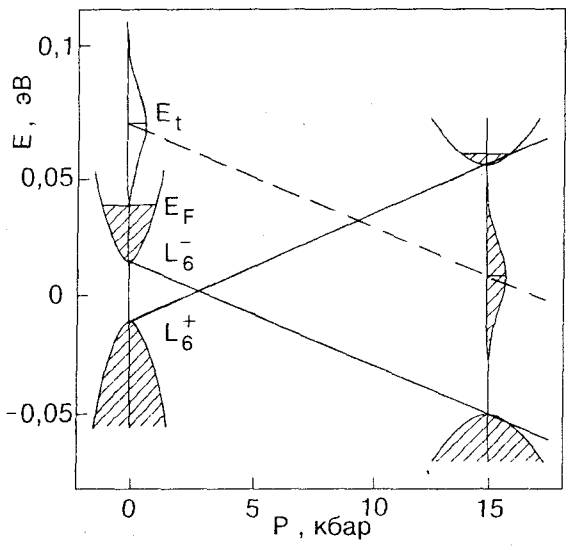

Рис. 3. Перестройка энергетического спектра облученного электронами сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,125) ($N_t < n_0$) под давлением.

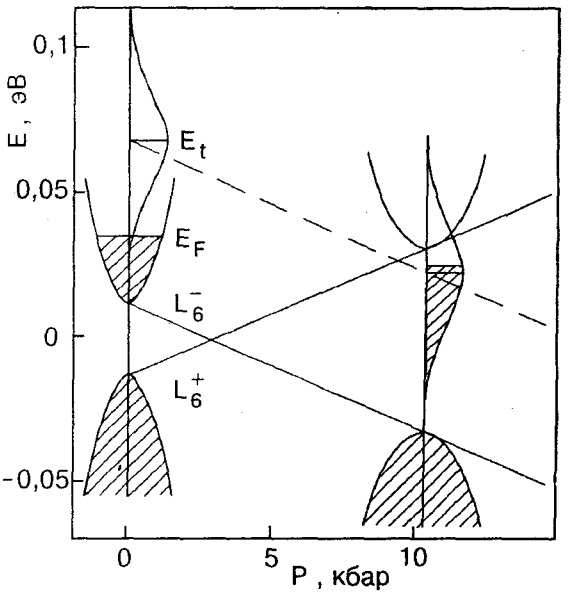

Рис. 4. Перестройка энергетического спектра облученного электронами сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,125) ($N_t > n_0$) под давлением.

между зоной проводимости и зоной радиационных дефектов.

Наилучшее согласие предложенной модели с экспериментальными данными удается получить, предполагая, что расстояние между серединой зоны локализованных состояний E_t и термом L_6^- практически не изменяется под давлением. Тогда при увеличении давления сначала происходит уменьшение ширины запрещенной зоны в L, приводящее к уменьшению эффективной массы электронов и плотности состояний в зоне проводимости [4,43]. Поэтому, несмотря на неизменность расстояния между дном зоны проводимости и локальной зоной, концентрация электронов медленно уменьшается в результате повышения уровня Ферми и захвата электронов на состояния в пределах хвоста плотности состояний локальной зоны. После инверсии зон в L расстояние между серединой зоны E_t и дном зоны проводимости L_6^+ быстро уменьшается, что приводит к перетеканию электронов из зоны проводимости в зону локализованных состояний и быстрому уменьшению концентрации свободных электронов.

В области максимальных давлений середина локальной зоны E_t пересекает дно зоны проводимости и попадает в пределы запрещенной зоны. При этом характер зависимостей электрофизических параметров образцов от давления определяется соотношением полной емкости зоны локализованных состояний N_t , зависящей от потока облу-

чения, и исходной концентрации электронов в образце n_0.

При $N_t < n_0$ зона радиационных дефектов, расположенная в запрещенной зоне сплава, оказывается полностью заполненной электронами (рис. 3). Кроме того, часть электронов $n' = n_0 - N_t$ остается в зоне проводимости. Поэтому с ростом давления электрофизические параметры образцов первой группы стремятся к некоторым предельным значениям, зависящим от остаточной концентрации электронов n'.

При $N_t > n_0$ в области максимальных давлений зона радиационных дефектов оказывается лишь частично заполненной электронами (рис. 4). Это означает, что при увеличении давления электроны полностью перетекают из зоны проводимости в зону *локализованных состояний*. При некотором критическом давлении P^* концентрация электронов обращается в нуль и происходит переход металл—диэлектрик.

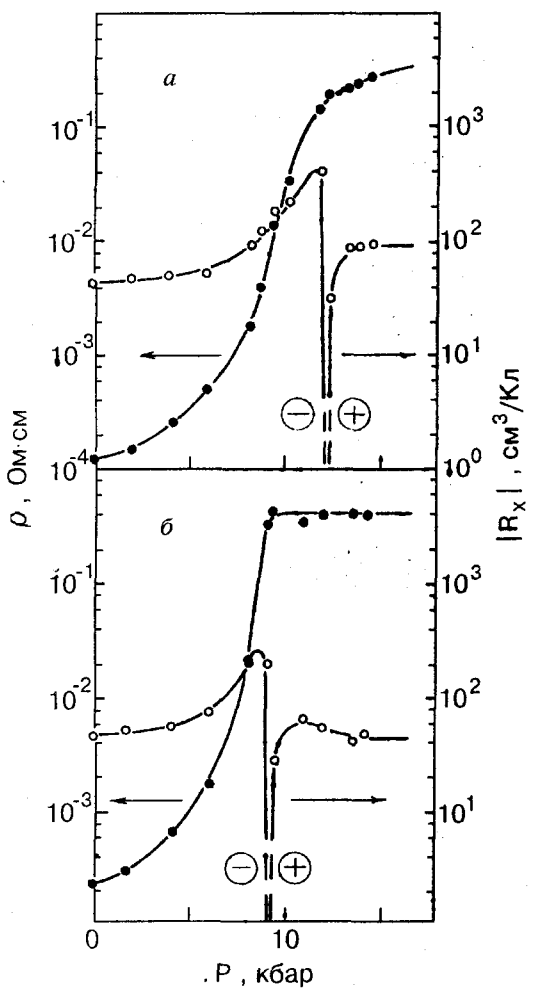

Рис. 5. Барические зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла при $T = 4{,}2$ K для образца W-2 (см. табл. 1), облученного электронами, при $\Phi \cdot 10^{-17}$, см$^{-2}$: 1,6 (*а*); 4,0 (*б*).

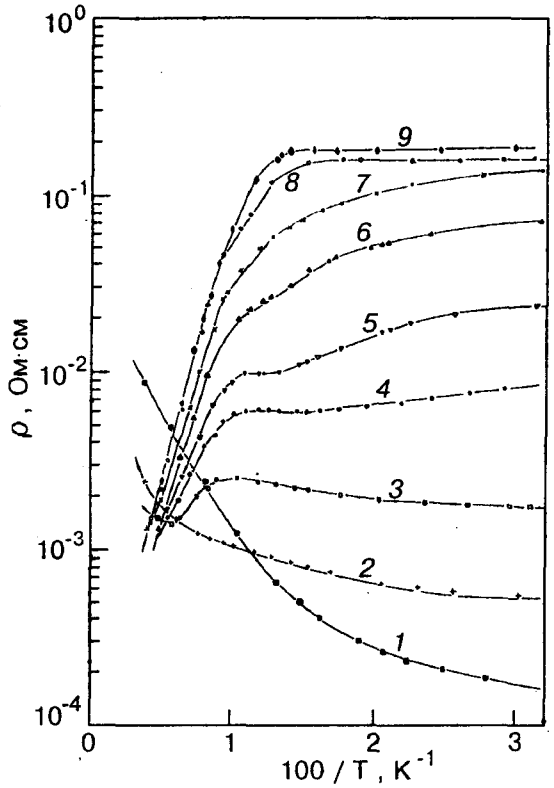

Рис. 6. Температурные зависимости удельного сопротивления образца W-2 ($\Phi = 1{,}6 \cdot 10^{-17}$, см$^{-2}$) при переходе металл—диэлектрик под действием давления P, кбар: 0 (*1*); 5,9 (*2*); 8,2 (*3*); 9,4 (*4*); 10,2 (*5*); 11,9 (*6*); 12,3 (*7*); 13,4 (*8*); 13,9 (*9*).

Переход металл—диэлектрик сопровождается резким (примерно на три порядка) увеличением удельного сопротивления и инверсией знака коэффициента Холла (рис. 5). По мере увеличения потока облучения точка инверсии знака R_X смещается в сторону меньших давлений, а после точки инверсии коэффициент Холла стабилизируется на уровне $R_X = 40$–100 см^3/Кл.

Положительный знак R_X в диэлектрической фазе свидетельствует о смене типа основных носителей заряда и объясняется, по-видимому, тем, что основным механизмом проводимости при низких температурах становится проводимость по зоне локализованных состояний или поверхностная проводимость, имеющие дырочной характер. Поскольку в диэлектрическом состоянии электрофизические параметры образцов стремятся к предельным значениям, оказывается возможным оценить холловскую подвижность носителей заряда в диэлектрической фазе, которая при $T = 4{,}2$ K составляет $\mu_H = 100$–300 см^2/(В·с).

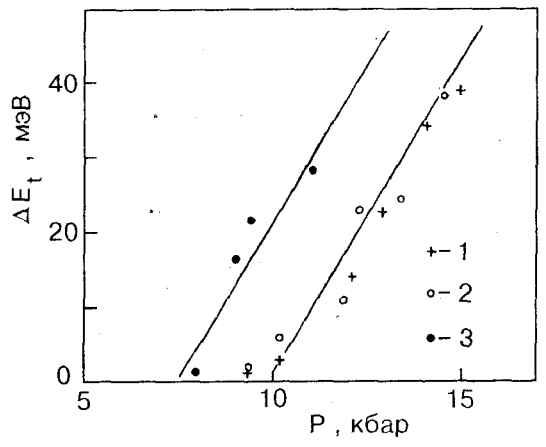

Рис. 7. Зависимости энергии активации локальной зоны в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,125), облученных электронами, от давления (сплошные линии рассчитаны в предположении $d\Delta E_t/dP = dE_g/dP$ = 8,5 мэВ/кбар): *1* — W-0 (Φ = = $4{,}1\cdot10^{17}$ см$^{-2}$); *2* — W-2 ($\Phi = 1{,}6\cdot10^{17}$ см$^{-2}$); *3* —W-2 ($\Phi = 4{,}0\cdot10^{17}$ см$^{-2}$).

В окрестности перехода металл—диэлектрик качественно меняется характер температурных зависимостей удельного сопротивления облученных образцов (рис. 6). У всех образцов зависимости $\rho(1/T)$ в области низких давлений имеют «металлический» характер, типичный для нелегированных сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$. При увеличении давления зависимости $\rho(1/T)$ приобретают «полупроводниковый» характер и на них появляются два активационных участка, наклон которых монотонно увеличивается под действием давления. Высокотемпературный активационный участок связан с собственной генерацией носителей заряда, которая проявляется при понижении концентрации свободных электронов под давлением, а увеличение угла его наклона соответствует возрастанию ширины запрещенной зоны сплава после инверсии зон в L под давлением.

Появление низкотемпературного активационного участка на зависимостях $\rho(1/T)$ объясняется тем, что под действием давления середина зоны E_t пересекает дно зоны проводимости и оказывается в запрещенной зоне. Поэтому при увеличении температуры происходит термическая активация электронов из зоны локализованных состояний в зону проводимости. Энергия активации ΔE_t = = $E_c - E_t$, определенная по углу наклона зависимостей $\rho(1/T)$, монотонно увеличивается под давлением со скоростью, близкой к скорости изменения ширины запрещенной зоны сплава при сжатии (рис. 7). Это обстоятельство свидетельствует о неизменности положения локальной зоны относительно потолка валентной зоны L_6^- и является прямым подтверждением предположения, сделанного выше.

4.2. Структура зоны радиационных дефектов

Анализ имеющихся экспериментальных данных свидетельствует о значительном, сравнимом с шириной запрещенной зоны в исследованных образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$, размытии зоны радиационных дефектов, индуцированной электронным облучением. В частности, в облученных электронами образцах давление перехода металл—диэлектрик изменяется в значительных пределах (P^* = 9–16 кбар) и зависит от соотношения исходной концентрации электронов и полной емкости зоны E_t, т.е. величины потока облучения.

В этих условиях изучение зависимостей концентрации электронов в облученных образцах от потока облучения и давления позволяет определить энергетическое положение и ширину резонансной зоны, возникающей при электронном облучении сплавов. Кроме того, появляется уникальная возможность, опираясь на хорошо известный закон дисперсии носителей заряда в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ [4,43], исследовать структуру зоны резонансных

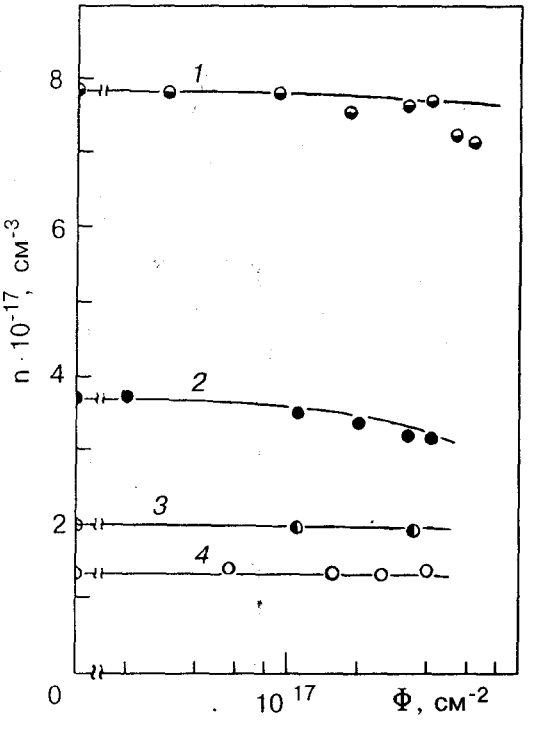

Рис. 8. Зависимости концентрации электронов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ при T = 4,2 K от потока облучения при x = 0,07: K-12 (*1*); x = 0,125: W-0 (*2*); W-11 (*3*); W-2 (*4*).

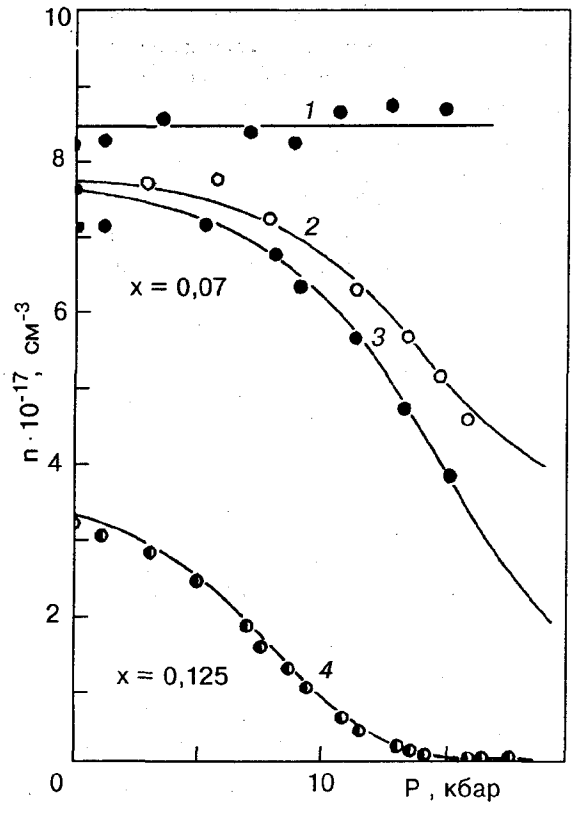

Рис. 9. Зависимости концентрации электронов при $T = 4{,}2$ K от давления в образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$, облученных электронами ($N_t < n_0$), при $x = 0{,}07$: *1* — K-11 ($\Phi = 0$), *2* — K-12 ($\Phi = 3{,}3 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$), *3* — K-12 ($\Phi = 6{,}2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$); $x = 0{,}125$: *4* — W-0 ($\Phi = 3{,}3 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$).

состояний и восстановить ход плотности состояний в ней. И, наконец, сравнение зависимостей концентрации электронов от давления, полученных при исследовании одного и того же образца, облученного разными потоками электронов, позволяет получить информацию о скорости генерации дефектов при облучении.

На рис. 8–10 представлены зависимости концентрации электронов в образцах n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}07$; $0{,}125$) от потока облучения и давления, рассчитанные по экспериментальным величинам коэффициента Холла при $T = 4{,}2$ K. Медленное уменьшение концентрации электронов при облучении свидетельствует о том, что середина локальной зоны E_t в исследованных образцах расположена значительно выше уровня Ферми и имеет значительную (~ 10 мэВ) ширину (рис. 3, 4). Увеличение потока облучения приводит к росту плотности локализованных состояний и захвату свободных электронов на свободные состояния в пределах хвоста плотности состояний резонансной зоны. При этом концентрация свободных электронов медленно уменьшается с ростом потока облучения, причем максимальные изменения концентрации электронов наблюдаются в кристаллах с наибольшей исходной концентрацией носителей заряда.

При построении экспериментальных зависимостей концентрации электронов в облученных образцах от давления учитывалось, что по мере уменьшения концентрации электронов в зоне проводимости происходит относительное увеличение вклада дырочной проводимости (проводимость по зоне радиационных дефектов или поверхностная проводимость) в измеряемые величины ρ и R_X в слабом магнитном поле при $T = 4{,}2$ K. Поэтому концентрация электронов $n(P)$ рассчитывалась в рамках двухзонной модели:

$$R_X = \frac{\sigma_p \mu_p - \sigma_n \mu_n}{(\sigma_p + \sigma_n)^2}, \qquad (3)$$

$$1/\rho = \sigma_p + \sigma_n, \quad n = \sigma_n / e\mu_n. \qquad (4)$$

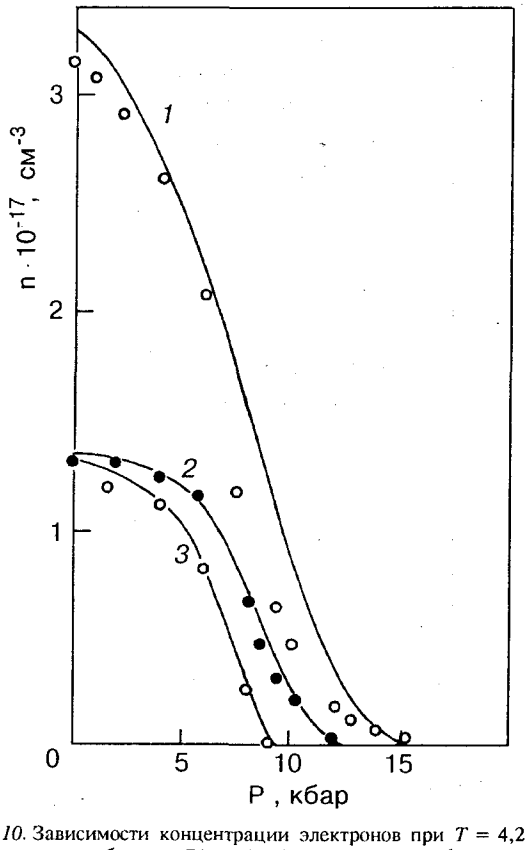

Рис. 10. Зависимости концентрации электронов при $T = 4{,}2$ K от давления в образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}125$), облученных электронами ($N_t > n_0$): *1* — W-0 ($\Phi = 4{,}1 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$), *2* — W-2 ($\Phi = 1{,}6 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$), *3* — W-2 ($\Phi = 4{,}0 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$).

В качестве подвижности μ_p при проводимости по локальной зоне и дырочной проводимости σ_p принимались предельные значения холловской подвижности и проводимости для каждого образца в диэлектрической фазе ($P > P^*$). Для образцов с $N_t < n_0$, в которых переход металл—диэлектрик под давлением не реализуется, использовались средние значения этих параметров.

При построении теоретических зависимостей (сплошные линии на рис. 8–10) предполагалось, что скорость генерации дефектов $dN_t/d\Phi$ не зависит от потока облучения, положение середины резонансной зоны E_t относительно терма L_6^- не изменяется под действием давления, а функция плотности состояний $g_t(E)$ в резонансной зоне описывается кривой гауссовского типа:

$$g_t(E) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \frac{dN_t}{d\Phi} \Phi \exp\left[-\frac{(E - E_t)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5)$$

где σ — ширина резонансной зоны.

Поскольку из экспериментальных данных следует, что как при увеличении потока облучения, так и при гидростатическом сжатии облученных кристаллов происходит перетекание электронов из зоны проводимости в резонансную зону, предполагалось также, что при любых значениях Φ и P сумма концентраций электронов n и n_t в зоне проводимости и резонансной зоне равна исходной концентрации электронов в образце n_0:

$$n_0 = n(P) + n_t(P), \quad n_t(P) = \int_{-\infty}^{E_F} g_t(E)\, dE, \quad (6)$$

где E_F — энергия Ферми в облученных образцах, являющаяся функцией потока облучения и давления.

Положение уровня Ферми в облученных образцах рассчитывалось в рамках закона дисперсии Диммока с учетом зависимости параметров $E_\perp$ и $E_\parallel$ от состава сплава [4,43]. Необходимо отметить, что возможность использования при расчетах хорошо известного закона дисперсии носителей заряда в L имеет принципиальное значение. Именно это обстоятельство позволяет с необходимой точностью рассчитать теоретические зависимости $n(\Phi)$, $n(P)$ в облученных образцах и определить параметры резонансной зоны в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}07; 0{,}125$).

Наилучшее согласие теории (сплошные линии на рис. 8–10) и эксперимента достигнуто при значениях параметров модели, приведенных в табл. 1, в предположении, что при атмосферном давлении середина резонансной зоны расположена в зоне проводимости: $E_t \approx E_c + 70$ мэВ для сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}07$) и $E_t \approx E_c + 56$ мэВ для сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}125$). Теоретические зависимости, построенные в рамках предложенной модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Таблица 1

Параметры резонансной зоны в сплавах n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$, облученных электронами

Образец	x	$n_0 \cdot 10^{-17}$, см$^{-3}$	$\Phi \cdot 10^{-17}$, см$^{-2}$	$dN_t/d\Phi$, см$^{-1}$	σ, мэВ
K-12	0,07	7,80	3,3	1,20	18
			6,2	1,05	20
W-0	0,125	3,70	3,3	1,10	20
			4,1	0,90	20
W-11	0,125	2,00	3,5	0,57	13
W-2	0,125	1,35	1,6	0,90	13
			4,0	0,75	15

Анализ параметров резонансной зоны (табл. 1) показывает, что скорость генерации дефектов при облучении для всех исследованных образцов составляет $dN_t/d\Phi \approx 1$ см$^{-1}$. Это означает, что для создания в образцах плотности резонансных состояний, сравнимых с типичными для сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ значениями концентраций свободных носителей заряда ($n, p \sim 10^{17}$–10^{18} см$^{-3}$), необходимо облучение потоком электронов $\Phi \sim 10^{17}$–10^{18} см$^{-2}$. Увеличение потока облучения приводит, по-видимому, лишь к медленному уменьшению скорости генерации резонансных состояний и незначительному увеличению ширины резонансной зоны при неизменной форме функции плотности состояний в ней. Поэтому предположения о неизменности скорости генерации резонансных состояний и формы функции плотности состояний в резонансной зоне, использованные при расчетах, не противоречат полученным данным и не должны оказывать существенного влияния на результаты расчета.

5. Зона радиационных дефектов в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с инверсным спектром

В соответствии с моделью энергетического спектра сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, облученных электронами, положение зоны радиационных дефектов E_t относительно терма L_6^- изменяется с ростом концентраций олова (рис. 1). При этом в определенном диапазоне составов, у сплавов с инверсным спектром ($E_g < 0$), середина зоны E_t должна располагаться внутри запрещенной зоны. В этом случае возникают возможности наблюдения перехода типа металл—диэлектрик под действием облучения, в результате перетекания электронов из зоны проводимости в зону радиационных дефектов, а также перераспределения электронов между зоной радиационных дефектов и одной из разрешенных зон при перестройке энергетического спектра облученных электронами сплавов под действием давления.

С целью экспериментального обнаружения указанных эффектов и построения энергетической диаграммы облученных сплавов вплоть до границы существования кубической фазы в работах [42, 44–51] исследовано влияние электронного облучения и последующего гидростатического сжатия на электрофизические свойства сплавов с концентрациями олова $0{,}2 \le x \le 0{,}34$.

5.1. Переход металл—диэлектрик, индуцированный электронным облучением, в сплавах n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}2;\ 0{,}25$)

Установлено, что под действием электронного облучения в запрещенной зоне сплавов появляется незаполненная электронами зона радиационных дефектов E_t (рис. 11). Генерация дефектов при облучении вызывает увеличение плотности локализованных состояний, перетекание электронов из зоны проводимости в зону E_t и уменьшение концентрации свободных электронов в исследованных образцах. В сплавах с $x = 0{,}25$ при потоке облучения $\Phi = \Phi^*$ концентрация электронов обращается в нуль и происходит переход металл—диэлекрик (рис. 12). В диэлектрической фазе ($\Phi > \Phi^*$) уровень Ферми стабилизируется в зоне E_t, а электрофизические параметры сплавов достигают предельных значений, практически не зависящих от потока облучения.

В то же время в сплавах с $x = 0{,}2$ зона радиационных дефектов расположена в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости L_6^+ и сильно перекрывается с зоной проводимости, образуя единую зону разрешенных состояний. Это обстоятельство, а также высокие исходные концентрации электронов в образцах сильно затрудняют наблюдение перехода в диэлектрическое состояние и точное определение энергетического положения зоны E_t у сплавов этого состава.

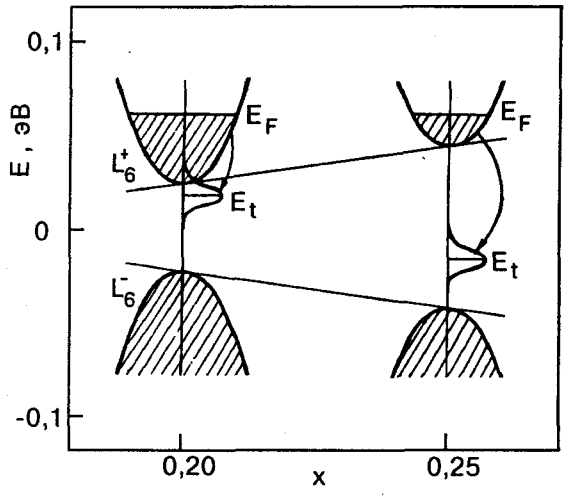

Рис. 11. Модель энергетического спектра сплавов n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,2; 0,25), облученных электронами.

В окрестности перехода металл—диэлектрик наблюдается изменение характера зависимостей электрофизических параметров исследованных образцов от потока облучения (рис. 13): удельное

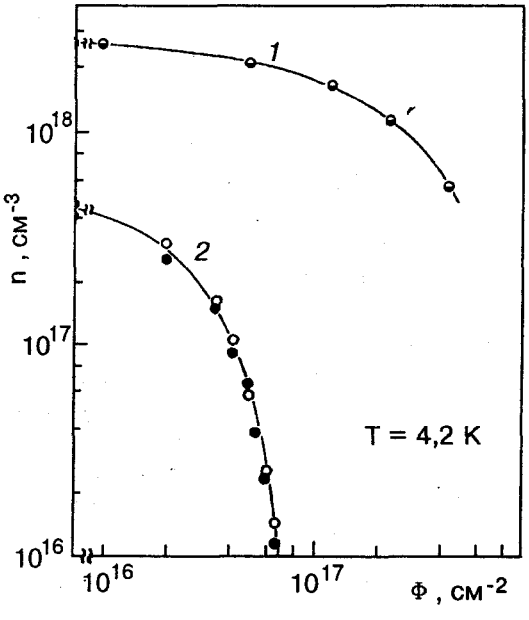

Рис. 12. Зависимости концентрации электронов при T = 4,2 K от потока облучения в образцах n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ с инверсным спектром: x = 0,2 (*1*); 0,25 (*2*).

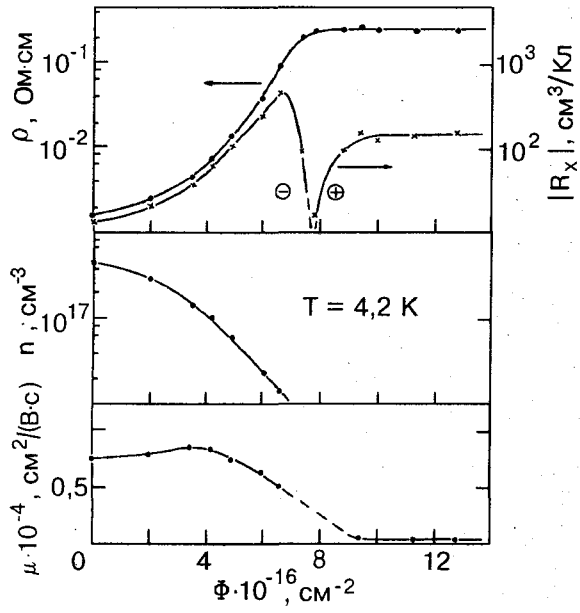

Рис. 13. Зависимости электрофизических параметров образца n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,25) при T = 4,2 K от потока облучения.

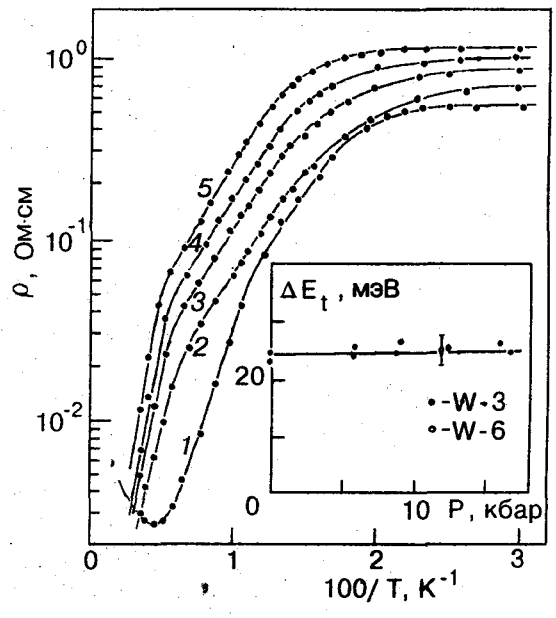

Рис. 14. Температурные зависимости удельного сопротивления образца W-6 (x = 0,25, Φ = $2\cdot10^{17}$ см$^{-2}$) при P, кбар: 0 (*1*); 5,8 (*2*); 8,8 (*3*); 12,1 (*4*); 16,2 (*5*). На вставке — барические зависимости энергии активации локального уровня в образцах n-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,25), облученных электронами.

сопротивление стремится к насыщению, коэффициент Холла уменьшается по абсолютной величине и инвертирует, а холловская подвижность носителей заряда, которая в области потоков облучения $\Phi < \Phi^*$ почти не изменялась, падает более чем на порядок. Дальнейшее облучение потоками электронов, примерно вдвое превышающими значение Φ^*, практически не изменяет электрофизические параметры кристаллов, что указывает на достижение некоторого предельного состояния и стабилизацию положения уровня Ферми.

В диэлектрической фазе коэффициент Холла при гелиевых температурах имеет положительный знак, что указывает на дырочный характер проводимости. Однако величина холловской подвижности в диэлектрической фазе ($\mu_H = 10^2$–10^3 см^2/(В·с) при T = 4,2 K) более чем на порядок меньше значения подвижности свободных дырок в L. Поэтому можно предположить, что в диэлектрической фазе основным механизмом проводимости при низких температурах становится проводимость по зоне локализованных состояний, имеющая дырочный характер. Альтернативной возможностью объяснения положительного знака коэффициента Холла в диэлектрической фазе является предположение о существовании на поверхности образцов инверсионного слоя p-типа проводимости. Такой поверхностный слой в принципе мог бы возникнуть на поверхности образцов как в результате химической обработки поверхности, так и в результате облучения быстрыми электронами (окисление поверхности, дефекты на поверхности).

Использование гидростатического сжатия [49] позволило получить дополнительную информацию о поведении электрофизических параметров облученных электронами сплавов в диэлектрической фазе, а также об энергетическом положении зоны радиационных дефектов относительно краев разрешенных зон в L в облученных образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ (x = 0,25).

Установлено, в частности, что в диэлектрической фазе на температурной зависимости удельного сопротивления проявляются два характерных активационных участка, тангенс угла наклона которых отличается примерно в два раза (рис. 14). Под действием давления наклон высокотемпературного участка монотонно увеличивается, а низкотемпературного — остается практически постоянным. Величина энергии активации и скорость ее изменения под действием давления, определенные по углу наклона высокотемпературного активационного участка, позволяют считать, что этот участок соответствует собственной ионизации носителей заряда, а увеличение угла его наклона связано с увеличением ширины запрещенной зоны сплава под давлением (при атмосферном давлении ширина запрещенной зоны у исследованного сплава $E_g \approx 85$ мэВ при T = 4,2 K). Наклон низкотемпературного активационного участка на зависимо-

стях $\rho(1/T)$ определяется расстоянием между серединой зоны E_t и потолком валентной зоны E_v. Величина энергии активации, рассчитанная по углу наклона зависимостей $\rho(1/T)$, у исследованных образцов составляет $\Delta E_t = E_t - E_v = (24 \pm 3)$ мэВ и практически не зависит от давления.

Постоянство энергии активации ΔE_t в исследованном диапазоне давлений позволяет считать, что под действием давления положение зоны локализованных состояний относительно терма L_6^- (потолок валентной зоны) практически не изменяется. Аналогичное поведение под давлением было обнаружено у зоны радиационных дефектов, индуцированной электронным облучением в энергетическом спектре сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}125$). Это обстоятельство является еще одним подтверждением предположения о том, что обнаруженные в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с прямым и инверсным спектрами зоны радиационных дефектов имеют одну и ту же природу. Положение этой зоны относительно терма L_6^- зависит от состава сплава примерно по линейному закону ($E_t \approx L_6^- + (87 - 250x)$ мэВ) и не меняется при сжатии.

5.2. Параметры зоны радиационных дефектов в облученном электронами сплаве p-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}34$)

В соответствии с энергетической диаграммой, представленной на рис. 1, можно ожидать, что у сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}34$) зона радиационных дефектов расположена вблизи потолка валентной зоны на фоне разрешенных состояний валентной зоны (рис. 15).

Увеличение потока облучения приводит к росту емкости зоны E_t и захвату электронов из валентной зоны на незаполненные состояния в пределах хвоста плотности состояний зоны радиационных дефектов. Однако при высокой исходной концентрации дырок в образцах изменение концентрации дырок при облучении незначительно (рис. 16) и определяется перекрытием хвоста функции плотности состояний зоны радиационных дефектов с заполненными состояниями в валентной зоне. Под давлением зона E_t движется параллельно потолку валентной зоны. Поэтому увеличение концентрации дырок (рис. 16) происходит лишь за счет увеличения плотности состояний в валентной зоне, в результате чего уровень Ферми приближается к потолку валентной зоны, увеличивается степень перекрытия зоны радиационных дефектов с заполненными состояниями в валентной зоне и часть электронов перетекает из валентной зоны в зону радиационных дефектов.

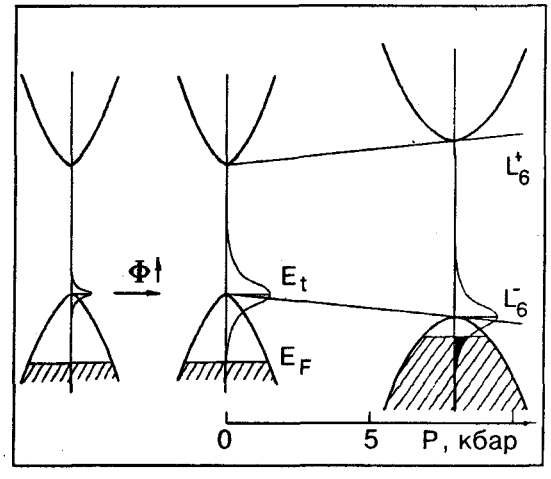

Рис. 15. Перестройка энергетического спектра сплава *p*-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}34$) при облучении электронами и последующем гидростатическом сжатии.

Зависимости концентрации дырок от потока облучения и давления были использованы для определения параметров модели энергетического спектра облученных сплавов [50–51]. Однако оказалось, что независимое определение численных значений всех параметров зоны радиационных де-

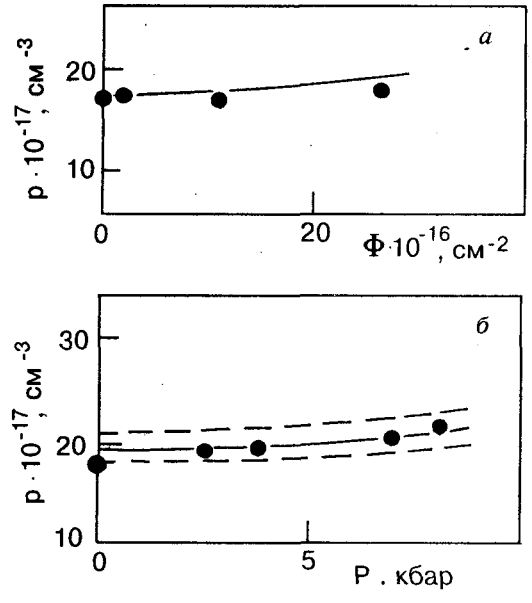

Рис. 16. Зависимости концентрации дырок при $T = 4{,}2$ К от потока облучения (*а*) и давления (*б*) ($\Phi = 2{,}7 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$) для образца *p*-$Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}34$): сплошные линии — расчет при $E_t - E_v = 0$, $\sigma = 13$ мэВ, $dN_t/d\Phi = 6$ см$^{-1}$; штриховые — при $E_t - E_v = \pm 5$ мэВ, $\sigma = 13$ мэВ, $dN_t/d\Phi = 6$ см$^{-1}$.

фектов у сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}34$) затруднено из-за слабой чувствительности зависимостей концентрации дырок от потока облучения и давления к параметрам зоны E_t. Дело в том, что максимальное увеличение концентрации дырок под давлением не превышает 30%, так как при давлении $P \approx 8$ кбар наблюдается скачкообразное изменение электрофизических параметров, связанное со структурным фазовым переходом в решетку типа SnSe [52,53]. Поэтому при сравнении результатов расчетов (сплошные линии на рис. 16) и экспериментальных данных предполагалось, что положение середины зоны E_t совпадает с потолком валентной зоны и использовались значения параметров зоны радиационных дефектов (ширина резонансной зоны σ и скорость генерации состояний при облучении $dN_t/d\Phi$), характерные для подробно исследованных сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($0{,}07 \le x \le 0{,}25$): $\sigma \approx 13$ мэВ и $dN_t/d\Phi \approx 6$ см$^{-1}$. Расчеты проводились на основе уравнения электронейтральности:

$$p(\Phi, P) = p_0 + N_t(\Phi) - p_t(\Phi, P)\,,$$
$$p_t(\Phi, P) = \int_{E_F}^{\infty} g_t(E)\,dE\,, \qquad (7)$$

где p_0 — исходная концентрация дырок в образце; $p_t(\Phi, P)$ — концентрация дырок в зоне радиационных дефектов; $g_t(E)$ — функция плотности состояний в зоне радиационных дефектов; E_F — энергия Ферми, которая рассчитывалась в рамках закона дисперсии Диммока с параметрами, приведенными в работе [4].

Предполагалось также, что полная емкость зоны радиационных дефектов линейно зависит от потока облучения ($N_t = \Phi(dN_t/d\Phi)$), а функция плотности состояний $g_t(E)$ в резонансной зоне может быть аппроксимирована кривой гауссовского типа (5).

Для оценки степени надежности полученных результатов аналогичные расчеты проведены также при вариации положения середины зоны E_t относительно потолка валентной зоны (штриховые линии на рис. 16). Расчеты подтвердили, что у исследованного сплава середина зоны E_t практически совпадает с потолком валентной зоны в L ($E_t \approx \approx L_6^- \pm 5$ мэВ), что позволяет использовать предложенную выше диаграмму движения зоны радиационных дефектов относительно краев разрешенных зон в L практически до границы области существования кубической фазы ($x < 0{,}41$).

6. Переход диэлектрик—металл в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x \le 0{,}03$)

Экспериментальные данные об энергетическом положении и структуре зоны радиационных дефектов E_{t1} в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0$; $0{,}03$) были получены в работах [30,54,55].

Установлено, что при атмосферном давлении, вне зависимости от типа проводимости исходных кристаллов, облученные электронами сплавы находятся в диэлектрическом состоянии, в котором при низких температурах валентная зона целиком заполнена электронами, зона проводимости свободна от электронов, а уровень E_{t1} частично заполнен электронами (рис. 17). При всестороннем сжатии облученных образцов середина локальной зоны E_{t1} приближается к валентной зоне и пересекает потолок валентной зоны L_6^+, индуцируя увеличение концентрации свободных дырок в результате перераспределения носителей заряда между валентной зоной и зоной локализованных состояний и переход диэлектрик—металл под давлением. В области максимальных давлений локальная зона оказывается целиком заполненной электронами и находится в валентной зоне ниже уровня Ферми, а концентрация свободных дырок достигает насыщения и практически не зависит от давления.

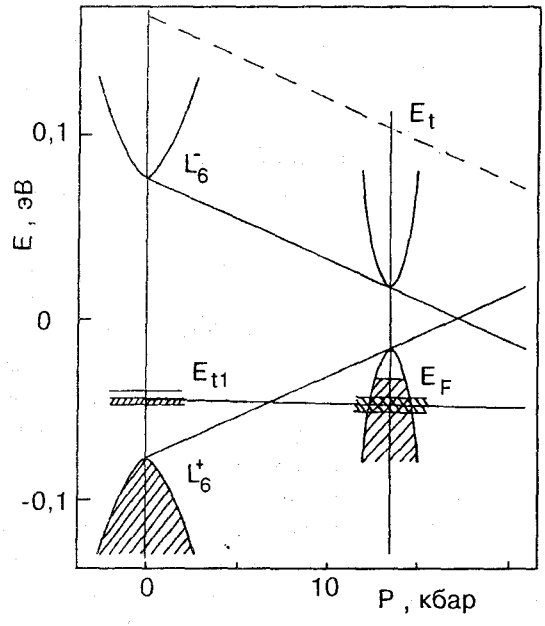

Рис. 17. Перестройка энергетического спектра облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ под давлением.

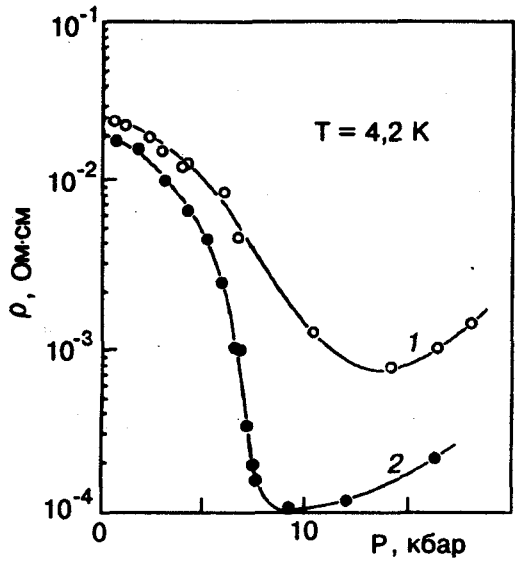

Рис. 18. Зависимости удельного сопротивления от давления для облученных электронами образцов $Pb_{1-x}Sn_xSe$: K-22 ($x = 0{,}03$, $\Phi = 2{,}8 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$) (*1*); N8 ($x = 0$, $\Phi = 5{,}7 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$) (*2*).

Переход диэлектрик—металл сопровождается значительными изменениями электрофизических параметров облученных образцов (рис. 18, 19). Под действием давления удельное сопротивление облученных сплавов при $T = 4{,}2$ K уменьшается примерно на два порядка и проходит через минимум в области давлений $P = 9$–14 кбар. Абсолютная величина коэффициента Холла R_X резко уменьшается под давлением, а затем происходит инверсия знака R_X при некотором значении

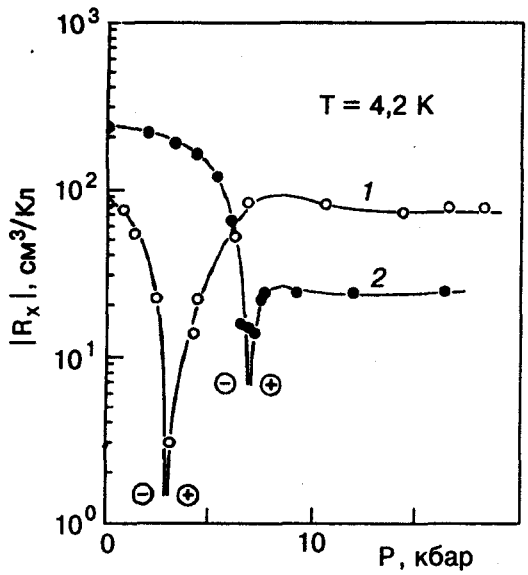

Рис. 19. Зависимости коэффициента Холла от давления для облученных электронами образцов $Pb_{1-x}Sn_xSe$: K-22 ($x = 0{,}03$, $\Phi = 2{,}8 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$) (*1*); N8 ($x = 0$, $\Phi = 5{,}7 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$) (*2*).

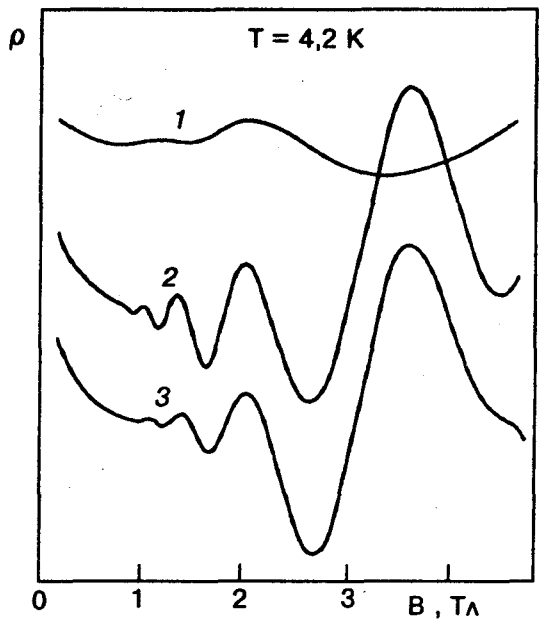

Рис. 20. Осцилляции поперечного магнитосопротивления образца N8, облученного электронами ($x = 0$, $\Phi = 5{,}7 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$) при $T = 4{,}2$ K при различных P, кбар: 6,9 (*1*); 7,7 (*2*); 16,4 (*3*).

$P = P_k$. В области максимальных давлений коэффициент Холла выходит на насыщение и имеет положительный знак.

Необходимо отметить, что подвижности носителей заряда в облученных электронами образцах в диэлектрической фазе имеют довольно низкие для сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ значения (10^3–10^4 см^2/(В·с)). В области низких давлений ($P < P_k$) эти значения подвижности электронов сохраняются, однако сразу после n–p-конверсии (в металлической фазе) подвижность носителей заряда резко увеличивается более чем на порядок и достигает значений, типичных для нелегированных сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$. При этом у всех исследованных образцов появляются отчетливые осцилляции поперечного магнитосопротивления в квантующих магнитных полях (рис. 20). В узком интервале давлений амплитуда и частота шубниковских осцилляций резко возрастают, а концентрации свободных дырок, рассчитанные по периодам осцилляций $\Delta_{100}(1/B)$, с точностью $\pm 10\%$ совпадают со значениями, вычисленными по величинам коэффициента Холла R_X, и с ростом давления выходят на насыщение.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что отрицательный знак R_X в диэлектрической фазе при низких температурах не может быть обусловлен существованием свободных электронов, так как подвижность носителей заряда у облученных образцов оказалась значительно ниже, чем у

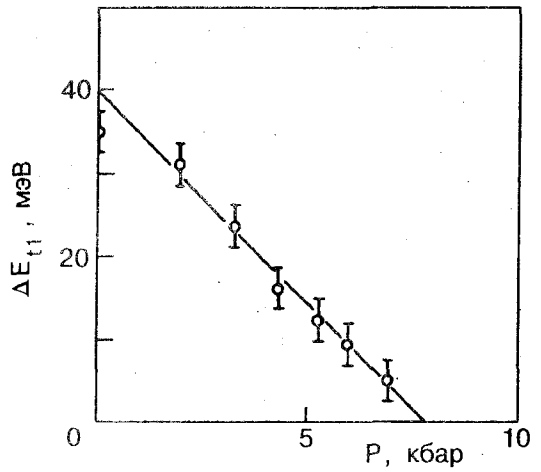

Рис. 21. Зависимость энергии активации глубокого уровня E_{t1} от давления для образца N8 ($x = 0$), облученного электронами ($\Phi = 5{,}7 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$).

необлученных, а также ниже, чем у облученных образцов, подвергнутых гидростатическому сжатию. По-видимому, в диэлектрической фазе при низких температурах основным механизмом проводимости является поверхностная проводимость или проводимость по зоне локализованных состояний, расположенной в запрещенной зоне сплавов.

Сравнение экспериментальных данных, полученных для сплавов с $x = 0$ и 0,03, показывает, что энергия активации уровня E_{t1} зависит от состава и давления (рис. 21), а инверсия знака коэффициента Холла, соответствующая точке пересечения уровня E_{t1} с потолком валентной зоны L_6^+, для обоих сплавов происходит при одном и том же значении ширины запрещенной зоны E_g ($P_k \approx 7$ кбар для PbSe и $P_k \approx 3$ кбар для сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x = 0{,}03$)). Эти результаты позволили оценить скорости движения середины зоны E_{t1} относительно потолка валентной зоны L_6^+ при изменении содержания олова и величины давления. Оказалось, что при гидростатическом сжатии $d(\Delta E_{t1})/dP \approx -5$ мэВ/кбар и зона E_{t1} медленно движется вниз относительно середины запрещенной зоны. При увеличении содержания олова в сплаве середина зоны E_{t1} также медленно опускается вниз относительно середины запрещенной зоны, изменяя свое положение относительно терма L_6^+ примерно по линейному закону: $E_{t1} \approx L_6^+ + (40 - 700x)$ мэВ, и при $x > 0{,}06$ попадает в пределы валентной зоны.

Отметим также, что в окрестности перехода диэлектрик—металл значительные изменения параметров носителей заряда происходят в достаточно широком диапазоне давлений $\Delta P = 3$–4 кбар (рис. 18, 19). Это обстоятельство указывает на конечную ширину зоны E_{t1} и позволяет использовать зависимости концентрации дырок в облученных образцах от давления для восстановления функции плотности состояний в зоне E_{t1}. Однако расчет зависимостей $p(P)$ по экспериментальным зависимостям $\rho(P)$ и $R_X(P)$ оказался существенно затруднен из-за наличия в диэлектрической фазе дополнительного механизма проводимости электронного типа, обусловленного, скорее всего, поверхностной проводимостью. Оценки показывают, что, в предположении гауссовской формы функции плотности состояний в зоне радиационных дефектов, ширина зоны E_{t1} в несколько раз меньше ширины зоны E_t и составляет $\sigma = 3$–7 мэВ.

7. Резонансная зона радиационных дефектов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x \approx 0{,}2$), облученных электронами

Известно, что гидростатическое сжатие сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x < 0{,}35$) приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны и инверсии термов в L. При этом в нелегированных и необлученных кристаллах концентрация носителей заряда не меняется [11,56]. Однако в облученных электронами образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x \approx 0{,}2$), в энергетическом спектре которых имеется широкая резонансная зона радиационных дефектов, гидростатическое сжатие должно приводить к изменению взаимного расположения разрешенных зон в L и резонансной зоны, индуцируя перераспределение электронов между ними и изменение концентрации свободных носителей заряда.

Наиболее полная информация о зоне радиационных дефектов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ была получена при исследовании влияния электронного облучения и последующего гидростатического сжатия на электрофизические свойства сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0{,}2$; 0,22) n- и p-типа [31,32,41, 57,58].

7.1. Перестройка энергетического спектра под давлением

Установлено, что под действием давления у всех облученных электронами образцов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0{,}2$; 0,22) концентрация дырок монотонно увеличивается и выходит на насыщение (рис. 22). С точки зрения модели энергетического спектра облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x \approx 0{,}2$) (рис. 22), увеличение концентрации ды-

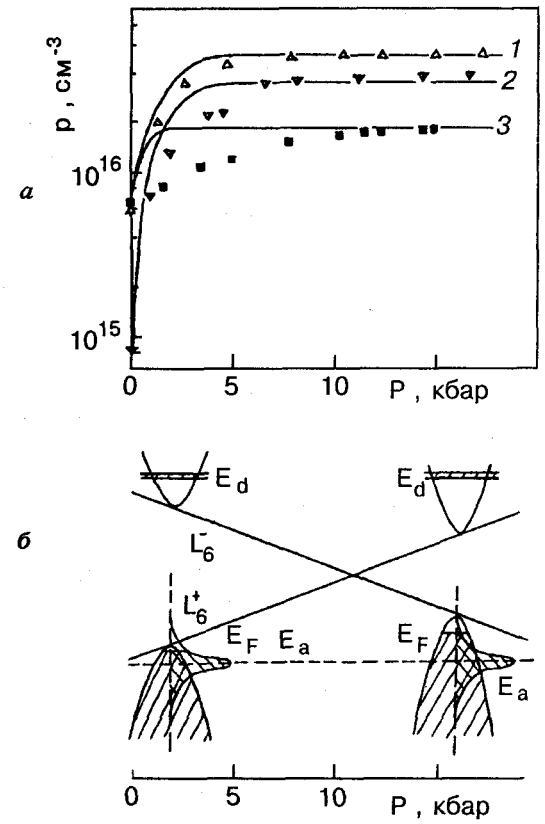

Рис. 22. Зависимости концентрации дырок в образцах *p*-$Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0{,}2$), облученных электронами, от давления при $T = 4{,}2$ K (*а*): *1* — sp-2 ($\Phi = 2{,}2\cdot10^{17}$ см$^{-2}$); *2* — sp-2 ($\Phi = 3{,}35\cdot10^{17}$ см$^{-2}$); *3* — p-11 ($\Phi = 1{,}4\cdot10^{17}$ см$^{-2}$). Диаграмма перестройки энергетического спектра сплава под давлением (*б*).

рок под давлением возможно при увеличении расстояния между потолком валентной зоны и серединой резонансной зоны, например, при неизменности положения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны под давлением. В этом случае резонансная зона, «погружаясь» с ростом давления в валентную зону, отбирает на себя часть электронов из валентной зоны, увеличивая концентрацию свободных дырок в валентной зоне.

Предварительные расчеты показали, что вид зависимости $p(P)$ определяется концентрацией незаполненных состояний в резонансной зоне и взаимным расположением середины резонансной зоны и уровня Ферми в облученных образцах при атмосферном давлении, а также формой функции плотности состояний в резонансной зоне. В частности, при малой емкости резонансной зоны зависимость $p(P)$ должна иметь «плато» в области давлений, при которых все пустые места в резонансной зоне оказываются занятыми электронами, а при прохождении уровня Ферми через середину резонансной зоны на кривой $p(P)$ должен появляться характерный перегиб, отсутствие которого может служить указанием на то, что середина резонансной зоны расположена ниже уровня Ферми при атмосферном давлении.

7.2. Параметры модели энергетического спектра

Для определения параметров модели энергетического спектра облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x \approx 0{,}2$) удобно использовать зависимости концентрации дырок в исследованных образцах от потока облучения (рис. 23) и давления (рис. 22). При вычислении зависимостей концентрации дырок от потока облучения считалось, что уменьшение концентрации дырок происходит в результате перетекания электронов с донорного уровня E_d в валентную зону и резонансную зону акцепторного типа E_a (рис. 2). Поэтому концентрация дырок должна подчиняться уравнению

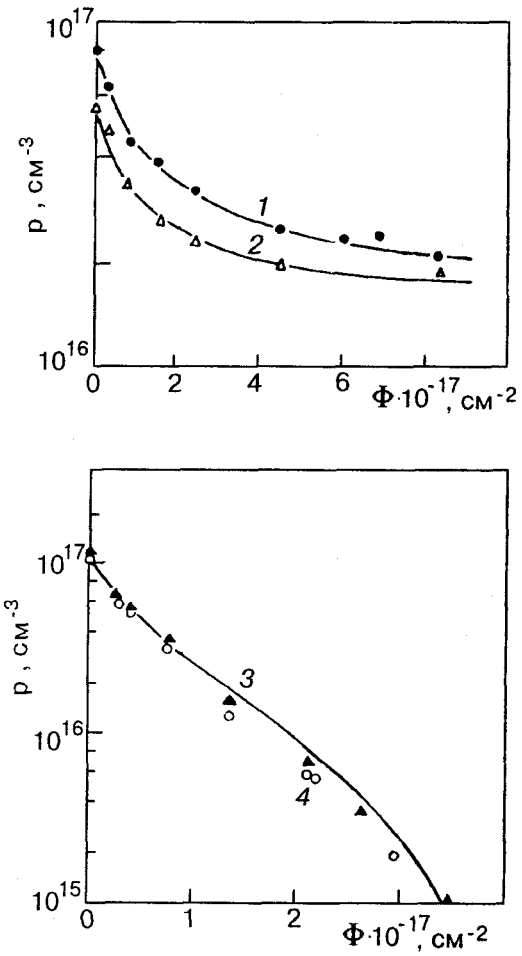

Рис. 23. Зависимости концентрации дырок в образцах *p*-$Pb_{1-x}Sn_xTe$ при $T = 4{,}2$ K от потока облучения: p-1 (*1*); p-2 (*2*); sp-1 (*3*); sp-2 (*4*). Сплошные линии — расчет по модели с параметрами, приведенными в табл. 2.

$$p(\Phi) = p_0 - \left(N_d - n_a(\Phi)\right), \quad n_a(\Phi) = \int_{-\infty}^{E_F} g_a(E)\, dE\,, \tag{8}$$

$$g_a(E) = \frac{N_a}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E - E_a)^2}{2\sigma^2}\right], \tag{9}$$

где $N_d = \Phi dN_d/d\Phi$; $N_a = \Phi dN_a/d\Phi$; $dN_d/d\Phi$ и $dN_a/d\Phi$ — скорости генерации дефектов донорного и акцепторного типов при облучении; $g_a(E)$ — плотность состояний в резонансной зоне акцепторного типа в виде кривой гауссовского типа; E_a и σ — середина и ширина резонансной зоны; E_F — энергия Ферми, рассчитанная в рамках двухзонной модели с параметрами закона дисперсии, полученными в работе [59].

При построении теоретических зависимостей концентрации дырок от давления считалось, что при перестройке энергетического спектра облученного сплава под давлением суммарная концентрация дырок в валентной зоне p и в резонансной зоне p_a остается постоянной и концентрация дырок в валентной зоне определялась из уравнения

$$p(P) + p_a(P) = p(0) + p_a(0)\,. \tag{10}$$

Учитывая, что $p_a(P) = N_a - n_a(P)$, а $p_a(0) = N_a - n_a(0)$ получаем

$$p(P) = p(0) + \left[n_a(P) - n_a(0)\right], \tag{11}$$

$$n_a(P) = \int_{-\infty}^{E_F(P)} g_a(E)\, dE\,,$$

$$g_a(E) = \frac{N_a}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E - E_a)^2}{2\sigma^2}\right]. \tag{12}$$

Наилучшее согласие теории (сплошные линии на рис. 22, 23) и эксперимента было достигнуто в предположении неизменности положения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны сплава при сжатии и использовании параметров модели, приведенных в табл. 2. Однако необходимо отметить заметное отклонение теоретических кривых от экспериментальных точек в области низких давлений, которое может быть связано с нарушением одного или нескольких предположений, сделанных при расчетах в рамках предложенной модели. Вполне возможно отклонение функции плотности состояний в резонансной зоне от гауссовской формы. Кроме того, предположение о неизменности положения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны не является бесспорным, так как полученные экспериментальные данные не позволяют с удовлетворительной точностью рассчитать скорость движения резонансной зоны относительно краев разрешенных зон сплава под давлением. Для надежного определения этого параметра необходимы значительное расширение диапазона давлений или аналогичные исследования сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с большим содержанием олова.

Таблица 2

Параметры модели энергетического спектра сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$, облученных электронами

Образец	x	Тип проводимости	$dN_d/d\Phi$, $см^{-1}$	$dN_a/d\Phi$, $см^{-1}$	$E_v - E_a$, мэВ	σ, мэВ
p-1	0,2	p	0,65	0,7	6,5	2
p-2	0,2	p	0,65	0,7	6,2	2
p-3	0,2	p	0,7	0,75	6,3	1,9
p-4	0,2	p	0,7	0,75	6,5	2
p-11	0,2	p	0,23	0,17	2,5	1,5
p-12	0,2	p	0,25	0,2	1,8	1
sp-1	0,2	p	1,9	1,7	6,5	4
sp-2	0,2	p	1,9	1,7	6,5	4
c-22	0,22	n	1,67	1,7	9,3	4

Тем не менее, опираясь на имеющиеся экспериментальные результаты, оказывается возможным оценить границы изменения скорости движения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны. С этой целью проведены расчеты зависимостей концентрации дырок в облученных образцах от давления при вариации величины dE_a/dP (рис. 24). Расчеты показали, что при отрицательных значениях dE_a/dP расхождение теоретических зависимостей $p(P)$ и экспериментальных данных в области низких давлений увеличивается. При положительных значениях dE_a/dP улучшается согласие теории и эксперимента в области низких давлений, однако появляются существенные отклонения теоретических зависимостей от экспериментальных точек в области максимальных давлений. Дело в том, что при значениях $dE_a/dP > 0{,}5$ мэВ/кбар резонансная зона при сжатии настолько приближается к потолку валентной зоны L_6^-, что в исследованном диапазоне давлений должны наблюдаться уменьшение концентрации дырок и переход металл—диэлектрик за счет пе-

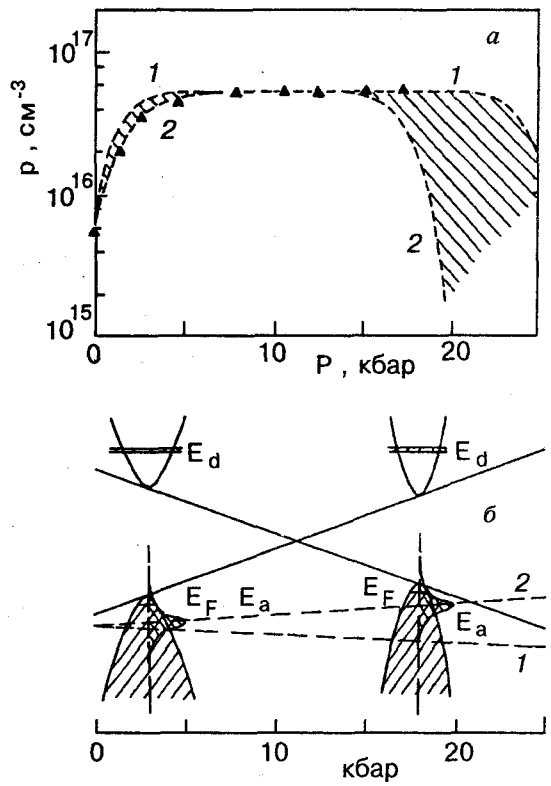

Рис. 24. Зависимости концентрации дырок при $T = 4{,}2$ К в образце sp-2 ($\Phi = 2{,}2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$) от давления (*а*) при вариации скорости движения резонансной зоны под давлением $d\Delta E_a/dP$, мэВ/кбар: −0,5 (*1*), 0,5 (*2*) (*б*).

ретекания электронов из резонансной зоны в валентную. Поэтому, по-видимому, можно считать, что скорость смещения резонансной зоны относительно середины запрещенной зоны невелика и не превышает величины $dE_a/dP = \pm 0{,}5$ мэВ/кбар.

В рамках выбранной модели энергетического спектра сплава проведены расчеты, позволяющие прогнозировать поведение электрофизических параметров сплава при глубоком облучении электронами и последующем гидростатическом сжатии. На рис. 25, 26 представлены теоретические зависимости концентрации дырок и положения уровня Ферми от давления для облученного электронами сплава p-$Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0{,}2$). Гидростатическое сжатие облученных образцов приводит к перестройке энергетического спектра сплава и изменению положения резонансной зоны относительно краев разрешенных зон в L (рис. 25). До инверсии зон в L резонансная зона движется в глубь валентной зоны. Поэтому концентрация дырок должна быстро увеличиваться за счет перетекания электронов из валентной зоны в резонансную вплоть до полного заполнения резонансных состояний. Затем в широком интервале давлений вокруг точки инверсии зон в L резонансная зона остается целиком заполненной электронами и не оказывает влияния на концентрацию носителей заряда в сплаве. Уровень насыщения и протяженность области насыщения концентрации дырок определяются концентрацией незаполненных состояний в резонансной зоне при атмосферном давлении и зависят от потока облучения.

После инверсии зон в L резонансная зона приближается к потолку валентной зоны, пересекает его и выходит в запрещенную зону. При этом кон-

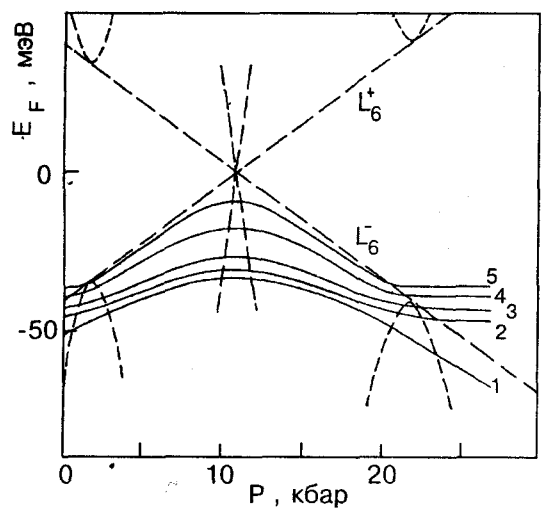

Рис. 25. Зависимости положения уровня Ферми при $T = 4{,}2$ К в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0{,}2$) ($p_0 = 1{,}1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$) от давления при различных потоках облучения $\Phi \cdot 10^{-17}$, см$^{-2}$: 0 (*1*); 1,0 (*2*); 2,2 (*3*); 4,0 (*4*); 4,6 (*5*). Расчет по модели с параметрами, характерными для образцов sp-1, 2.

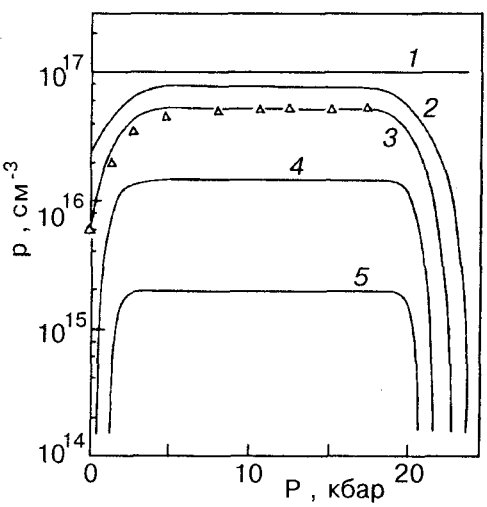

Рис. 26. Зависимости концентрации носителей заряда при $T = 4{,}2$ К в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x = 0{,}2$) ($p_0 = 1{,}1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$) от давления при различных потоках облучения $\Phi \cdot 10^{-17}$, см$^{-2}$: 0 (*1*); 1,0 (*2*); 2,2 (*3*); 4,0 (*4*); 4,6 (*5*). Расчет по модели с параметрами, характерными для образцов sp-1, 2.

центрация дырок должна быстро уменьшаться за счет перетекания электронов из резонансной зоны в валентную вплоть до перехода образцов в диэлектрическое состояние, а уровень Ферми стабилизироваться резонансной зоной, находящейся в запрещенной зоне. Экспериментальное наблюдение таких переходов при вариации потока облучения исходных образцов может дать полезную информацию о параметрах резонансных состояний, индуцированных электронным облучением в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

В заключение необходимо отметить, что у исследованного под давлением сплава с $x = 0{,}22$ (при отсчете энергии от потолка валентной зоны) резонансная зона акцепторного типа расположена несколько ниже, чем у сплава с $x = 0{,}2$, для которого для исследованных образцов среднее значение $(E_v - E_a) \approx 5{,}3$ мэВ. Это обстоятельство позволяет предположить, что в облученных электронами сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ положение резонансной зоны E_a относительно середины запрещенной зоны не зависит от состава. В этом случае при уменьшении концентрации олова в сплаве середина резонансной зоны должна пересекать потолок валентной зоны и при $x < 0{,}17$ попадать в пределы запрещенной зоны. Таким образом, электронное облучение кристаллов с низкими концентрациями олова может приводить к стабилизации уровня Ферми в пределах запрещенной зоны и к переходу сплавов в диэлектрическое состояние вне зависимости от исходного типа проводимости.

Заключение

Таким образом, исследования облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ в условиях всестороннего сжатия позволили получить обширную информацию об энергетическом спектре радиационных дефектов в этих материалах. В частности, обнаружены глубокие и резонансные уровни радиационных дефектов, для ряда составов сплавов построены диаграммы перестройки энергетического спектра под давлением и при изменении содержания олова в сплаве, получены данные о структуре резонансных зон радиационных дефектов. Тем не менее в настоящее время возможности методики спектроскопии локализованных состояний с помощью давления для полупроводников A^4B^6 использованы далеко не полностью.

Для построения диаграммы перестройки энергетического спектра облученных электронами сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при изменении состава сплава и наблюдения предсказанных выше переходов типа металл—диэлектрик под действием давления необходимы исследования в широком интервале изменения содержания олова.

До сих пор исследовались лишь сплавы $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$. Информация об энергетическом спектре радиационных дефектов в других материалах группы A^4B^6 вообще отсутствует.

Одним из наиболее сложных и не решенных до сих пор вопросов остается микроскопическая структура радиационных дефектов в полупроводниках A^4B^6. Дополнительная информация о природе глубоких центров может быть получена при сопоставлении экспериментальных данных, полученных при исследовании исходных нелегированных, легированных и облученных электронами кристаллов.

И, наконец, отдельным интересным направлением, которое мы не обсуждали в данном обзоре, является изучение энергетического спектра легированных полупроводников A^4B^6, облученных электронами. Взаимодействие первичных радиационных дефектов и примесей может привести к возникновению новых типов дефектов и соответствующих им глубоких уровней в энергетическом спектре сплавов. Первые работы, выполненные в этом направлении, указывают на сильное взаимовлияние процессов дефектообразования при электронном облучении и легировании сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ примесями III группы [60,61] и позволяют надеяться на существенную модификацию энергетического спектра при совместном влиянии указанных факторов.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. G. J. Sizoo and K. H. Onnes, *Proc. Amsterdam Acad.* **34**, 606 (1925).
2. Б. Г. Лазарев, Л. С. Кан, *ЖЭТФ* **14**, 437 (1944).
3. Н. Б. Брандт, О. Н. Белоусова, В. П. Зломанов, Я. Г. Пономарев, Е. П. Скипетров, В. И. Штанов, *ЖЭТФ* **74**, 646 (1978).
4. Н. Б. Брандт, Я. Г. Пономарев, Е. П. Скипетров, *ФТТ* **29**, 3233 (1987).
5. Б. А. Акимов, Л. И. Рябова, О. Б. Яценко, С. М. Чудинов, *ФТП* **13**, 752 (1979).
6. B. A. Akimov, A. V. Dmitriev, D. R. Khokhlov, and L. I. Ryabova, *Phys. Status Solidi* **A137**, 9 (1993).
7. Н. Б. Брандт, В. В. Дмитриев, Е. А. Ладыгин, Е. П. Скипетров, *ФТП* **21**, 514 (1987).
8. В. В. Дмитриев, Е. П. Скипетров, *ФТП* **24**, 897 (1990).
9. R. Dalven, *Infrared Phys.* **9**, 141 (1969).
10. G. Martinez, in: *Physics of IV-VI Compounds and Alloys*, S. Rabii (ed.), Gordon and Breach, New York, London (1974), p. 215.
11. J. Melngailis, J. A. Kafalas, and T. C. Harman, in: *The Physics of Semimetals and Narrow Gap Semiconductors*, D. L. Carter, and R. T. Bate (eds.), Pergamon Press, New York (1971), p. 407.

12. J. O. Dimmock, in: *The Physics of Semimetals and Narrow Gap Semiconductors*, D. L. Carter and R. T. Bate (eds.), Pergamon Press, New York (1971), p. 319.
13. G. Martinez, *Phys. Rev.* **B8**, 4678 (1973).
14. G. Nimtz and B. Schlicht, in: *Narrow-Gap Semiconductors*, R. Dornhaus, G. Nimtz, and B. Schlicht (eds.), Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (1983), p. 1.
15. H. T. Harper, B. A. Green, R. E. Leadon, and J. A. Naber, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-21**, 30 (1974).
16. J. A. Naber, R. E. Leadon, H. T. Harper, B. A. Green, and C. E. Mallon, in: *Lattice Defects in Semiconductors*, Inst. Phys. Conf. Ser. N23, 325 (1975).
17. B. A. Green, *J. Appl. Phys.* **47**, 2243 (1976).
18. В. Н. Брудный, А. В. Войцеховский, М. А. Кривов, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров, А. И. Потапов, *ФТП* **12**, 1495 (1978).
19. A. V. Voitsehovski, V. N. Broudnyi, Yu. V. Lilenko, M. A. Krivov, and A. S. Petrov, *Solid State Commun.* **31**, 105 (1979).
20. N. J. Parada and G. W. Pratt, *Phys. Rev. Lett*, **22**, 180 (1969).
21. N. J. Parada, *Phys. Rev.* **B3**, 2042 (1971).
22. G. W. Pratt, *J. Nonmetals* **1**, 103 (1973).
23. L. A. Hemstreet, *Phys. Rev.* **B11**, 2260 (1975).
24. L. A. Hemstreet, *Phys. Rev.* **B12**, 1212 (1975).
25. Б. А. Волков, О. А. Панкратов, *ДАН СССР* **255**, 93 (1980).
26. Б. А. Волков, О. А. Панкратов, *ЖЭТФ* **88**, 280 (1985).
27. О. А. Панкратов, П. П. Поваров, *ФТТ* **30**, 880 (1988).
28. O. A. Pankratov and P. P. Povarov, *Solid State Commun.* **66**, 847 (1988).
29. Б. Б. Ковалев, Е. П. Скипетров, *ФТП* **24**, 1379 (1990).
30. N. B. Brandt, B. B. Kovalev, and E. P. Skipetrov, *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 487 (1991).
31. Н. Б. Брандт, Е. П. Скипетров, Е. И. Слынько, А. Г. Хорош, В. И. Штанов, *ФТП* **24**, 51 (1990).
32. Н. Б. Брандт, Е. П. Скипетров, А. Г. Хорош, *ФТП* **26**, 888 (1992).
33. T. F. Tao, C. C. Wang, and J. W. Sunier, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 235 (1972).
34. C. C. Wang, T. F. Tao, and J. W. Sunier, *J. Appl. Phys.* **45**, 3981 (1974).
35. Н. Б. Брандт, А. М. Гаськов, Е. А. Ладыгин, Е. П. Скипетров, А. Г. Хорош, *ФТП* **23**, 2034 (1989).
36. Н. Б. Брандт, В. П. Зломанов, Е. А. Ладыгин, Я. Г. Пономарев, Е. П. Скипетров, П. В. Щибаев, *ФТТ* **29**, 246 (1987).
37. N. B. Brandt, V. P. Dubkov, E. P. Skipetrov, and E. A. Ladigin, *Solid State Commun.* **65**, 1489 (1988).
38. Н. Б. Брандт, В. Н. Доропей, В. П. Дубков, Е. П. Скипетров, *ФТП* **22**, 1462 (1988).
39. N. B. Brandt and E. P. Skipetrov, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 260 (1989).
40. E. P. Skipetrov, V. P. Dubkov, and B. B. Kovalev, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 831 (1989).
41. N. B. Brandt and E. P. Skipetrov, *High Pressure Research* **3**, 9 (1990).
42. Е. П. Скипетров, в кн: *Структура и свойства соединений* $A^{IV}B^{VI}$, А. Н. Ковалев (ред.), Металлургия, Москва (1990), с. 94.
43. Я. Г. Пономарев, Е. П. Скипетров, в кн: *Структура и свойства соединений* $A^{IV}B^{VI}$, А. Н. Ковалев (ред.), Металлургия, Москва (1990), с. 81.
44. Н. Б. Брандт, В. П. Дубков, Г. В. Иванова, Е. А. Ладыгин, Е. П. Скипетров, Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3, *Физика. Астрономия* **28**, 96 (1987).
45. Н. Б. Брандт, В. П. Дубков, В. П. Зломанов, Г. В. Иванова, Е. А. Ладыгин, Е. П. Скипетров, *ФТП* **21**, 2136 (1987).
46. Е. П. Скипетров, В. П. Дубков, А. М. Мусалитин, И. Н. Подсекалов, *ФТП* **22**, 1785 (1988).
47. E. P. Skipetrov, *Solid State Commun.* **69**, 1053 (1989).
48. Е. П. Скипетров, В. П. Дубков, В. П. Зломанов, Е. А. Ладыгин, А. М. Мусалитин, *Изв. АН СССР. Неорг. матер.* **25**, 737 (1989).
49. В. П. Дубков, Е. П. Скипетров, *ФТП* **24**, 104 (1990).
50. Н. Б. Брандт, Б. Б. Ковалев, Е. П. Скипетров, *Физика и техника высоких давлений*, вып. 12, 5 (1992).
51. Е. П. Скипетров, Б. Б. Ковалев, *Неорг. Матер.* **28**, 2322 (1992).
52. Б. А. Волков, И. В. Кучеренко, В. Н. Моисеенко, А. П. Шотов, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 396 (1978).
53. Н. Б. Брандт, Я. Г. Пономарев, Е. П. Скипетров, *ФТП* **17**, 645 (1983).
54. N. B. Brandt, B. B. Kovalev, and E. P. Skipetrov, *Proc. IV Intern. Conf. on «High Pressure in Semiconductor Physics»*, Thessaloniki, Greece (1990), p. 170.
55. Б. Б. Ковалев, Е. П. Скипетров, *Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам*, Львов (1991), ч. II, с. 181.
56. Б. А. Акимов, Р. С. Вадхва, С. М. Чудинов, *ФТП* **12**, 1927 (1978).
57. Е. П. Скипетров, А. Н. Некрасова, Д. В. Пелехов, В. И. Сидоров, *Неорг. Матер.* **28**, 2372 (1992).
58. N. B. Brandt, E. P. Skipetrov, A. N. Nekrasova, and A. V. Ryazanov, *Abstracts Joint XV AIRAPT & XXXIII EHPRG Intern. Conf.*, Warsaw, Poland (1995), 73/MoP-K9.
59. Б. А. Акимов, Р. С. Вадхва, В. П. Зломанов, Л. И. Рябова, С. М. Чудинов, *ФТП* **11**, 1077 (1977).
60. Е. П. Скипетров, А. Н. Некрасова, Д. В. Пелехов, Л. И. Рябова, В. И. Сидоров, *ФТП 28*, 1626 (1994).
61. Е. П. Скипетров, *ФТП* **29**, 1416 (1995).

High pressure spectroscopy of deep irradiation-induced states in IV-VI semiconductors

(Review Article)

N. B. Brandt and E. P. Skipetrov

The results are given of the experimental investigation into the energy spectra of irradiation-induced defects in the electron-irradiated semiconductors based on IV-VI semiconductors ($Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$), obtained by a high pressure spectroscopy of localized states. Main attention is paid experimental revealing of the irradiation-induced states, interpretation of effects connected with a redistribution of electrons in irradiated crystals between allowed bands and irradiation-induced states under pressure, construction of the models of reconstruction of the energy spectra of irradiated alloys when changing the tin content and under pressure. Reconstruction of the function of the density of states in the resonant irradiation-induced bands and determination of the main parameters of the energy spectra of irradiated $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ alloys are discussed.