

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО
СОСТОЯНИЯ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА
«ТЕРАГЕРЦЕВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ЛЕГИРОВАННЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА»

Выполнил студент
группы 421
Дудин Василий Сергеевич

подпись студента

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., ст.н.с.
Иконников Антон Владимирович

подпись научного руководителя

Допущен к защите

Зав.кафедрой _____
подпись зав.кафедрой

Москва

2019

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. Обзор литературы	6
1.1. Зонная структура халькогенидов свинца.....	6
1.2. Легирование халькогенидов свинца.....	8
1.3. Стабилизация уровня Ферми	9
1.4. ИК-фоточувствительность в PbSnTe.....	11
1.5. Задержанная фотопроводимость	13
1.6. СВЧ-гашение задержанной ФП в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$	15
1.7. Исследование спектров примесной фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$	16
2. Исследуемые образцы и методика эксперимента.....	18
3. Результаты.....	20
3.1. Транспортные измерения	20
3.1.1. Образец №386.....	20
3.1.2. Образец №403.....	21
3.2. Магнитооптические измерения	23
3.3. Спектры фотопроводимости	24
3.3.1. Образец №386.....	24
3.3.2. Образец №403.....	27
4. Обсуждение результатов	29
4.1. Образец №386	29
4.2. Образец №403	32
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	35
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	36

ВВЕДЕНИЕ

Твёрдые растворы на основе халькогенидов свинца, в том числе и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, рассматривались, как перспективные материалы для создания приёмников, работающих в среднем и дальнем инфракрасном (ИК) диапазонах длин волн, поскольку ширина запрещённой зоны в данных материалах варьируется в широких пределах, даже достигая нуля, в зависимости от состава раствора [1]. Таким же свойством обладают и некоторые другие твёрдые растворы, например, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

В начале истории узкозонных полупроводников, в конце 50-х – начале 60-х годов, соединения $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ рассматривались наравне друг с другом, и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, даже, считался в то время более пригодным для создания оптоэлектронных приборов [2]. Это было обусловлено сложностью производства $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ из-за летучести ртути и большой концентрации её насыщенных паров, особенно при высоких температурах роста.

В середине 70-х годов ситуация стала меняться. $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ всё ещё представлялся перспективным для приёмников длин волн 8-14 мкм в силу меньшей стоимости и большего удобства производства, большей стабильности и меньшей тенденции к деградации [3]. Но для быстродействующих приборов первенство уже отдавалось $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, имеющему на порядки меньшую диэлектрическую проницаемость. Высокая диэлектрическая проницаемость приводит к большим значениям ёмкости, что существенно сказывается на быстродействии.

Однако наибольшей проблемой на пути к созданию приёмных устройств на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ оказалась невозможность получить образцы с низкой собственной проводимостью. Даже в нелегированных образцах присутствующие дефекты структуры являются электрически активными, что приводит к большой собственной концентрации носителей заряда [4].

В большинстве случаев не удаётся получать образцы с концентрацией меньше 10^{18} см^{-3} .

Тем не менее оказалось, что намеренное легирование халькогенидов свинца рядом примесей (например, индием) ведёт к стабилизации уровня Ферми [5, 6, 7], в том числе и в запрещённой зоне, в зависимости от состава раствора. Это свойство, в принципе, позволило применить данные материалы в качестве высокочувствительных приёмников ТГц и, даже, суб-ТГц диапазона [8, 9].

Другим эффектом, наблюдающемся в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и в $\text{PbTe}(\text{Ga})$, является задержанная фотопроводимость (ФП) в области низких температур [5, 6, 7, 10, 11]. Долговременные релаксационные процессы ответственны за накопление неравновесных носителей в разрешенных зонах, что обеспечивает высокую фоточувствительность образцов [12, 1]. Однако, как это ни парадоксально, высокая фоточувствительность создаёт сложности при измерении спектров ФП — засветки образца как источником спектрометра, так и теплыми частями криостата оказывается достаточно, чтобы перевести образец в состояние с высокой проводимостью, на фоне которой не удастся зарегистрировать фотоотклик. Поэтому на сегодняшний день практически отсутствуют данные об энергетическом спектре примесных состояний в данных материалах. Данный вопрос является актуальным, поскольку до сих пор явления, наблюдаемые в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ не имеют однозначной интерпретации, хотя очевидно, что они связаны со структурой примесных состояний.

Целью данной работы являлось получение информации об энергетических характеристиках примесных состояний в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ при исследовании спектров фотопроводимости методом Фурье-спектроскопии. Возможность применения метода Фурье-спектроскопии возникла благодаря тому, что в исследуемых образцах релаксация носителей

заряда имеет как медленную, так и быструю составляющие. Именно наличие быстрой компоненты позволяет зарегистрировать спектры.

1. Обзор литературы

1.1. Зонная структура халькогенидов свинца

Кристаллическая решётка халькогенидов свинца является кубической гранецентрированной. $Pb_{1-x}Sn_xTe$ является прямозонным полупроводником, экстремумы валентной зоны и зоны проводимости которого располагаются в L-точках зоны Бриллюэна (рис. 1). Для каждой из зон имеются четыре эквивалентных долины, представляющих собой эллипсоиды вращения. Данные эллипсоиды ориентированы вдоль осей типа $\langle 111 \rangle$.

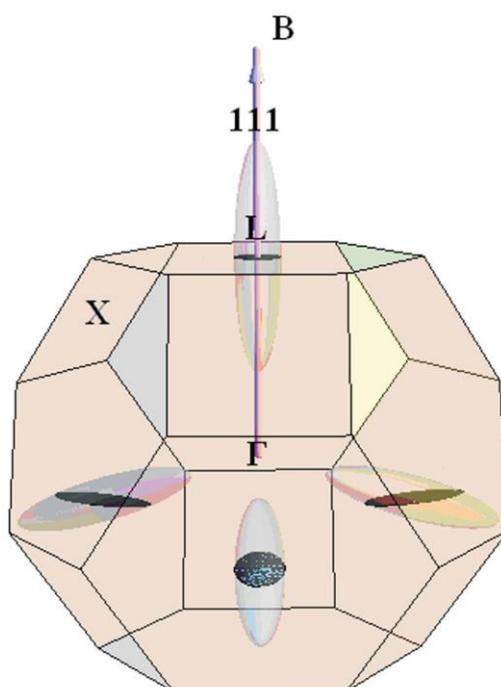


Рисунок 1. и поверхность Ферми сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и экстремальные сечения эллипсоидов поверхности Ферми плоскостями, перпендикулярными $\langle 111 \rangle$. Из работы [13].

Применяя различные внешние воздействия (изменяя состав сплава, температуру, давление и магнитное поле), можно существенно изменять энергетический спектр. Особое внимание стоит уделить перестройке зонного спектра в зависимости от x состава $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ (рис.2). При увеличении мольной доли олова в растворе ширина запрещённой зоны уменьшается от 190 мэВ вплоть до нуля при $x = 0,35$, где происходит инверсия зон. Инверсия заключается в том, что при $x < 0,35$ волновые функции электронов зоны

проводимости соответствуют L_6^- , а в валентной зоне – L_6^+ . После точки инверсии эти зоны меняются местами. Это приводит к появлению топологически нетривиальных свойств – $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при $x > 0.35$ является топологическим кристаллическим изолятором [14].

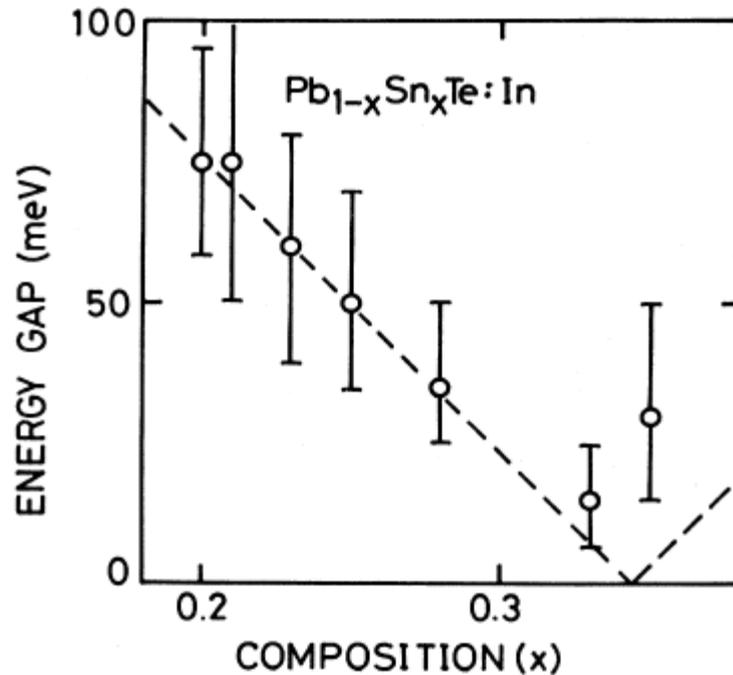


Рисунок 2. Зависимость ширины запрещённой зоны в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ от состава x . Из работы [15].

Изменение температуры также приводит к изменению ширины запрещённой зоны E_g . В $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, в отличие от большинства полупроводников, E_g при увеличении температуры увеличивается. В работе [16] указывается эмпирическая формула зависимости ширины запрещённой зоны от состава и температуры:

$$E_g(x, T) = 190 - 543x + \frac{0,45T^2}{T+50}.$$

При достаточно высоких температурах ($T > 50$ К) E_g растёт с температурой практически линейно.

1.2. Легирование халькогенидов свинца

Известно, что в твёрдых растворах халькогенидов свинца из-за собственных дефектов кристаллической решётки, таких как вакансии и атомы в междоузлиях, существуют примесные энергетические состояния, лежащие выше дна зоны проводимости для дефектов донорного типа и ниже потолка валентной зоны для акцепторов [17, 18, 19, 20]. Следствием этого являются высокие концентрации носителей заряда в нелегированных кристаллах. Кроме того, даже при понижении температуры или в магнитном поле [4], вымораживание носителей заряда не наблюдается, что является основным препятствием на пути создания оптоэлектронных детекторов на основе данных материалов.

Характерной особенностью халькогенидов свинца является то, что очень малое количество примесей можно чётко определить как доноры (галогены) или акцепторы (Na, Li). Пусть при легировании ими и наблюдается прямая пропорциональность концентрации носителей заряда от концентрации примеси вплоть до значений $N_i \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [5], однако при описании зависимостей концентраций электронов и дырок для других примесей необходимо учитывать такие факторы, как отклонение состава от стехиометрического, положение примесных атомов в решётке, корреляции между примесными атомами и собственными дефектами, стабилизацию уровня Ферми. И при этом зачастую поведение примесей всё равно отличается от теоретического прогноза.

Легирование теллуридов свинца некоторыми другими примесями (например, индием или галлием) приводит к появлению ряда интересных эффектов, например, стабилизации уровня Ферми, связанных с образованием системы глубоких уровней, как на фоне разрешённых энергий, так и внутри запрещённой зоны. Глубокие энергетические уровни образуются из-за сильной локализации потенциала дефектов и не поддаются описанию в рамках водородоподобного приближения [21].

1.3. Стабилизация уровня Ферми

Эффект стабилизации уровня Ферми состоит в том, что при введении основной легирующей примеси с концентрацией большей концентрации прочих примесей и дефектов кристаллической решётки, уровень Ферми фиксируется во вполне конкретном месте энергетического спектра, определяемом лишь стехиометрическим составом раствора и выбором легирующей примеси. Стабилизация уровня Ферми была обнаружена в сплавах на основе халькогенидов свинца, легированных индием [20, 4, 21], галлием [10, 11], некоторыми переходными [22, 23] и редкоземельными [24, 25] элементами. Число известных элементов, приводящих к стабилизации уровня Ферми, постоянно увеличивается, но, к сожалению, причина этого не продуманный теоретический подход, а усилия многих экспериментаторов, подбирающих их методом проб и ошибок. Во многом это обусловлено тем фактом, что доказать стабилизацию уровня Ферми вне запрещённой зоны, удалённого более чем на 100 мэВ от экстремума соответствующей разрешённой зоны, практически невозможно. При таком высоком расположении примесного уровня в разрешённой зоне растворимости примеси может не хватать для достижения стабилизации уровня Ферми.

Одной из самых интересных, с научной точки зрения, и наиболее изученных примесей, вызывающих стабилизацию уровня Ферми в халькогенидах свинца, является индий. Зависимость положения стабилизированного уровня Ферми от состава x твёрдого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ представлена на рис. 3. В материалах различного состава можно получать как металлические состояния n - и p -типов, так и полуизолирующее состояние, которое реализуется при составах с x от 0,21 до 0,29. Последнее представляет особый интерес для создания приёмных устройств. Поэтому значительное количество исследований выполнялись на структурах с $x = 0,25-0,26$, для которых уровень Ферми находится в середине запрещённой зоны.

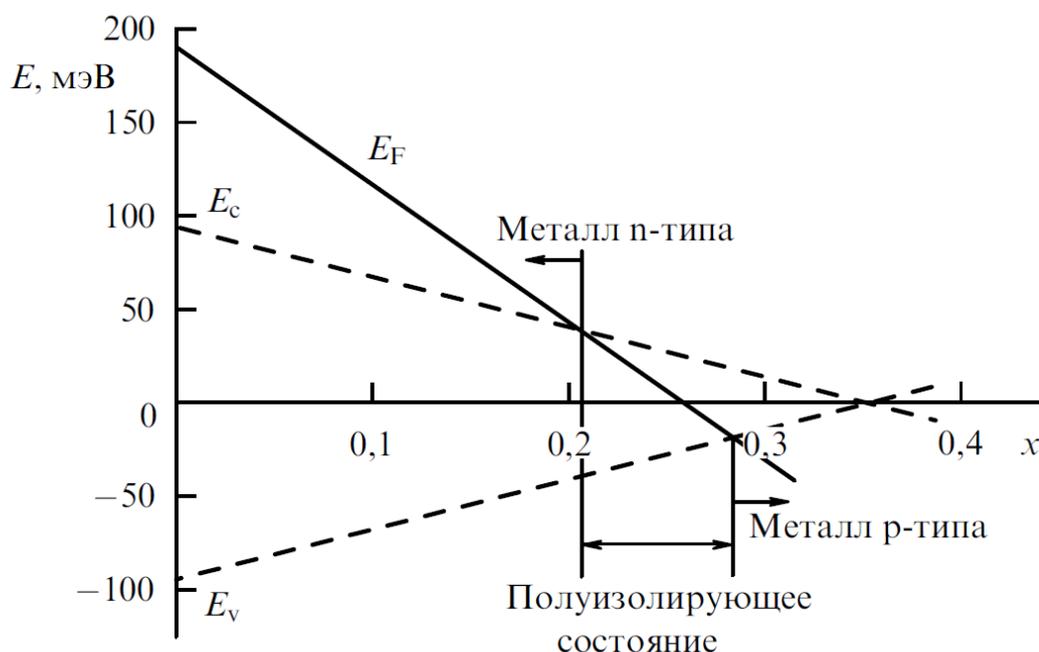


Рисунок 3. Диаграмма перестройки энергетического спектра твёрдых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в зависимости от x состава раствора. Пунктиром обозначены потолок валентной зоны и дно зоны проводимости, сплошной линией показано положение уровня Ферми. Из работы [26].

На сегодняшний день не существует однозначного объяснения явления стабилизации уровня Ферми. Наиболее распространённой моделью считается модель переменной валентности примесных атомов.

Основной идеей данной модели является то, что элемент третьей группы, в данном случае индий, в рассматриваемых соединениях диссоциирует из основного состояния In^{2+} на два состояния In^{3+} , являющееся донорным, и In^+ , являющееся акцепторным, проявляя таким образом переменную валентность, поскольку энергия основного состояния In^{2+} оказывается выше, чем любая из энергий In^+ или In^{3+} . Это показано аналитическими вычислениями в работе [27]. Соотношение между количеством ионов в разных зарядовых состояниях регулируется корреляционным взаимодействием «примесный центр – ближайшее кристаллическое окружение». Рассмотрим это взаимодействие подробнее.

В полупроводниках группы IV-VI примесный атом элемента III группы (индий) замещает атом металла, пребывающий в состоянии s^2p^2 , находясь

в акцепторном состоянии s^2p^1 (In^{+1}) или в донорном состоянии s^0p^3 (In^{3+}). Нейтральная конфигурация s^1p^2 (In^{2+}) оказывается наименее устойчива в следствие незаполненной s -оболочки. В кубической решётке полупроводника разрешённые зоны формируются из p -состояний металла и халькогена, а s -состояния лежат глубоко внизу по энергии [28]. Следовательно, движение уровня Ферми в сторону уменьшения энергии всё больше облегчает переход электронов s -орбитали на уровень Ферми. Таким образом, при высоких значениях уровня Ферми примесь ведёт себя преимущественно как акцептор, а при низких – как донор. Значит, существует и некоторое положение равновесия, при котором вклады обеих конфигураций равны, и перераспределение зарядов в системе приводит к стабилизации уровня Ферми. Однако причины такого поведения примесных уровней именно в зависимости от состава твёрдого раствора до сих пор остаются загадкой.

1.4. ИК-фоточувствительность в PbSnTe

Впервые высокую фоточувствительность в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ при низких температурах, индуцированную ИК-подсветкой, обнаружили Вул и соавторы в работе [29], в дальнейшем её продолжали изучать в работах [30, 31, 32, 33, 34, 35, 36] для сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и в [37, 38, 39, 31, 36, 40, 41, 42, 43, 44, 45] для $\text{PbTe}(\text{Ga})$. Для последующих исследований $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ авторам [30] пришлось разработать специальную изолирующую исследуемый образец от внешней подсветки металлическую камеру, охлаждаемую жидким гелием.

На рис. 4 представлены характерные зависимости удельного сопротивления ρ монокристаллических образцов $\text{PbTe}(\text{Ga})$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ ($x = 0,25$) от температуры, полученные при темновых условиях (кривые 1 и 2) и в условиях ИК-подсветки (кривые 1' и 2').

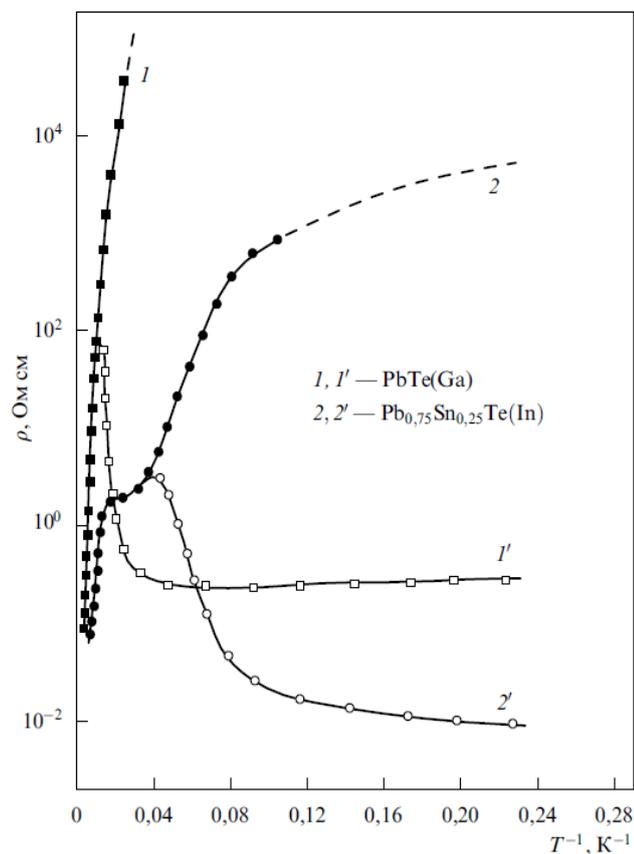


Рисунок 4. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ образцов $PbTe(Ga)$ и $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$ от температуры, измеренные в темноте (кривые 1 и 2) и при ИК-подсветке (кривые 1' и 2'). Из работы [31].

На графиках явно наблюдаются характерные для каждого состава температуры T_c проявления заметной фотопроводимости, соответствующие максимумам на кривых 1' и 2' для $PbTe(Ga)$ и $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$ соответственно. Очевидно, что при $T < T_c$ сопротивление подсвеченных образцов на несколько порядков меньше. Для $PbTe(Ga)$ $T_c = 80$ К, а для $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$ $T_c \approx 25$ К.

Интересно, что в дальнейших исследованиях выяснилось, что T_c не зависит от состава x в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ и, даже при замене Pb на другие компоненты ($MnTe(In)$ и $GeTe(In)$), T_c также не сильно отличалась от 25 К, а для растворов легированных галлием T_c была так же близка к 80 К.

Тем не менее наблюдаемая высокая фоточувствительность имеет важную особенность – в подавляющем большинстве случаев она является задержанной.

1.5. Задержанная фотопроводимость

Задержанная фотопроводимость – явление, наблюдающееся во многих растворах теллурида свинца, легированных In или Ga [46], заключающееся в том, что возбуждённые тем или иным способом неравновесные носители заряда не могут релаксировать обратно в течение долгого времени, вследствие возникновения рекомбинационных барьеров. При этом существенно, что процесс релаксации носителей не является экспоненциальным, а его характерное время может варьироваться от нескольких минут до нескольких часов в зависимости от состава раствора и легирующей примеси. Рекомбинационные барьеры, обусловленные флуктуациями объёмных зарядов различного рода дефектов или неоднородным распределением компонентов в растворе, приводили к пространственному разделению неравновесных носителей заряда и «замораживанию» неравновесного состояния на неопределённо долгое время [47].

Кроме растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In/Ga)$ задержанная фотопроводимость также наблюдалась в растворах $Pb_{1-x}Ge_xTe(Yb)$ [48].

Кинетика задержанной фотопроводимости является сложной. Её изучению были посвящены многие работы [30, 32, 34, 35], однако все они сходятся лишь в одном выводе – долговременная релаксация проводимости $\sigma(t)$ к стационарному значению $\sigma_{st}(t)$ в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ идёт не по экспоненциальному закону с единым временем τ на протяжении всего процесса, а гораздо сложнее. В одних работах этот процесс аппроксимировали двумя экспонентами с разным временем релаксации [34], в другой работе было предложено феноменологическое уравнение, в котором показатель экспоненты сам являлся функцией времени [35], в третьей аппроксимантой стал логарифм [32], пробовали даже степенную аппроксимацию [30]. Однако эти исследования в итоге лишь показали невозможность описания долговременных релаксационных процессов в

теллуридах свинца одной простой функцией для всего процесса сразу. Каждый отдельно взятый участок можно лишь феноменологически описать наиболее подходящими для него приближениями.

В модели переменной валентности примесных атомов задержанная фотопроводимость объясняется следующим образом. Генерация носителей заряда из акцепторного состояния s^2p^1 в донорное состояние s^0p^3 и обратная рекомбинация обязательно должна проходить через промежуточное состояние s^1p^2 , т. к. за один акт рассеяния спин больше, чем на 1 измениться не может. Но нейтральное состояние s^1p^2 лежит выше по энергии, чем энергия заряженных состояний атома III группы – индия, что и создаёт потенциальный барьер для генерационно-рекомбинационных процессов при низких температурах [6].

Потенциально в таких системах возможен двойной переход из s -состояния в p -состояние, когда возбуждённый внешним полем электрон перешёл из s - в p -состояние, а второй был возбуждён возникшим из-за этого кулоновским полем. Но обычно такие процессы сильно подавлены, либо вовсе запрещены из соображений симметрии [49].

По сути, именно задержанный характер фотопроводимости и обеспечивает высокую фоточувствительность, поскольку происходит «накопление» сигнала. Однако, с точки зрения реальных приёмных устройств, задержанная фотопроводимость является недостатком, т. к. после насыщения приёмник перестаёт работать. Чтобы вернуть его в исходное состояние, необходимо использовать специальные методы, например, повышение температуры [30], подача электрических импульсов [50] или СВЧ-гашение [51, 52]. Последнее оказалось наиболее эффективным [51, 52], поэтому рассмотрим его подробнее.

1.6. СВЧ-гашение задержанной ФП в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Метод СВЧ-гашения задержанной фотопроводимости в халькогенидах свинца заключается в том, что подача импульсов СВЧ-излучения возвращает «засвеченный» образец в исходное высокоомное состояние, по крайней мере частично, снова приводя приёмник в рабочее состояние. Для этого либо образец во время эксперимента находится в СВЧ-резонаторе, либо СВЧ-импульсы подаются непосредственно на сам образец через контакты. Эксперименты в работах [51, 52] проводились для твёрдого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$ со стабилизированным уровнем Ферми примерно в середине запрещённой зоны. Частота импульсов составляла 250 МГц, мощность – 900 мВт, длительность импульса – 10 мкс. При этом сопротивление образца действительно возвращалось к исходному значению, наблюдаемому в темновых условиях, после каждого импульса (рис. 5).

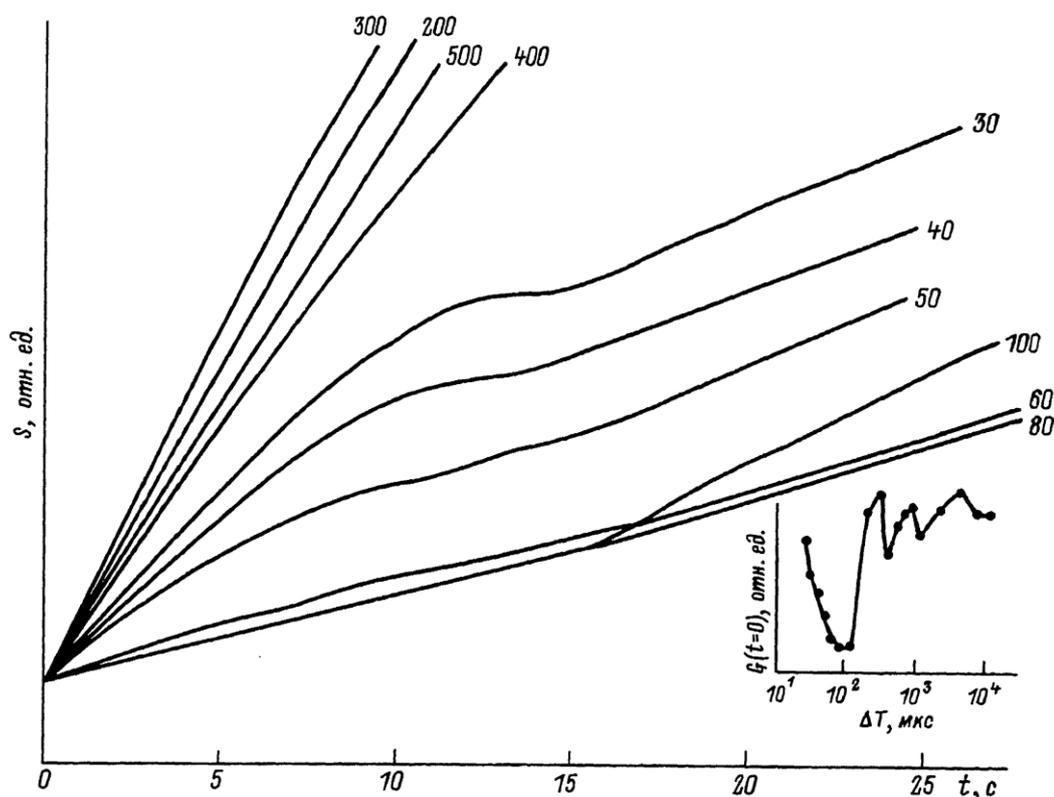


Рисунок 5. Зависимости сигнала фотопроводимости от времени после окончания гасящего импульса для различных длительностей ΔT импульса. $P = 50$ Вт, $T \approx 50$ К. Цифры у кривых – ΔT в мкс. На вставке – зависимость величины $G(0) = \left. \frac{\partial S}{\partial t} \right|_{t=0}$ от ΔT .

Из работы [51].

Другие методы гашения, которые в основном основывались на подаче чисто электрических импульсов на образец, в основном, либо не давали удовлетворительный результат (проводимость гасилась слишком слабо) [50, 53], либо были неприменимы в условиях непрерывной подсветки от источника [47], что необходимо для практических целей, либо приводили к скорому износу и разрушению образцов [50]. Особенностью же СВЧ-воздействия на образец является то, что СВЧ-излучение разогревает непосредственно электронный газ, что исключает повреждения образца и даёт желаемый результат гашения [52].

1.7. Исследование спектров примесной фотопроводимости в

$Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Вследствие явления задержанной фотопроводимости исследование спектров ФП в структурах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ со стабилизированным в запрещённой зоне уровнем Ферми при низких температурах обычными методами, например, фурье-спектроскопией, невозможно. Использование метода СВЧ-гашения для получения спектров фотопроводимости с помощью фурье-спектроскопии упоминалось лишь в одной работе [54], но в указанной работе были обнаружены только межзонные переходы (рис. 6).

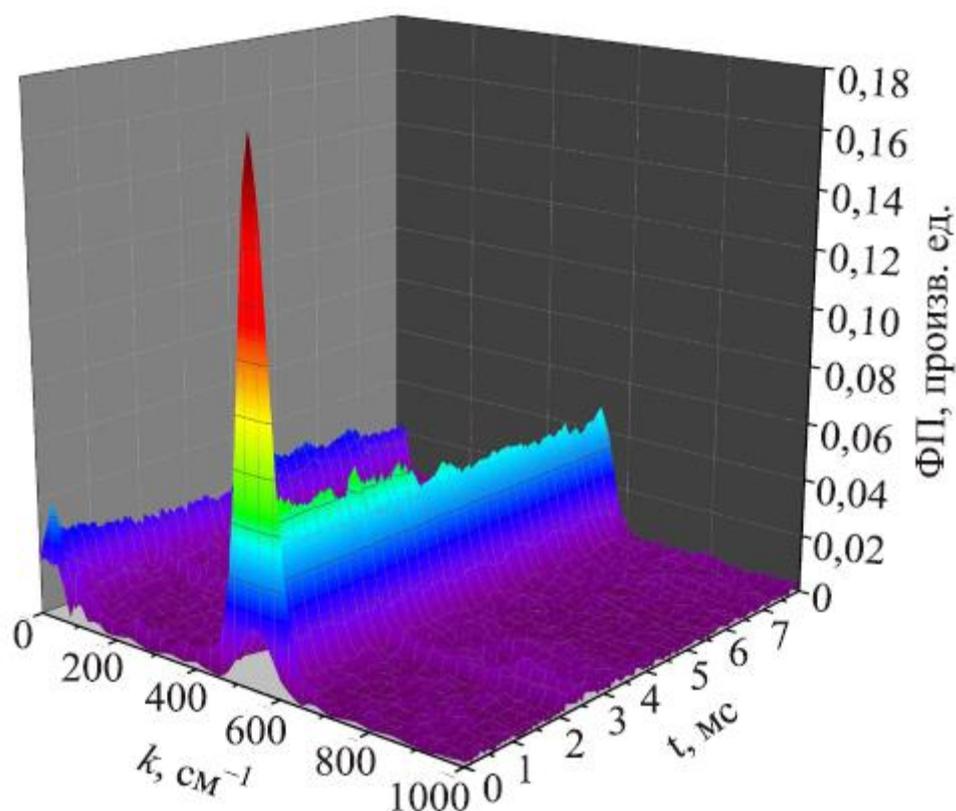


Рисунок 6. Типичная кинетика спектра фотопроводимости в образце $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в условиях СВЧ-гашения. Спектральное разрешение – 32 см^{-1} . Из работы [54].

Однако в некоторых случаях в образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ помимо задержанной фотопроводимости наблюдается и быстрорелаксирующая компонента, с характерным временем релаксации порядка десятка миллисекунд, благодаря чему становится возможно снять спектр без применения специальных методов. Подобная картина релаксации фотопроводимости наблюдалась ранее в работе [55] при увеличении легирования индием в образцах с n-типом проводимости или при переходе к р-типу, однако в указанной работе спектры фотопроводимости не исследовались. Также, благодаря наличию быстрой составляющей фотопроводимости, в работах [56, 57] получилось снять спектры фотопроводимости методом фурье-спектроскопии, однако в ней исследовались лишь межзонные переходы.

Таким образом можно утверждать, что спектры примесной ФП наиболее прямым методом – методом фурье-спектроскопии – не изучались.

2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в ИФП СО РАН на подложке BaF_2 с ориентацией (111) [58]. В работе рассматриваются 2 образца $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ с составами $x = 0,25-0,26$. Толщина пленки $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ составляла 1.9 мкм. Характеризация образцов проводилась с помощью исследования эффекта Холла при различных температурах. Из структур вытравливались холловские мостики с характерными размерами 200–500 мкм. Образцы размещались в светонепроницаемой вставке, полностью экранирующей их от внешнего излучения. Вставка медленно опускалась в стеклянный криостат с жидким гелием, что позволяло плавно понижать температуру вплоть до 4.2 К. Температура контролировалась с помощью термопары. Криостат с жидким гелием находился в жидком азоте, в котором также размещался резистивный соленоид, позволяющий получать магнитное поле до 0.05 Тл. Соленоид опускался вместе со вставкой так, чтобы образец всегда находился в центре соленоида. Ток через образец составлял 1–10 мкА. Измерения эффекта Холла проводились для обоих направлений тока и магнитного поля. Рядом с образцом были размещены синий светодиод и миниатюрная лампа накаливания, позволявшие осуществлять подсветку образцов (см. рис. 7)

Спектры фотопроводимости измерялись при низких температурах (в диапазоне 4,4—32,4 К) с помощью фурье-спектрометра Bruker VerTex 70v (рис. 8). В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя — Mylar Multilayer. Образцы размером 4×2 мм с полосковыми индиевыми контактами размещались в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, который устанавливался в спектрометр так, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. В криостате использовались окна из полипропилена и лавсана. Дополнительно перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена. На образец подавалось напряжение смещения ~0.4 В, сигнал с образца усиливался

усилителем Unipan 232 с полосовым фильтром и оцифровывался с помощью АЦП спектрометра. Рядом с образцом был размещен синий светодиод, что позволяло дополнительно подсвечивать образец синим светом. Рабочий диапазон системы составлял $30\text{--}680\text{ см}^{-1}$, спектральное разрешение — 4 см^{-1} .

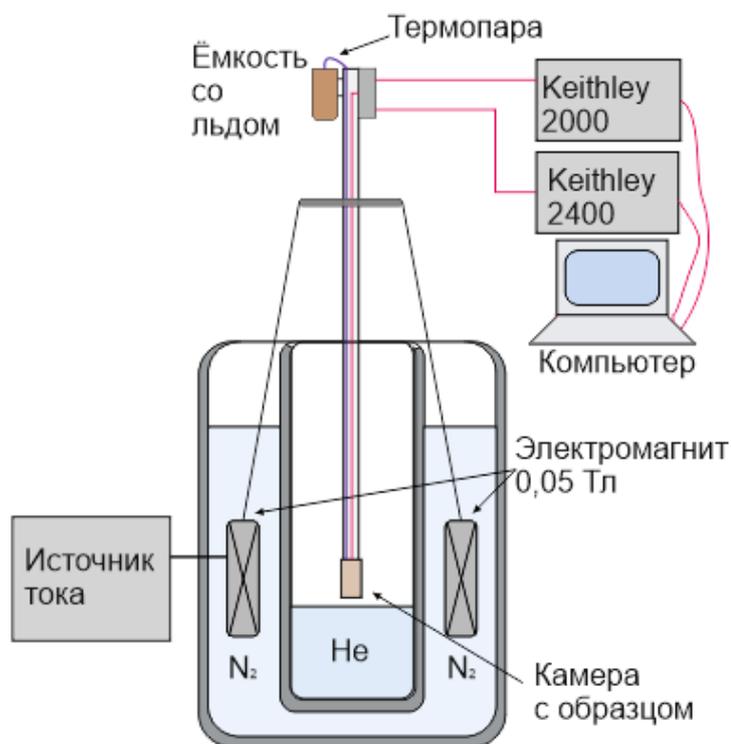


Рисунок 7. Схема установки для транспортных измерений.

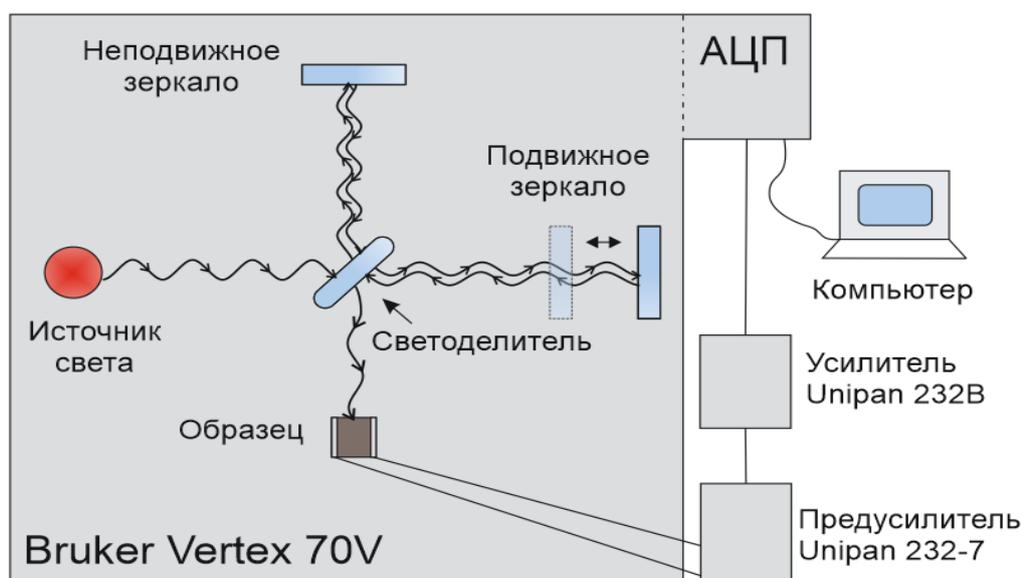


Рисунок 8. Схема Фурье-спектрометра Bruker VerTex 70V.

3. Результаты

3.1. Транспортные измерения

3.1.1. Образец №386

На рис. 9 представлены температурные зависимости сопротивления в образце №386, полученные в темновых условиях и при различных уровнях подсветки миниатюрной лампой накаливания (кривые 2—4).

В высокотемпературной области при $T > 180$ К наблюдается активационный участок, который соответствует области собственной проводимости. Энергия активации, определенная по наклону линейного участка кривой на рис. 9, составляет $E_a \approx 27$ мэВ, соответственно, ширина запрещенной зоны $E_g = 54$ мэВ, что соответствует составу $x \approx 0,25$. При $T < 150$ К наблюдается падение сопротивления, связанное с ростом подвижности (см. вставку на рис. 9), продолжающееся до ~ 22 К, после чего сопротивление выходит на постоянный уровень, зависящий от уровня подсветки.

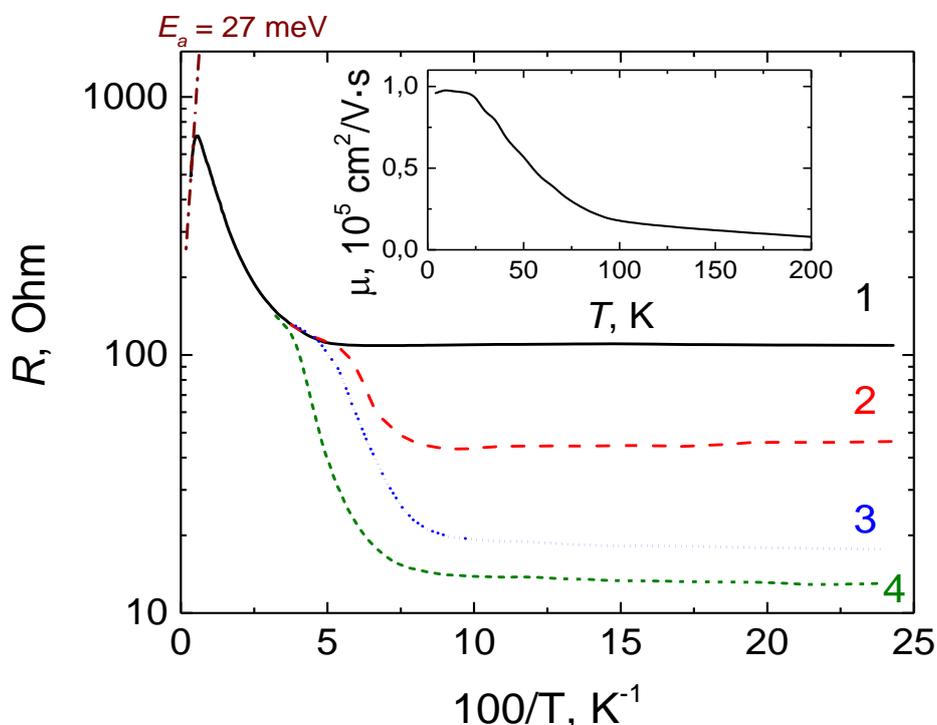


Рисунок 9. Зависимости сопротивления образца $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ №386 от обратной температуры, полученные в темновых условиях (1) и при различных уровнях подсветки (2-4) + характерная зависимость подвижности на вставке.

Измерения эффекта Холла показали, что образец №386 имеет *n*-тип проводимости во всем диапазоне исследуемых температур. Концентрация электронов при низких температурах ($T < 10$ К) в темновых условиях составляет 10^{16} см⁻³. Таким образом, УФ в исследуемых образцах находится в зоне проводимости. Подвижность при низких температурах составляет $\sim 100\ 000$ см²/В·с.

3.1.2. Образец №403

Зависимости сопротивления от температуры в образце №403 представлены на рис. 10. В отличие от предыдущего образца, в данном образце проводимость в темновых условиях стремится к нулю. Включение подсветки приводит к возникновению неравновесной концентрации носителей заряда, величина которой зависит от уровня подсветки. В области температур > 25 К наблюдаются два активационных участка с энергиями активации ~ 16 и 41 мэВ. Первый участок, по-видимому, соответствует примесной активации. Второй должен соответствовать межзонной активации.

Включение подсветки приводит к интересному эффекту: при низких температурах образец имеет *p*-тип проводимости, увеличение же температуры приводит к смене типа проводимости (рис. 11). Температура этого перехода зависит от уровня подсветки и находится в диапазоне 14-25 К. Характерная подвижность для дырок составляет $1-2 \times 10^4$ см²/В·с, а для электронов 4×10^4 см²/В·с.

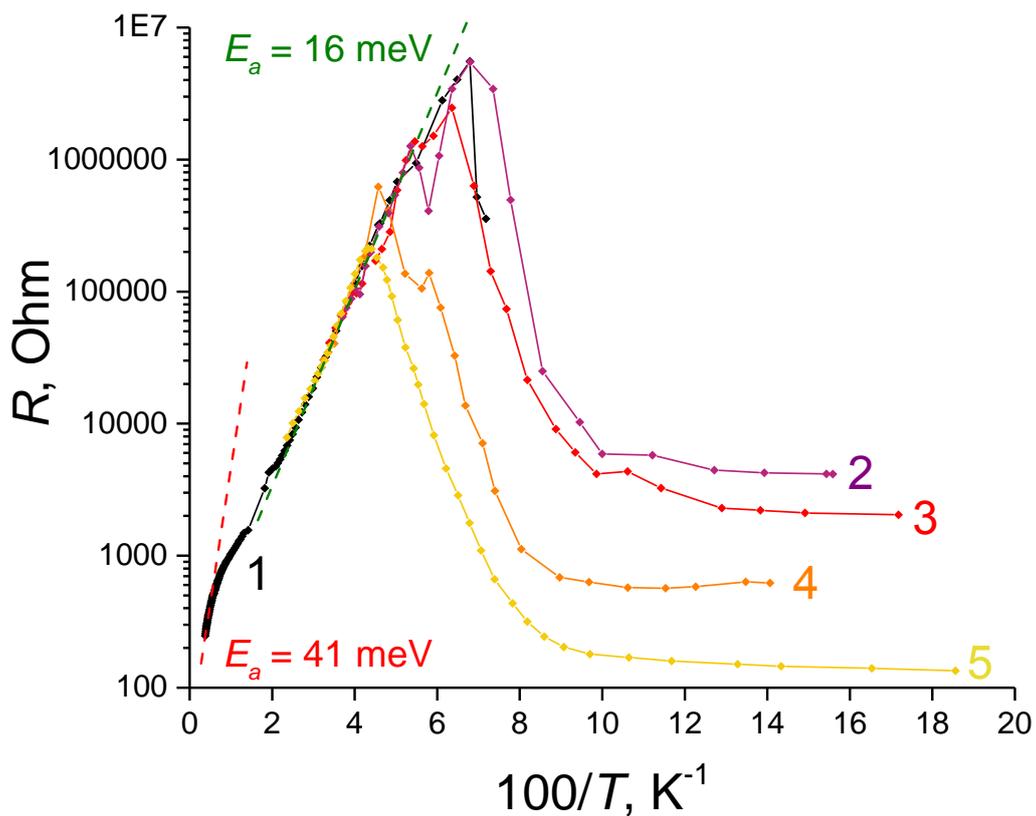


Рисунок 10. Зависимости сопротивления образца $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ №403 от обратной температуры, полученные в темновых условиях (1) и при различных уровнях подсветки (2-5).

Измерения кинетики релаксации после выключения подсветки показывают, что характер релаксации существенно отличается от экспоненциального. Можно условно выделить «быструю» компоненту с характерным временем порядка десятков миллисекунд, и «медленную» компоненту, с характерным временем порядка десятка секунд.

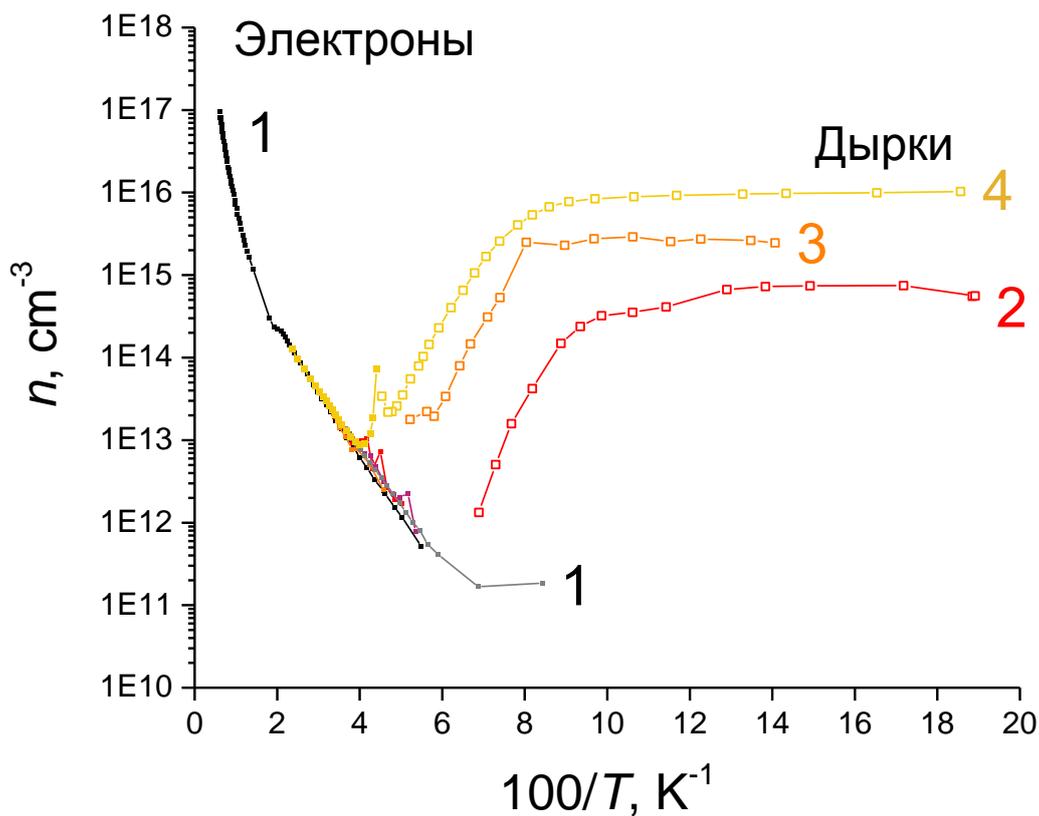


Рисунок 11. Зависимость концентрации носителей заряда в образце №403 от температуры при разных уровнях подсветки. 1 – подсветка отсутствует, 4 – максимальная подсветка.

3.2. Магнитооптические измерения

В образце №403 Л. С. Бовкуном (ИФМ РАН) были выполнены измерения магнитопоглощения. Данные измерения позволяют точно определить ширину запрещённой зоны, поскольку они не подвержены влиянию эффекта Бурштейна-Мосса. На рис. 12 представлены зависимости положения минимумов пропускания от магнитного поля. Как видно из рисунка, весь веер наблюдаемых межзонных переходов между уровнями Ландау [14] начинается с 50 мэВ. Это и является шириной запрещённой зоны в данном образце. Данная величина соответствует составу $x = 0,26$.

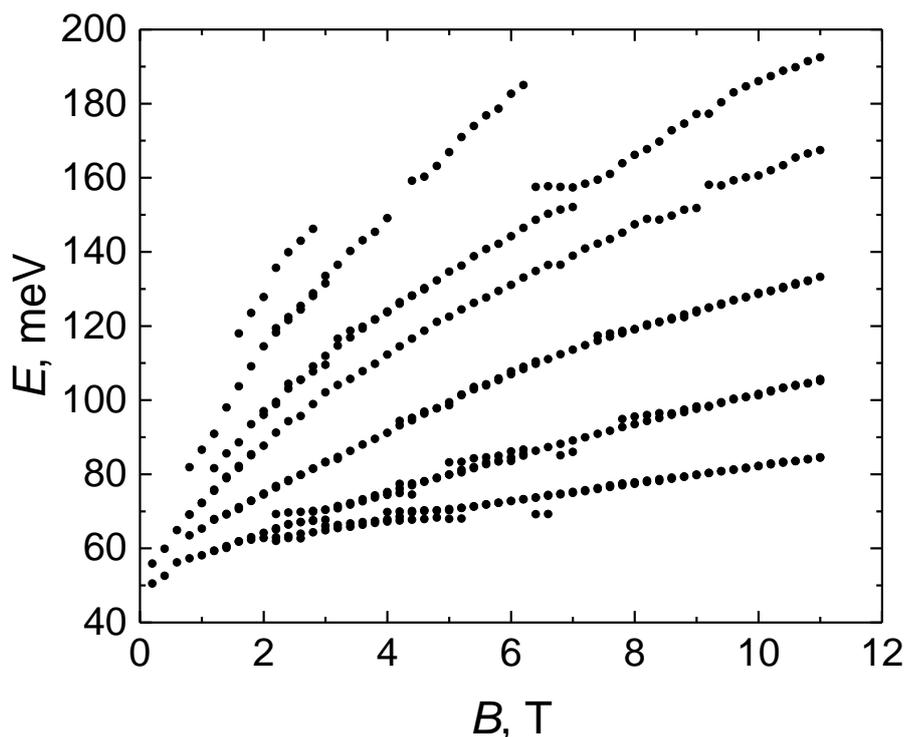


Рисунок 12. Зависимость положения минимумов пропускания от магнитного поля в образце №403.

3.3. Спектры фотопроводимости

3.3.1. Образец №386.

На рис. 13 показаны результаты измерений спектров фотопроводимости в образце №386 в диапазоне температур 4,4—32,4 К.

В спектрах наблюдаются как особенности, связанные с межзонным возбуждением, так и субщелевые особенности с максимумами на 37,8 мэВ (*a*) и 60,6 мэВ (*b*). Кроме этого, на фоне края межзонного поглощения наблюдаются особенности на 67,3 мэВ (*c*) и 73 мэВ (*d*). Отметим, что увеличение температуры сначала приводит к сдвигу красной границы межзонного поглощения в сторону меньших энергий (влево), и лишь при $T > 25$ К направление сдвига меняется.

Сдвиг красной границы межзонного поглощения в сторону больших энергий при $T > 25$ К обусловлен ростом ширины запрещённой зоны при увеличении

температуры [16]. Движение же красной границы в сторону меньших энергий при $T < 25$ К вызвано эффектом Бурштейна-Мосса, вклад которого уменьшается с ростом температуры за счёт «включения» рекомбинации носителей заряда.

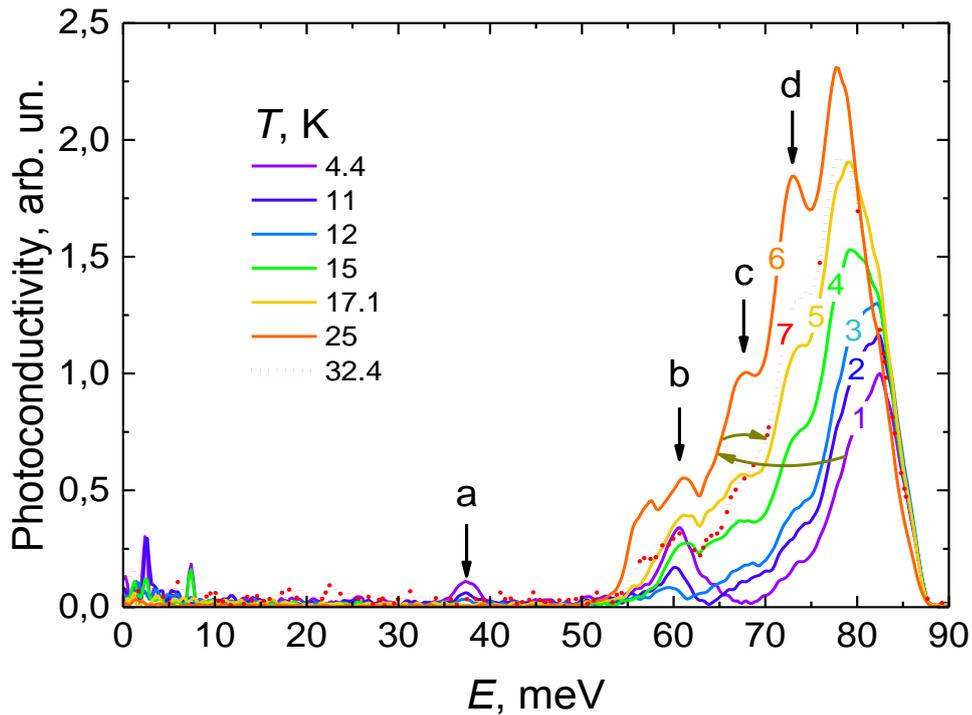


Рисунок 13. Спектры фотопроводимости образца $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ № 386 при различных температурах.

Положение субщелевых особенностей с ростом температуры практически не изменяется, но меняется их интенсивность (рис. 14). В частности, интенсивности пиков a и b с ростом температуры убывают, однако пик a полностью исчезает при $T > 12$ К, в то время как интенсивность пика b остается постоянной при $T > 12$ К и даже увеличивается при $T > 22$ К. Пики c и d , напротив, при низких температурах практически не проявляются, однако при $T > 11$ К начинается резкий рост их интенсивности. Таким образом, видно, что при $T \approx 11-12$ К происходит качественное изменение поведения субщелевых особенностей.

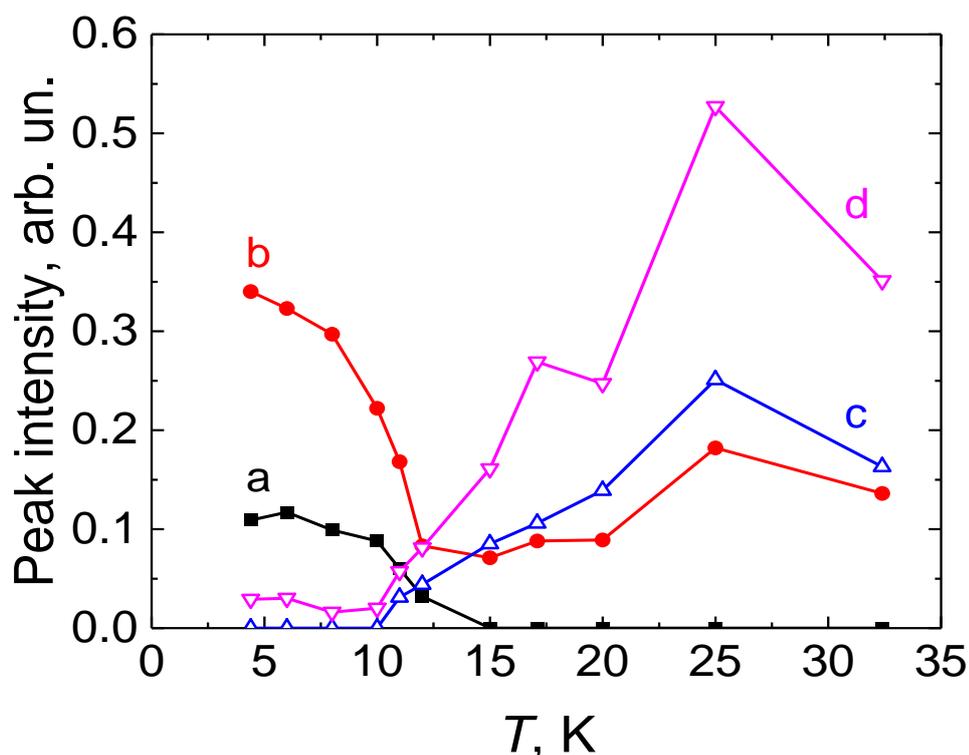


Рисунок 14. Зависимость амплитуды наблюдаемых субщелевых особенностей спектров фотопроводимости образца $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ №386 от температуры.

Дополнительная подсветка синим светодиодом также приводит к перестройке спектра фотопроводимости. На рис. 15 представлены спектры ФП, полученные без дополнительной засветки образца и при подсветке синим светом. Видно, что положение края межзонного поглощения практически не изменилось. В то же время подсветка привела к значительному ослаблению пика *b* и возгоранию пиков *c* и *d*. Интенсивность пика *a* от подсветки не зависела. После выключения подсветки синим светом спектр возвращался к состоянию «до подсветки».

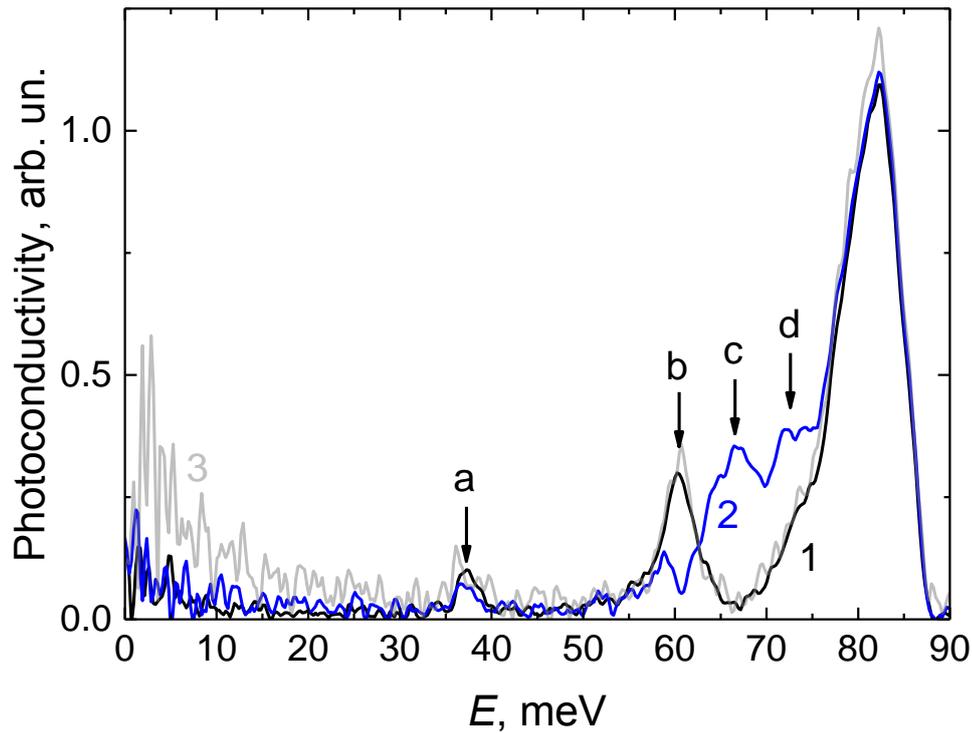


Рисунок 15. Спектры фотопроводимости образца $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ №386 при $T = 8$ К при наличии и отсутствии дополнительной подсветки синим светодиодом: 1 – до включения, 2 – при работающем диоде, 3 – после выключения.

3.3.2. Образец №403.

Спектры фотопроводимости образца №403 (рис. 16) подобны спектрам образца №386. Однако в отличие от образца №386 в рассматриваемом образце не наблюдается ярко выраженного сдвига края поглощения при изменении температуры. Кроме того, в спектрах образца №403 вместо небольшой особенности a , наблюдавшейся в спектрах образца №386, присутствует целая полоса с ярко выраженным максимумом на 25 мэВ. Особенности $b - d$, наблюдавшиеся в спектрах образца №386, также присутствуют и в данном спектре (рис. 16).

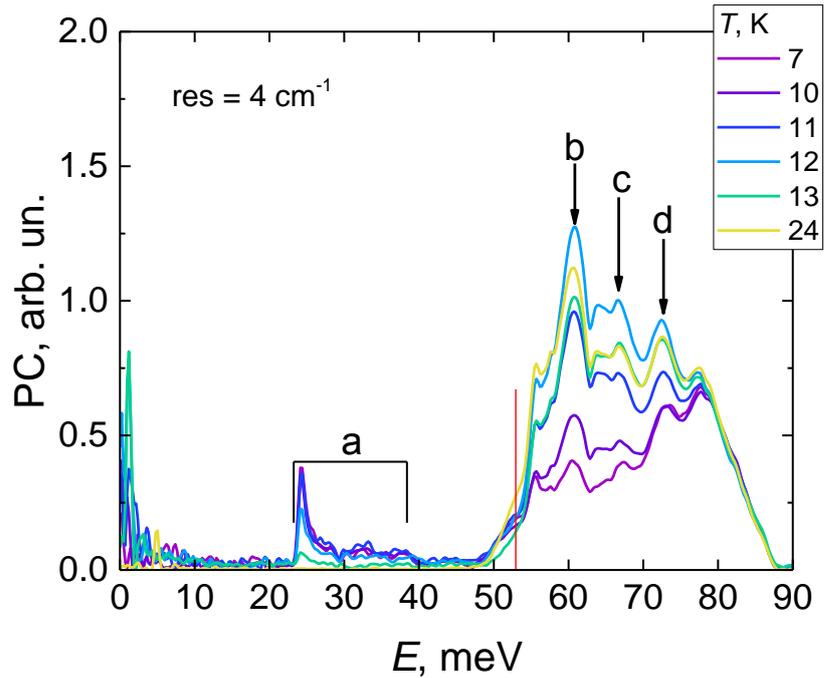


Рисунок 16. Спектры фотопроводимости образца $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ № 403 при различных температурах.

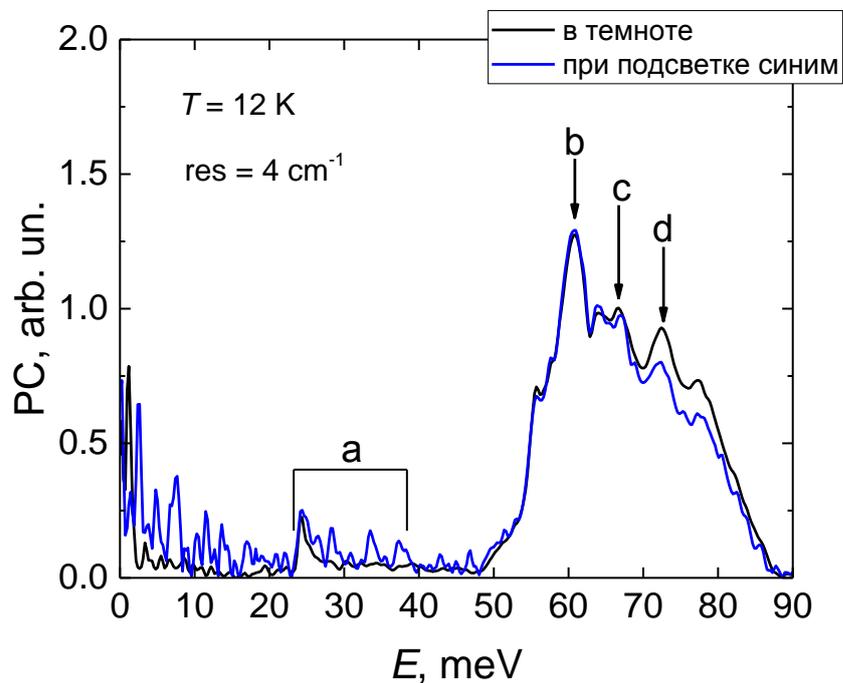


Рисунок 17. Спектры фотопроводимости образца $Pb_{1-x}Sn_xTe$ № 403 при подсветке синим светодиодом и в её отсутствие при температуре 12 К.

Дополнительная подсветка синим светодиодом приводит к изменениям только в высокочастотной области спектра (при $E > 65$ мэВ) (рис. 17).

4. Обсуждение результатов

4.1. Образец №386

Для определения численных значений ширины запрещенной зоны в образце №386 из спектров фотопроводимости был выполнен анализ, основанный на следующих данных:

1. Эмпирическая зависимость ширины запрещенной зоны от состава и температуры из работы [16].
2. Теоретическая зависимость положения уровня Ферми от концентрации, рассчитанная из Кейновского закона дисперсии [59]. Красная граница (рис. 18) в данном случае определяется суммой ширины запрещенной зоны и удвоенному положению уровня Ферми относительно края зоны проводимости, поскольку для оценки мы полагаем зону проводимости и валентную зоны зеркальными (см. рис. 19а).
3. Экспериментально определенные зависимости концентрации от температуры при различных уровнях подсветки (см. рис. 9).

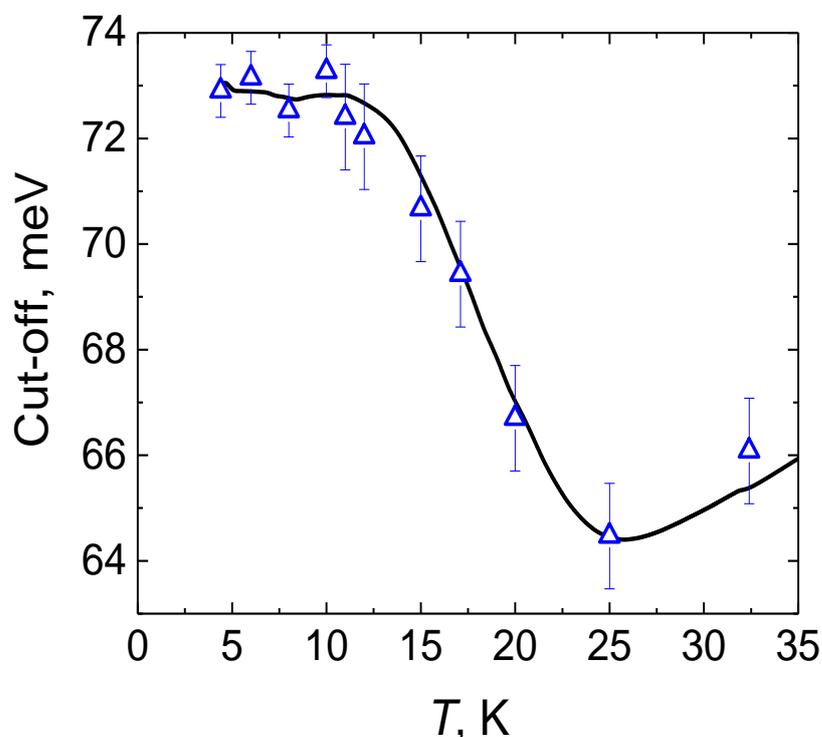


Рисунок 18. Зависимость положения красной границы межзонного поглощения образца №386 от температуры, рассчитанная для $x = 0,246$ при уровне подсветки 4 на рис. 9.

Подгоночными параметрами выступал состав твердого раствора x и выбор температурной зависимости концентрации. Наилучшее согласие (рис. 18) было достигнуто при $x = 0.246$ и выборе температурной зависимости концентрации при уровне подсветки, соответствующем кривой 4 на рис. 9. При этом ширина запрещённой зоны составила $E_g = 56,5$ мэВ, что соответствует данным, полученным из транспортных измерений. Соответствующая концентрация при $T = 4.2$ К составляет $3.5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Уровень Ферми при этом расположен на 8 мэВ выше дна зоны проводимости.

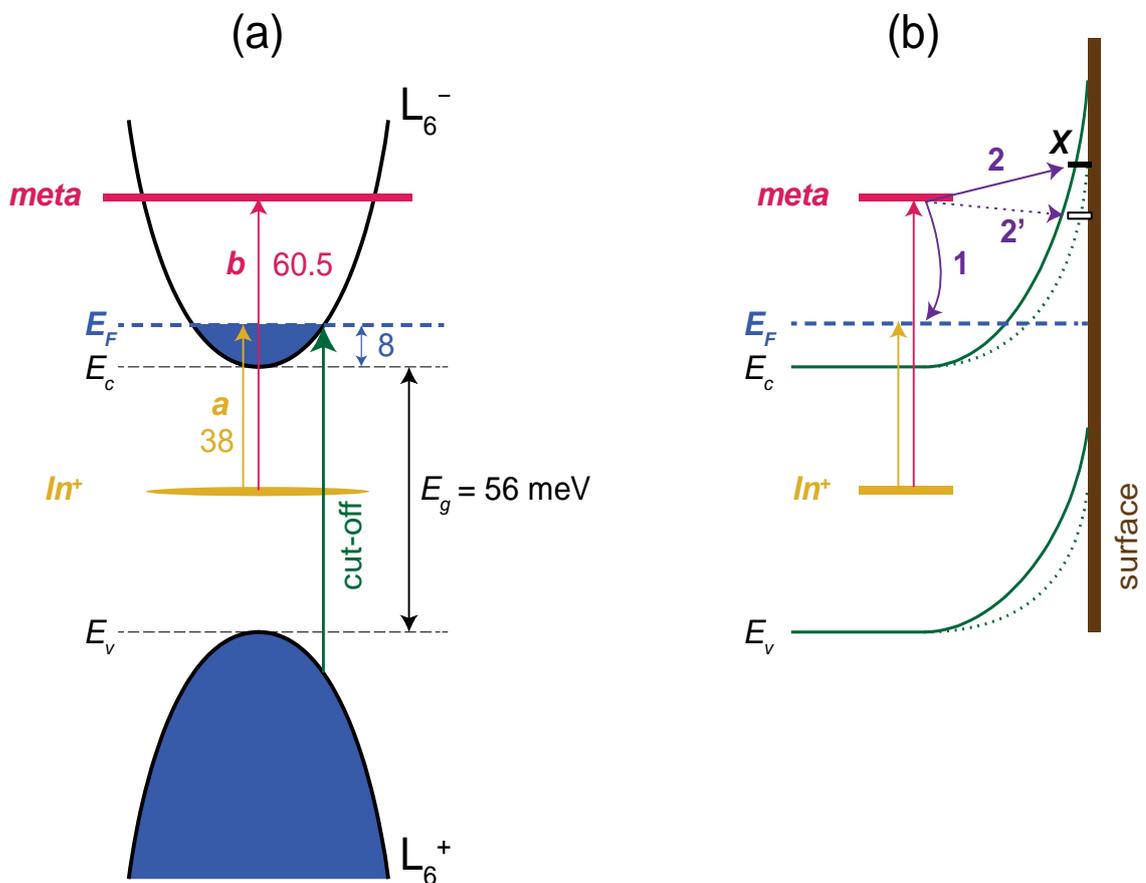


Рисунок 19. Энергетическая диаграмма, иллюстрирующая наблюдаемые в спектрах проводимости переходы в образце $Pb_{1-x}Sn_xTe$ №386 (а), все энергии указаны в мэВ. Cut off – положение красной границы межзонного поглощения, meta – метастабильный электронный уровень. (б) Структура зон и положение уровней вблизи поверхности образца. Пунктиром указано изменение зон при подсветке синим светом, цифрами обозначены возможные пути ухода электрона с метастабильного уровня.

Причина данного противоречия, по всей видимости, заключается в том, что количество введенного индия недостаточно для стабилизации УФ, поскольку

имеется значительное количество дефектов роста, формирующих резонансные состояния в зоне проводимости, что в свою очередь приводит к появлению значительной концентрации «невымерзающих» электронов. В такой ситуации все примесные атомы индия находятся в зарядовом состоянии In^+ . Соответствующий энергетический уровень располагается приблизительно на 30 мэВ ниже дна зоны проводимости [6]. Тогда (рис. 19а) можно связать яркую особенность b в спектрах фотопроводимости, с электронными переходами с уровня In^+ на резонансное метастабильное электронное состояние, располагающееся в зоне проводимости на 30.5 мэВ выше её края. По всей видимости, это состояние связано с нейтральным примесным состоянием In^{2+} . Пик a в этом случае соответствует электронным переходам с состояния In^+ в зону проводимости (на уровень Ферми). Рост температуры приводит к одновременному уменьшению интенсивности обоих пиков a и b (рис. 14), что может быть связано с увеличением темпов рекомбинации носителей из зоны проводимости. Одновременно с этим при повышении температуры более 11 К начинают «возгораться» пики c и d . Также данные особенности начинают проявляться и при более низкой температуре в условиях подсветки синим светом (рис. 15). Транспортные измерения показывают, что подсветка синим светом приводит к увеличению концентрации электронов в образце, но не приводит к сдвигу красной границы межзонного поглощения (рис. 15). Можно предположить, что подсветка синим светом оказывает влияние только на приповерхностный слой образца, поскольку глубина проникновения синего света составляет доли микрона. Свет же с энергией близкой к краю поглощения проходит через весь слой $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$, поэтому межзонное поглощение в спектре ФП определяется всем «объемом» эпитаксиальной плёнки, а пики c и d естественно связать с некоторыми поверхностными электронными состояниями.

Можно предположить, что в образце №386 такие состояния находятся близко к краю зоны проводимости (состояния X на рис. 19b). На поверхности также существует изгиб зон, что приводит к тому, что эти состояния оказываются существенно выше по энергии, чем УФ, и на несколько мэВ выше, чем метастабильный уровень.

Соответственно, электрон из метастабильного состояния может оказаться в зоне проводимости (путь 1 на рис. 19b), а может перейти на поверхностное состояние X , и не дать вклад в проводимость (путь 2 на рис. 19b). Т.к. состояние X находится несколько выше по энергии, чем метастабильный уровень, то вероятность электрона уйти по пути 2 будет увеличиваться с ростом температуры. Это и наблюдается экспериментально: увеличение температуры приводит к росту «поверхностных» переходов c и d при одновременном уменьшении интенсивности пика b .

Подсветка синим светодиодом приводит к уменьшению изгиба зон за счет увеличения электронной концентрации в поверхностном слое (рис. 19b). В результате состояние X оказывается ниже по энергии, чем метастабильный уровень, поэтому для электрона путь 2' оказывается выгоднее, чем путь 1. Это может приводить к значительному уменьшению интенсивности пика b и возгоранию пиков c и d за счет заселения состояний X при подсветке синим светом (рис. 15).

4.2. Образец №403

В образце №403 ширина запрещённой зоны составляет 50 мэВ. Эффект Бурштейна-Мосса в данном образце несущественен, поскольку, даже при наибольшем уровне подсветки, концентрация дырок составляет 10^{16} см⁻³ (рис. 11), что в 3 раза меньше, чем концентрация в образце №386 при максимальной подсветке. Поэтому в спектрах фотопроводимости край межзонного поглощения скрыт наблюдаемыми примесными особенностями (рис. 16), в отличие от образца №386, в котором эффект Бурштейна-Мосса

привёл к сдвигу красной границы межзонного поглощения в сторону больших энергий и позволил в явном виде выявить особенность b (рис. 13).

Наблюдаемое необычное изменение типа проводимости в условиях подсветки при повышении температуры может быть объяснено в рамках рассматриваемой нами модели (рис. 16). Поскольку в темновых условиях при низких температурах образец переходит в непроводящее состояние, уровень Ферми оказывается на основном состоянии примесного уровня индия, который теперь имеет переменную валентность In^+ и In^{3+} . Данный уровень можно рассматривать как бесконечный резервуар, поскольку концентрация индия в рассматриваемом образце составляет $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Межзонная подсветка приводит к генерации неравновесных электронов и дырок, которые «забрасываются» в зону. Дырки беспрепятственно релаксируют к потолку валентной зоны, а электроны «встречают» на своём пути метастабильное состояние (соответствующее In^{2+}), с которого они быстро релаксируют на примесный уровень. Поэтому они практически не дают вклад в проводимость. Увеличение температуры приводит к термической генерации электронов и дырок из резервуара. Однако подвижность электронов больше подвижности дырок, что и приводит к смене типа проводимости. Из этого следует, что уровень резервуара не должен быть ближе к валентной зоне, чем к зоне проводимости, т. к. в противном случае увеличение температуры приводило бы к увеличению концентрации дырок, по крайней мере на начальном этапе. Но этого не наблюдается. Поэтому наименьшее возможное положение резервуара – середина запрещённой зоны.

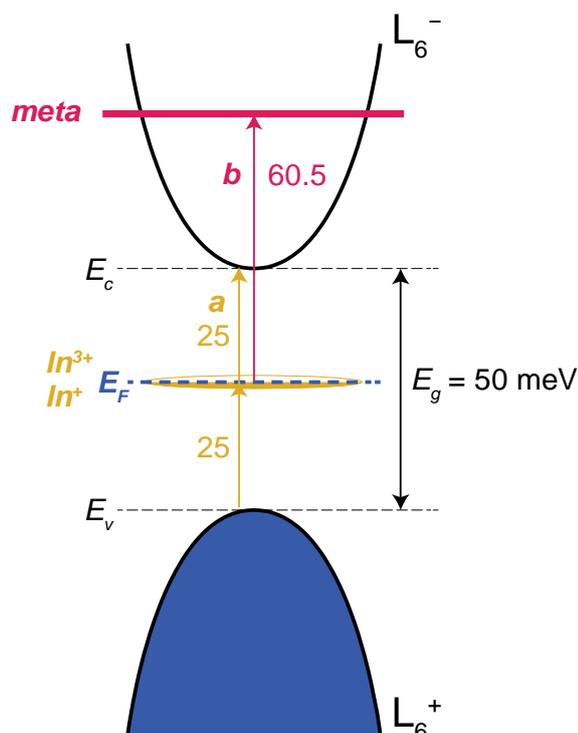


Рисунок 20. Энергетическая диаграмма, иллюстрирующая наблюдаемые в спектрах проводимости переходы в образце $Pb_{1-x}Sn_xTe$ №403.

Рассмотрим теперь примесные особенности, наблюдаемые в спектрах фотопроводимости в образце №403 (рис. 16). Яркую особенность b , так же, как и ранее, естественно связать с возбуждением электрона с уровня In^+ на метастабильное состояние. Энергия этого перехода 60,5 мэВ.

Примесная полоса a с выраженным максимумом на 24-25 мэВ, очевидно, связана с переходом электронов как из резервуара в зону проводимости, так и из валентной зоны в резервуар (рис. 20). При этом энергетическое положение резервуара должно быть в середине запрещённой зоны, что как раз соответствует энергии 25 мэВ. Наличие протяжённой примесной полосы может быть связано с флуктуациями состава и вызванных этим изменений ширины запрещённой зоны и положения резервуара.

Особенности c и d , так же, как и для образца №386, связываются с некоторыми поверхностными состояниями, природа которых, строго говоря, неизвестна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулируем основные результаты:

- ❖ Исследованы спектры фотопроводимости твёрдых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ ($x \approx 0.25$). Показано, что спектры фотопроводимости определяются совокупностью межзонных переходов, переходов между примесными состояниями, переходами примесь-зона, а также переходами с участием поверхностных состояний.
- ❖ Выполнены исследования транспортных свойств структур $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Определены значения концентраций и подвижностей в темновом состоянии и при различных уровнях подсветки. Обнаружен эффект возникновения дырочного типа проводимости при подсветке, сопровождаемый сменой типа проводимости при увеличении температуры.
- ❖ Предложена качественная модель, описывающая энергии и поведение наблюдаемых примесных особенностей спектров фотопроводимости, а также наблюдаемые транспортные свойства.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. Терагерцовая фотопроводимость и нетривиальные локальные электронные состояния в легированных полупроводниках на основе теллурида свинца //Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184. – №. 10. – С. 1033-1044.
2. HARMAN, T. C., & MEELENBACH, I. (1974). Narrow gap Semiconductors. *Applied Solid State Science*, 1–94.
3. Rogalski, A. (2012). History of infrared detectors. *Opto-Electronics Review*, 20(3).
4. Bauer, G. et al. (1976). Impurity and vacancy states in PbTe. *Journal of Applied Physics*, 47(4), 1721–1723.
5. В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН **145**, 51 (1985).
6. Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, **172** 875 (2002).
7. Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. Письма в ЖЭТФ, **80** 143-149 (2004).
8. D. R. Khokhlov, I. I. Ivanchik, S. N. Raines et al. Performance and spectral response of $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ far-infrared photodetectors // *Applied Physics Letters*. — 2000. — Vol. 76, no. 20. — P. 2835–2837.
9. Ryabova L. I., Khokhlov D. R. Probing of local electron states in $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ narrow-gap semiconductors by laser terahertz radiation // *JETP Letters*. — 2013. — Vol. 97, no. 12. — P. 720–726.
10. Акимов Б. А. и др. Примесные состояния Ga и фотоэлектрические явления в сплавах PbTe //ФТП.–1983.–17. – 1983. – №. 1. – С. 87-92.
11. Белоконь С. А. и др. Характер изменения свойств PbTe< Ga> при изменении степени легирования //ФТП. – 1992. – Т. 26. – №. 2. – С. 264.
12. Галеева А. В. и др. Фотопроводимость узкощелевых полупроводников $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в терагерцовой спектральной области //Письма в Журнал

-
- экспериментальной и теоретической физики. – 2010. – Т. 91. – №. 1. – С. 37-39.
13. Скипетров Е. П. и др. Электронная структура разбавленных магнитных полупроводников на основе теллурида свинца с примесью хрома //Физика низких температур. – 2011. – №. 37, № 3. – С. 269-280.
14. T. Phuphachong et al. Dirac Landau Level Spectroscopy in $Pb_{1-x}Sn_xSe$ and $Pb_{1-x}Sn_xTe$ across the Topological Phase Transition: A Review //Crystals. – 2017. – V. 7. – P. 29.
15. Takaoka S. et al. Band-edge structure of Indium-doped $Pb_{1-x}Sn_xTe$ across the band-inversion region investigated by the far-infrared magnetoplasma method //Physical Review B. – 1989. – Т. 40. – №. 8. – С. 5642.
16. Anderson W. gain-frequency-current relation for $Pb_{1-x}Sn_xTe$ double heterostructure lasers //IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1977. – Т. 13. – №. 7. – С. 532-543.
17. Parada N. J., Pratt Jr G. W. New model for vacancy states in PbTe //Physical Review Letters. – 1969. – Т. 22. – №. 5. – С. 180.
18. Parada N. J. Localized defects in PbTe //Physical review B. – 1971. – Т. 3. – №. 6. – С. 2042.
19. Hemstreet L. A. Cluster calculations of the effects of lattice vacancies in PbTe and SnTe //Physical Review B. – 1975. – Т. 12. – №. 4. – С. 1212.
20. Волков Б. А., Панкратов О. А. Ян-теллеровская неустойчивость кристаллического окружения точечных дефектов в полупроводниках A^4B^6 //Доклады Академии наук. – Российская академия наук, 1980. – Т. 255. – №. 1. – С. 93-97.
21. Hjalmarson H. P. et al. Theory of substitutional deep traps in covalent semiconductors //Physical Review Letters. – 1980. – Т. 44. – №. 12. – С. 810.
22. Skipetrov E. P. et al. Fermi level pinning in Fe-doped PbTe under pressure //Applied Physics Letters. – 2014. – Т. 105. – №. 2. – С. 022101.

-
23. Romčević N. et al. Far-infrared study of impurity local modes in Ni-doped PbTe //Journal of alloys and compounds. – 2007. – Т. 442. – №. 1-2. – С. 324-327.
24. Skipetrov E. P. et al. Energy spectrum and parameters of deep impurity level in $Pb_{1-x}Sn_xTe$ alloys doped with Yb //Physical Review B. – 1999. – Т. 59. – №. 20. – С. 12928.
25. Ivanchik I. I. et al. Giant negative magnetoresistance effect in PbTe (Yb, Mn) //Physical Review B. – 2000. – Т. 61. – №. 22. – С. R14889.
26. Акимов Б. А. и др. Перестройка энергетического спектра в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с примесью In при изменении их состава и под давлением //ФТП – 1979.
27. Волков Б. А., Ручайский О. М. Внутрицентровые кулоновские корреляции, зарядовые состояния и спектр примесей III группы в узкощелевых полупроводниках A4B6 //Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 62.
28. Pankratov O. A. ELECTRON STRUCTURE OF CUBIC-LIKE CRYSTALS //Physics Reviews. – 1987. – Т. 9. – С. 355.
29. Вул Б. М. и др. Особенности явлений переноса в $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ с большим содержанием индия //Письма ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – №. 1. – С. 21-25.
30. Akimov B. A. et al. Dynamics of the semiconductor-metal transition induced by infrared illumination in $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ alloys //Physics Letters A. – 1982. – Т. 88. – №. 9. – С. 483-486.
31. Акимов Б. А. и др. Перспективные материалы ИК-оптоэлектроники на основе соединений группы AIV BVI //Высокоочищенные вещества. – 1991. – Т. 6. – С. 22-34.
32. Volkov B. A., Voronova I. D., Shotov A. P. Logarithmic relaxation of persistent photoconductivity in $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ //Doklady Akademii Nauk SSSR. – 1987. – Т. 293. – №. 3. – С. 602-605.

-
33. Вул Б. М. и др. Накопление и время релаксации электронов при фотоэффекте в $\text{Pb}_{0,78}\text{Sn}_{0,22}\text{Te}$. //Письма в ЖЭТФ. – 1981. – Т. 33. – №.1. – С. 346.
34. Martinez A. et al. Effect of illumination and magnetic fields on the electron transport properties of $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ doped with Indium //Journal of applied physics. – 1985. – Т. 57. – №. 4. – С. 1165-1170.
35. Martinez A. et al. Decay kinetics of photoconductivity of PbSnTe doped with Indium //Journal of applied physics. – 1985. – Т. 58. – №. 12. – С. 4618-4620.
36. Möllmann K. P., Herrmann K. H., Enderlein R. Direct observation of ferroelectric phase in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ //Physica B+ C. – 1983. – Т. 117. – С. 582-584.
37. Moellmann K. P., Siche D., Zajnudinov S. Doping of PbTe with Ga during growth from the vapour phase //Crystal Research and technology. – 1986. – Т. 21. – №. 10. – С. 1273-1280.
38. Акимов Б. А. и др.//ФТП. – 1983. – Т. 17. – С. 87.
39. Белоконь С. А. и др. Характер изменения свойств $\text{PbTe}<\text{Ga}>$ при изменении степени легирования //ФТП. – 1992. – Т. 26. – №. 2. – С. 264.
40. Herrmann K. H., Möllmann K. P., Wendt M. Photoeffects in strongly Gallium- doped lead telluride above critical temperature //physica status solidi (a). – 1983. – Т. 80. – №. 2. – С. 541-546.
41. Лебедев А. И., Айтিকেва Т. Д. Фотопроводимость и процессы рекомбинации в PbTe , легированном Ga // Физика и техника полупроводников. — 1984. — Т. 18, № 11. — С. 1964–1969.
42. Троян Ю. Г., Сизов Ф. Ф., Лакеенков В. М. //ФТП. – 1986. – Т. 20. – С. 1776.
43. Akimov B. A. et al. Photoconductivity kinetics in high resistivity n- $\text{PbTe}(\text{Ga})$ epitaxial films //Semiconductor science and technology. – 1999. – Т. 14. – №. 8. – С. 679.

-
44. Акимов Б. А. и др. Особенности фотопроводимости тонких эпитаксиальных слоев n-PbTe(Ga) //Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т. 35. – №. 5. – С. 524-527.
45. Akimov B. A. et al. Experimental study of negative photoconductivity in n-PbTe(Ga) epitaxial films //Physical Review B. – 2000. – Т. 61. – №. 23. – С. 16045.
46. Akimov B. A. et al. Carrier Transport and Non- Equilibrium Phenomena in Doped PbTe and Related Materials //physica status solidi (a). – 1993. – Т. 137. – №. 1. – С. 9-55.
47. Шейкман М. К., Шик А. Я. //ФТП. – 1976. – Т. 10. – С. 208.
48. Skipterov E. P. et al. Ytterbium- induced Impurity States and insulator–Metal Transition under Pressure in $Pb_{1-x}Ge_xTe$ Alloys //physica status solidi (b). – 1998. – Т. 210. – №. 2. – С. 289-293.
49. Бете Г. Квантовая механика (М.: Мир, 1965) с. 191
50. Akimov B. A. et al. Switching effects in the dielectric phase of the $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ compounds //Solid State Communications. – 1982. – Т. 43. – №. 1. – С. 31-33.
51. Акимов Б. А. и др. СВЧ-гашение остаточной фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ //Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14. – С. 731-735.
52. Akimov B. A., Khokhlov D. R. Lead telluride-based photodetectors: a new approach //Semiconductor Science and technology. – 1993. – Т. 8. – №. 1S. – С. S349.
53. Akimov B. A. et al. An operating regime based on switching effects for photodetectors of $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ MBE films //infrared physics. – 1993. – Т. 34. – №. 4. – С. 375-378.
54. А. В. Иконников, В. И. Черничкин, Д. А. Акопян и др. Фурье-спектроскопия задержанной фотопроводимости в пленках $PbSnTe(In)$ при низких температурах //Физика низких температур. — 2019. — Т. 45, № 2. — С. 165–170.

-
55. Grodzicka E. et al. Peculiarities of transport properties in semiconductors with resonant impurities: HgSe: Fe versus PbTe: Cr //Journal of crystal growth. – 1994. – Т. 138. – №. 1-4. – С. 1034-1039.
56. Акимов А. Н. и др. Связь длинноволновой границы чувствительности пленок PbSnTe: In, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с их составом и структурой //Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51. – №. 11. – С. 1574-1578.
57. Акимов А. Н., А. Э. Климов, С. В. Морозов, С. П. Супрун, В. С. Эпов, А. В. Иконников, М. А. Фадеев, В. В. Румянцев. //ФТП. – 2016. – Т. 50. – №12. – С. 1713.
58. А. Э. Климов, В. Н. Шумский. Матричные фотоприемные устройства Н., Наука, (2001).
59. G. Nimtz, B. Schlicht. Narrow-gap lead salts. in Narrow-gap Semiconductors, vol. 98 of Springer Tracts in Modern Physics. Part 1, (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, 1983).