

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 01-02-16356

## Проблема примесных состояний в узкощелевых полупроводниках на основе теллурида свинца

Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов<sup>1)</sup>

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 2004 г.

Проведен обзор недавних результатов экспериментальных исследований, посвященных изучению необычных свойств примесных состояний в легированных узкощелевых полупроводниках на основе теллурида свинца. Эти результаты анализируются в рамках существующих теоретических представлений.

PACS: 71.23.An, 71.55.-i

1. Узкощелевые полупроводники группы  $A^4B^6$  являются материалами, уникальными по своим физическим свойствам, по разнообразию наблюдаемых в них эффектов и по возможностям практического использования. В частности, данные соединения являются базой для создания инфракрасных полупроводниковых лазеров, допускающих работу при температурах вблизи комнатной, высокоэффективных термоэлектрических преобразователей, а также высокочувствительных приемников излучения дальнего инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов [1]. Все вышеуказанные возможности являются следствием нетривиального сочетания свойств, характерных для рассматриваемых материалов. К ним относятся: прямая запрещенная зона, величина которой может плавно варьироваться при создании твердых растворов, высокая эффективность излучательной рекомбинации, огромные значения статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  до  $10^4$ , малые эффективные массы носителей заряда  $\sim 10^{-2}m_0$ . В результате кулоновский потенциал заряженных примесей в полупроводниках  $A^4B^6$  практически полностью экранируется и не оказывает существенного влияния на подвижность носителей заряда.

Одним из важных недостатков полупроводников  $A^4B^6$  является высокая дефектность их структуры. При стандартных методах синтеза концентрация вакансий и межузельных атомов достигает  $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Все дефекты роста являются элект-

троактивными, что не позволяет достичь низкой концентрации носителей заряда, необходимой для ряда применений, в нелегированных соединениях.

Легирование является одним из основных методов управления концентрацией свободных носителей заряда в полупроводниках. Использование этого метода в применении к полупроводникам  $A^4B^6$  и, в частности, к твердым растворам на основе теллурида свинца позволяет не только изменять концентрацию электронов и дырок, но и приводит к появлению принципиально новых свойств, не характерных для исходного материала.

При легировании  $PbTe$  и ряда сплавов на его основе примесями III группы (индий, галлий, таллий), а также некоторыми редкоземельными ( $Yb$ ,  $Gd$ ) и переходными ( $Cr$ ,  $Mo$ ) элементами наблюдается эффект стабилизации уровня Ферми, когда его положение определяется только составом сплава и не зависит от концентрации легирующих примесей и дефектов решетки [2]. В частности, возможна ситуация, когда уровень Ферми стабилизируется внутри запрещенной зоны, и при низких температурах реализуется полуизолирующее состояние, не наблюдающееся в специально не легированных сплавах.

В принципе, в традиционных полупроводниках сильное легирование может приводить к формированию крупномасштабного потенциального рельефа зон, к появлению дрейфового барьера для носителей заряда [3]. Парадоксальным следствием эффекта стабилизации уровня Ферми в сплавах на основе теллурида свинца является высокая однородность электро-

<sup>1)</sup>e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

физических свойств материалов, несмотря на сильное легирование, необходимое для появления эффекта, и на высокую концентрацию дефектов [4]. Это свойство является следствием валентной неустойчивости примесных центров, когда нейтральное относительно кристаллической решетки зарядовое состояние примесей является неустойчивым вследствие высокой поляризуемости кристаллической решетки [5]. Баланс количества примесных центров в различных зарядовых состояниях осуществляется таким образом, чтобы зафиксировать расположение уровня Ферми в определенном месте энергетического спектра, определяемом только составом сплава, независимо от концентрации дефектов.

Вторым важнейшим эффектом, определяющим свойства сплавов на основе теллурида свинца, легированных некоторыми элементами III группы, является появление долговременных релаксационных процессов электронной системы полупроводника при ее выведении из равновесия при низких температурах [2]. Наиболее ярким проявлением этой группы эффектов является задержанная фотопроводимость. Так, температурные зависимости сопротивления, измеренные в темноте и при инфракрасной подсветке, существенно различаются при температурах  $T < T_c$ . Различие может достигать 6–8 порядков величины в зависимости от состава сплава, степени легирования, и др. Температура  $T_c$  составляет около 25 К для объемных кристаллов, легированных индием, и около 80 К для примеси галлия. Появление столь сильного фотоотклика является следствием того, что время жизни свободных неравновесных носителей заряда при низких температурах резко возрастает до величин более  $10^4$  с. Таким образом, фотовозбужденные носители заряда накапливаются в разрешенной зоне практически без рекомбинации, что и приводит к задержанной фотопроводимости.

**2.** Для объяснения причин появления долговременных релаксационных процессов в легированных сплавах на основе теллурида свинца был предложен ряд моделей.

Ряд авторов [6–8] связывает появление задержанной фотопроводимости с сегнетоэлектрическим фазовым переходом при температуре  $T_c$ . Действительно, высокая диэлектрическая проницаемость материалов группы  $A^4V^6$  обусловлена близостью решетки к фазовому переходу в ромбоэдрическую фазу. В PbTe этот переход является виртуальным, его температура составляет – 130 К, однако в некоторых сплавах на основе PbTe, в частности, в  $Pb_{1-x}Ge_xTe$ , такой переход наблюдается, его температура определяется составом сплава. По предположению авторов [6–8],

введение примесей индия или галлия может привести к аналогичному фазовому переходу. Конкретный механизм, связывающий фазовый переход с большими временами жизни неравновесных носителей заряда, авторами работ [6–8] не обсуждался. Рассматриваемая модель встречается с большим количеством сложностей при объяснении экспериментальных фактов, в частности, не находит объяснения независимости температуры  $T_c$  от количества введенной примеси [9], однако работы, привлекающие данную модель для интерпретации результатов, появляются до сих пор [10].

Модель, объясняющая появление долговременных релаксационных процессов при низких температурах, была предложена в работе [11]. В рамках представлений, описанных в [11], большие времена жизни неравновесных носителей заряда при низких температурах связаны с появлением автолокализационного барьера, возникающего при изменении зарядового состояния примеси. При ионизации примесного центра происходит перестройка конфигурации ближайшего кристаллического окружения атома примеси. В этом случае для рекомбинации электрон должен преодолеть барьер в конфигурационном пространстве, связанный с необходимостью поляризации кристаллической решетки вблизи примесного центра при локализации неравновесного электрона. В ряде последующих работ [12–15] предлагались различные механизмы такой поляризации, однако принципиально они не сильно различались между собой. Следует отметить, что аналогичный механизм предлагается и для объяснения долговременных релаксационных процессов в полупроводниках группы  $A^3B^5$  с DX-центрами [16].

В работах [15, 17–19] было показано, что наблюдаемые результаты невозможно объяснить в рамках модели, учитывающей существование только одного локального состояния. В частности, это проявляется в том, что кинетика спада фотоотклика после выключения подсветки состоит из двух участков – быстрой ( $\sim 1$ –10 мс) и медленной (10 мс –  $10^4$  с в зависимости от температуры) релаксации проводимости. Для того, чтобы описать этот и ряд других экспериментальных результатов, в модель [11] было внесено существенное дополнение [15]. Согласно [15], помимо основного примесного состояния, которое обеспечивает стабилизацию уровня Ферми и является двухэлектронным, имеется еще метастабильное одноэлектронное примесное состояние. Данное состояние отделено барьером в конфигурационном пространстве как от основного двухэлектронного локального состояния, так и от состояния с делокализованными носителями заряда в разрешенной зоне. В этом случае ло-

кализация фотовозбужденных носителей заряда происходит в два этапа через промежуточное метастабильное одноэлектронное состояние. Участку быстрой релаксации фотопроводимости соответствует рекомбинация на метастабильное локальное состояние, а участку медленной релаксации – рекомбинация в основное примесное состояние.

Расположение метастабильного примесного состояния по энергии и величина барьеров, отделяющих его от основного локального состояния и от зонных состояний, явились предметом рассмотрения целого ряда работ [15, 17–20], однако целостной картины получить не удалось. Так, согласно одним данным [15, 17, 18], в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  метастабильное одноэлектронное примесное состояние располагается достаточно высоко в зоне проводимости, а согласно другим работам [19, 20], оно практически совпадает по энергии с дном зоны проводимости и отделено от делокализованных состояний лишь небольшим барьером  $\sim 1$  мэВ.

Чтобы разрешить указанное противоречие, в работе [21] была предложена несколько иная концепция. Модель [21] основана на том факте, что актуальные зоны в халькогенидах свинца практически полностью построены из атомных  $p$ -орбиталей. Атом примесей III группы при легировании замещает в указанных материалах атом свинца. Эффект стабилизации уровня Ферми обусловлен тем, что нейтральное относительно кристаллической решетки зарядовое состояние атома примеси  $Im^{2+}$  является неустойчивым и распадается согласно реакции  $2Im^{2+} \rightarrow Im^+ + Im^{3+}$ .

В терминах атомных орбиталей состоянию  $Im^{2+}$  отвечает электронная конфигурация  $s^1p^2$ , состоянию  $Im^+$  – конфигурация  $s^2p^1$ , а состоянию  $Im^{3+}$  –  $s^0p^3$ . Атому свинца, который замещает примесь, соответствует конфигурация  $s^2p^2$ . Актуальные зоны в халькогенидах свинца практически полностью построены из атомных  $p$ -орбиталей, поэтому для различных зарядовых состояний атома примеси локализованными являются электроны, находящиеся на глубокой  $s$ -оболочке, а  $p$ -электроны делокализованы.

Основная идея модели [21] заключается в том, что одноэлектронное примесное состояние, когда на  $s$ -оболочке лежит лишь один электрон, расположено по энергии в одноэлектронном приближении значительно выше основного двухэлектронного состояния и выше дна зоны проводимости (рис.1). Тогда при фотоионизации первого электрона с примесного центра ему надо сообщить энергию, необходимую, во-первых, для возбуждения этого электрона в зону проводимости и, во-вторых, для перевода примесного

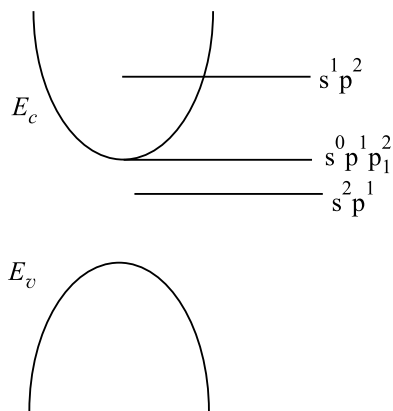


Рис.1. Модель энергетического спектра примесного центра в  $PbTe(Ga)$  [21]

центра в состояние, соответствующее одному  $s$ -электрону, локализованному на примеси. Оставшийся на примесном центре один  $s$ -электрон быстро переходит в зону проводимости, дно которой расположено ниже по энергии. Таким образом в зоне проводимости появляются два неравновесных электрона. Процессы рекомбинации являются одноэлектронными, но для того, чтобы на примесный центр захватился электрон, ему нужно сообщить энергию, равную расстоянию между квазиуровнем Ферми и одноэлектронным примесным состоянием. Фактически этот энергетический зазор и является барьером, препятствующим быстрой рекомбинации электронов на центр.

В рамках вышеизложенной модели, однако, остаются неясными причины появления двух участков релаксации фотопроводимости. Возможное разрешение данного противоречия следующее. Стабилизация уровня Ферми предполагает, что значительное количество атомов галлия имеет пустую  $s$ -оболочку. В короткодействующем притягивающем потенциале этой оболочки может локализоваться два  $p$ -электрона с противоположно направленными спинами [22]. Однако ввиду большой величины диэлектрической проницаемости и малой эффективной массы электронов в  $PbTe$  единичный примесный центр с пустой  $s$ -оболочкой может не создавать связанного состояния. В то же время количество таких центров весьма велико, и одно связанное состояние  $p$ -электронов может сформироваться на большое (до  $10^3-10^4$ ) число примесных центров с пустой  $s$ -оболочкой [23]. Тогда быстрая релаксация фотопроводимости может быть обусловлена локализацией части фотовозбужденных электронов в эти связанные состояния, расположенные по энергии вблизи дна зоны проводимости и являющиеся в данном смысле мелкими.

3. В последнее время объем экспериментальной информации, касающейся неравновесных процессов

в легированных индием и галлием твердых растворах на основе теллурида свинца, существенно увеличился. В частности, появились новые данные о спектральной чувствительности монокристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  [24], о характере фотопроводимости (ФП) эпитаксиальных слоев  $PbTe(Ga)$  разной толщины с различным уровнем легирования [25–27], о сегнетоэлектрическом фазовом переходе в  $Pb_{1-x}Ge_xTe(Ga)$  [28, 29]. Эти результаты позволяют выбрать из существующего многообразия теоретическую модель, наиболее адекватно и непротиворечиво описывающую совокупность имеющихся экспериментальных результатов.

В работе [24] сообщается об обнаружении фотоотклика в пленке  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  на длинах волн 176 и 241 мкм. Пленка  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке  $BaF_2$ . Термическая энергия активации основного примесного состояния, вычисленная с помощью соотношения  $\rho \sim \exp(E_a/2kT)$ , составляла 20 мэВ. Эксперимент проводился с использованием установки, в которой фоновое излучение было полностью экранировано. Источником инфракрасного излучения было абсолютно черное тело, имеющее температуру 77 К или 300 К. Узкая спектральная полоса излучения, падающего на образец, обеспечивалась с помощью серии охлаждаемых фильтров. Регистрировалась кинетика увеличения тока через образец во времени при различных значениях напряжения на образце и при различных температурах абсолютно черного тела. Результаты эксперимента для напряжения на образце 10 мВ при температуре черного тела 300 К приведены на рис.2.

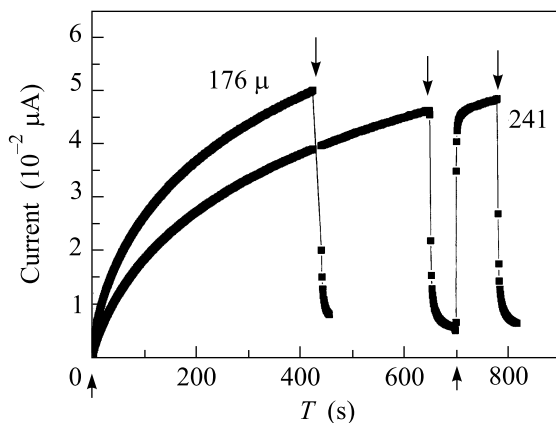


Рис.2. Кинетика нарастания и спада фототока при напряжении на образце  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  10 мВ и различной длине волны возбуждающего излучения. Стрелками показаны моменты включения и выключения инфракрасной подсветки [24]

Для обеих длин волн падающего на образец излучения зарегистрирован значительный фотоотклик. Обращает на себя внимание ряд особенностей ФП. Прежде всего, кинетика нарастания тока во времени после включения подсветки является сильно нелинейной. Выключение подсветки приводит к быстрому спаду фототока с последующей медленной релаксацией к темновому значению. Однако если вскоре после выключения подсветки снова ее включить, фототок очень быстро, за время, сравнимое с временем “быстрой” релаксации, возрастает до того значения, которое было до выключения подсветки, после чего возобновляется прежняя относительно медленная динамика роста фототока. Очевидно, быстрый и медленный релаксационный процессы имеют существенно разную природу.

Второй важный момент заключается в следующем. Энергия кванта, соответствующая длинам волн излучения 176 и 241 мкм, существенно меньше, чем термическая энергия активации основного примесного состояния. Таким образом, результаты работы [24] являются прямым доказательством того факта, что задержанная ФП в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  может быть обусловлена фотовозбуждением метастабильных примесных состояний. Граничная энергия оптического возбуждения этих состояний очень мала. Длина волны соответствующего кванта излучения, по крайней мере, больше 241 мкм, что является наивысшей величиной для красной границы фотоэффекта в нетепловых приемниках излучения. По всей вероятности, граница фоточувствительности рассматриваемых материалов расположена на существенно больших длинах волн. Не исключено, что рабочий диапазон фотоприемников на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  перекрывает всю субмиллиметровую область.

В то же время, остается неясным, какова природа появления двух участков генерации и рекомбинации свободных электронов в данном случае, поскольку основное примесное состояние должно быть “выключено” из игры в силу малости энергии возбуждающего кванта.

Отличительной особенностью  $PbTe(Ga)$  является достаточно узкий интервал концентраций легирующей примеси, отвечающий эффекту стабилизации УФ. При увеличении содержания галлия в образцах наблюдается резкий рост концентрации электронов, который может быть обусловлен тем, что избыточный галлий начинает вести себя как активный донор. В монокристаллических образцах реализовать состояние с малыми концентрациями электронов, отвечающее снятию эффекта стабилизации при слабо избыточном легировании, не удавалось. В случае пленок

оказалось возможным реализовать существенно более плавное изменение концентрации примеси и получить серию образцов, соответствующих некоторому переходному состоянию от стабилизированного положения УФ к металлической проводимости  $n$ -типа [27].

Исследование фотоэлектрических процессов показало, что в полуизолирующих пленках, так же, как и в монокристаллических образцах, кинетика спада сигнала ФП после выключения подсветки, включает относительно быстрый участок, сменяющийся задержанной ФП [25]. В условиях импульсной подсветки быстро релаксирующий сигнал доминирует. Изменяя условия эксперимента (длительность импульса, тип источника излучения, температуру и т.д.), можно получать разные соотношения амплитуд быстро релаксирующего сигнала и собственно задержанной ФП. Однако, как в монокристаллах, так и в пленках, толщина которых составляет несколько микрон, релаксация ФП имеет неэкспоненциальный характер. Ситуация качественно изменяется в достаточно тонких слоях с  $d \sim 0.2$  мкм. Практически сразу после прохождения импульса подсветки спад сигнала описывается экспоненциальной кинетикой  $\Delta\sigma(t) \propto \exp(-t/\tau)$ . При  $T = 4.2$  К время быстрой релаксации  $\tau$  составляет 13 мс [26].

Полученные данные отвечают концепции переменной валентности примеси галлия. Примесные центры в разных зарядовых состояниях обуславливают наличие нескольких каналов рекомбинации. Неравномерное распределение носителей в объеме в сочетании с неоднородным распределением примесных центров в разных зарядовых состояниях может приводить к неэквивалентным условиям для рекомбинации разных групп носителей и существенной модификации кинетических процессов. По-видимому, пространственная однородность в распределении неравновесных носителей и заряженных примесных центров реализуется только в достаточно тонких слоях с  $d \leq 0.2$  мкм.

В сравнительно низкоомных образцах  $\text{PbTe}(\text{Ga})$ , характеризующихся повышенным содержанием галлия, ФП качественно отличается от полуизолирующих слоев [27]. На рис.3 показан вид температурных зависимостей удельного сопротивления для одной из низкоомных пленок ( $d = 2$  мкм). Наряду с темновой кривой (1) на рисунке представлены зависимости, измеренные при разных интенсивностях подсветки (2, 3). В области низких температур при включении подсветки наблюдается рост сопротивления пленки – отрицательная ФП. По мере повышения температуры амплитуда отрицательной ФП умень-

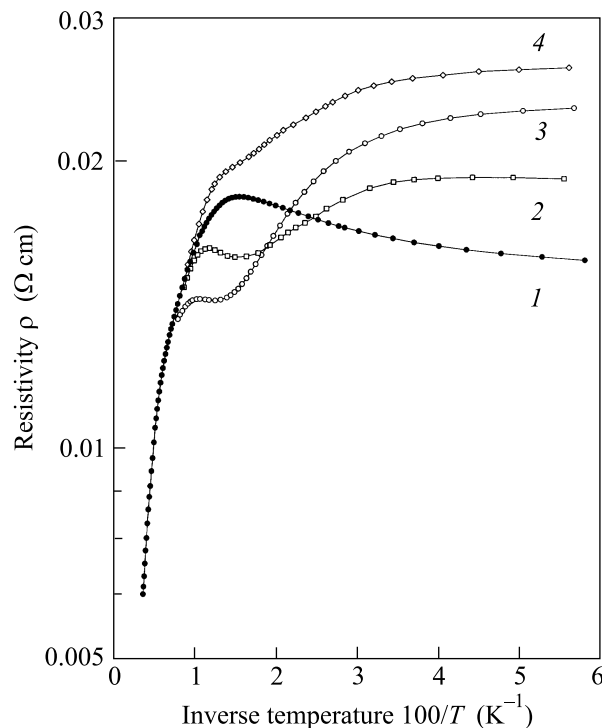


Рис.3. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(100/T)$  образца  $n\text{-PbTe}(\text{Ga})$ ; кривая 1 получена в темноте, кривые 2 и 3 – в условиях непрерывной подсветки (миниатюрной лампой накаливания) с различной (возрастающей) интенсивностью, кривая 4 – при нагревании в темноте после выключения источника ИК подсветки при  $T = 4.2$  К [27]

шается, ФП исчезает (точка пересечения кривых 1–2 или 1–3), и при дальнейшем росте  $T$  наблюдается положительная ФП. В действительности положительная и отрицательная компоненты ФП сосуществуют и при низких температурах, но вклад отрицательной ФП доминирует. Об этом свидетельствует то, что при  $T = 4.2$  К удельное сопротивление  $\rho$  достигает своего максимального значения после выключения подсветки (см. рис.3, кривая 4). Из рисунка видно, что задержанная отрицательная ФП наблюдалась вплоть до  $T \sim 100$  К.

Еще более наглядно сосуществование вкладов положительной и отрицательной ФП при низких температурах проявляется при исследовании кинетики ФП (рис.4). Видно, что при температуре 77 К наблюдается только положительная ФП. Однако при понижении температуры до 4.2 К первоначальный сигнал положительной ФП уже примерно через 0.5 с меняет знак, и в дальнейшем наблюдается отрицательная ФП, которая является задержанной: после выключения подсветки происходит быстрая релаксация части положительной ФП и сопротивление образца еще

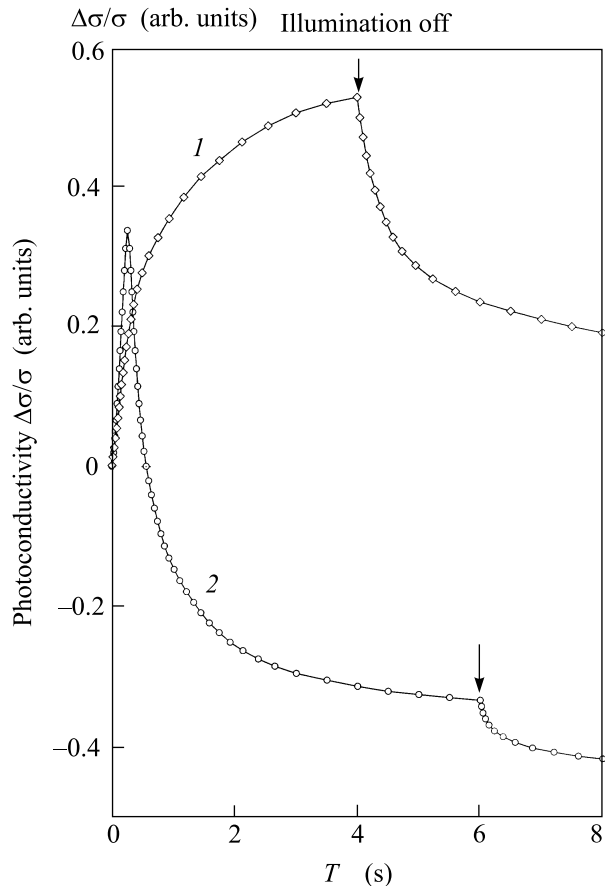


Рис.4. Кинетика фотопроводимости  $\Delta\sigma(t)$  при подсветке миниатюрной лампой накаливания образца  $n$ -PbTe(Ga) (см. рис.3) при различных температурах: 77 К (кривая 1) и 4.2 К (кривая 2); момент выключения подсветки показан вертикальными стрелками [27]

больше возрастает по сравнению с темновым состоянием.

Следует отметить, что обнаруженная в сравнительно низкоомных слоях PbTe(Ga) задержанная отрицательная ФП не является необычным эффектом в полупроводниковых образцах. Она достаточно часто наблюдалась в системах с рекомбинационным барьером. В частности, в неоднородных полупроводниках, где по той или иной причине существовали неравновесные носители, рекомбинация пространственно разделенных пар электронов и дырок могла быть затруднена из-за модуляции зонного рельефа, а дополнительная подсветка позволяла носителям преодолеть этот барьер. Аналогичная ситуация может возникать в системах квантовых ям, в поликристаллических образцах. Однако во всех перечисленных случаях задержанная отрицательная ФП наблюдается только в квазиравновесных условиях при наличии неравновесных носителей, возбужденных ранее другим

внешним воздействием. Более интересным явлением можно считать обнаруженную в условиях импульсной подсветки быструю составляющую отрицательной ФП в низкоомных слоях PbTe(Ga) [27]. В условиях импульсной подсветки быстро релаксирующая отрицательная ФП доминирует, причем мгновенные времена релаксации имеют порядок десятков микросекунд, что на три порядка меньше соответствующих времен быстрой составляющей положительной ФП в полуизолирующих образцах PbTe(Ga) [25, 26]. Столь быстрый рекомбинационный процесс не может быть объяснен с привлечением моделей, предполагающих пространственное разделение неравновесных носителей. Характер рекомбинации должен определяться структурой энергетического спектра примесных состояний.

Наилучшим образом наблюдаемые явления можно понять, полагая, что генерация и рекомбинация неравновесных носителей заряда как в монокристаллах PbTe(Ga), так и в эпитаксиальных пленках определяются электронными переходами в системе двух разрешенных зон и трех примесных уровней (см. рис.1), причем плотность состояний на примесных уровнях может изменяться в процессе релаксации и быть пространственно неоднородной. В этих условиях можно наблюдать достаточно экзотические явления, как, например, быстрый спад сигнала отрицательной ФП. Таким образом, модель [21] позволяет описать на качественном уровне все основные экспериментальные факты. К сожалению, строгое количественное описание, видимо, нереально, поскольку оно потребовало бы определения многих микроскопических параметров, их временных и координатных зависимостей.

В заключение остановимся на вопросе о возможном влиянии сегнетоэлектрического фазового перехода на неравновесные процессы. В работах [28, 29] исследован полный импеданс объемных монокристаллов PbTe(Ga) и  $Pb_{1-x}Ge_xTe(Ga)$  ( $x = 0.04-0.10$ ) в диапазоне частот от  $10^2$  до  $10^6$  Гц при температурах от 4.2 до 300 К. Во всех исследованных образцах  $Pb_{1-x}Ge_xTe(Ga)$  на температурных зависимостях емкости обнаружено два типа особенностей. Это ярко выраженный пик при температуре  $T = T_{\Phi}$ , обусловленный диэлектрической аномалией при сегнетоэлектрическом фазовом переходе, а также характеризующееся сильной частотной зависимостью возрастание емкости в области низких температур  $T < 100$  К. На рис.5 в качестве примера показаны достаточно типичные температурные зависимости емкости для образца  $Pb_{1-x}Ge_xTe(Ga)$  с  $x = 0.46$ . Для всех исследованных составов образцов  $Pb_{1-x}Ge_xTe(Ga)$  температура сегнетоэлектрического фазового перехо-

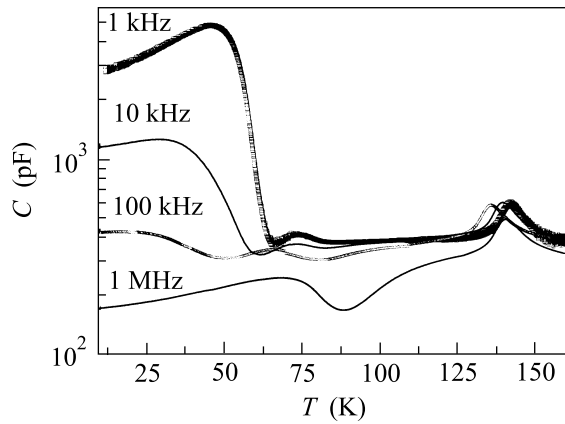


Рис.5. Температурные зависимости емкости для образца  $\text{Pb}_{0.94}\text{Ge}_{0.06}\text{Te}(\text{Ga})$ . Цифры у кривых – частота измерений. Геометрическая емкость образца  $C_0 = 0.18 \text{ pF}$  [28]

да оказалась близка к литературным данным для не легированных образцов. При этом  $T_{\Phi}$  обнаруживает сильную зависимость от состава  $X$ . Амплитуда низкотемпературного эффекта монотонно уменьшается с ростом частоты  $f$ , и при  $f > 10^5$  Гц эффект практически исчезает. Вклад в емкость при столь низких частотах можно ассоциировать с процессами перезарядки в примесной подсистеме. Важно, что экспериментально определенное значение  $T_{\Phi}$  оказалось существенно выше, чем характерные температуры появления долговременных релаксационных процессов, в частности, задержанной ФП. То есть изменение зарядовых состояний в примесной подсистеме не сопровождается диэлектрическими аномалиями кристаллической решетки в целом, и возможная перестройка решетки имеет локальный характер.

Таким образом, модель, предложенную в работе [21], в настоящее время можно считать в наибольшей степени соответствующей экспериментальным данным для твердых растворов на основе теллурида свинца, легированных индием и галлием. Важно отметить, что эта модель является и наиболее определенной с точки зрения микроскопических состояний примеси.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-16497, # 02-02-17057 и ИНТАС # 2001-0184.

1. *Lead Chalcogenides: Physics and Applications*, Vol.18 of the Book Series: Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices, Ed. D.Khokhlov. Taylor & Francis Books, Inc., 2003.

2. Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН **172**, 875 (2002).
3. М. К. Шейкман, А. Я. Шик, ФТП **10**, 208 (1976).
4. Б. А. Акимов, Н. Б. Брандт, К. Р. Курбанов и др., ФТП **17**, 1604 (1983).
5. И. А. Дабкин, Б. Я. Мойжес, ФТП **17**, 969 (1983).
6. К. Н. Herrmann, К-Р. Moellmann, Phys. Status Solidi **A91**, K147 (1985).
7. А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, В. Н. Никифоров, Письма в ЖЭТФ **41**, 466 (1985).
8. К. Н. Herrmann and К-Р. Moellmann, Phys. Stat. Sol. (a)**80**, K101 (1983).
9. Б. А. Акимов, А. В. Албул, А. В. Никорич и др., ФТП **18**, 1778 (1984).
10. А. Е. Klimov and V. N. Shumsky. Proc. SPIE **5126**, 341 (2003).
11. Ю. М. Каган, К. А. Кикоин, Письма в ЖЭТФ **31**, 367 (1980).
12. В. И. Литвинов, К. Д. Товстюк, ФТТ **24**, 896 (1982).
13. О. А. Панкратов, М. Г. Фойгель, ФТП **18**, 1203 (1984).
14. O. A. Pankratov and B. A. Volkov, Sov. Scientific Reviews A (Physics) **9**, 355 (1987).
15. И. И. Засавицкий, Б. Н. Мацонашвили, О. А. Панкратов и др., Письма в ЖЭТФ **42**, 3 (1985).
16. P. M. Mooney, Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
17. И. И. Засавицкий, А. В. Матвеевко, Б. Н. Мацонашвили и др., ФТП **20**, 214 (1986).
18. В. Н. Винчаков, В. И. Кайданов, С. Н. Лыков и др., Письма в ЖЭТФ **43**, 384 (1986).
19. Б. А. Акимов, А. В. Никорич, Д. Р. Хохлов и др., ФТП **23**, 668 (1989).
20. А. И. Белогорохов, Е. И. Слынько, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖТФ **18**, 30 (1992).
21. А. И. Белогорохов, Б. А. Волков, И. И. Иванчик и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 178 (2000).
22. Б. А. Волков, О. М. Ручайский, Письма в ЖЭТФ **62**, 205 (1995).
23. А. И. Бязь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, М.: Наука, 1971, с. 30–32.
24. К. Г. Кристовский, А. Е. Кожанов, Д. Е. Долженко и др., ФТТ **46**, 123 (2004).
25. B. A. Akimov, V. A. Bogoyavlenskiy, L. I. Ryabova et al., Semicond. Sci. Tech. **19**, 679 (1999).
26. Б. А. Акимов, В. А. Богоявленский, Л. И. Рябова и др., ФТП **35**, 524 (2001).
27. B. A. Akimov, V. A. Bogoyavlenskiy, L. I. Ryabova et al., Phys. Rev. **B61**, 16045 (2000).
28. Б. А. Акимов, В. В. Прядун, Л. И. Рябова и др., ФТП **38**, 293 (2004).
29. Б. А. Акимов, В. В. Прядун, Л. И. Рябова и др., ФНТ, в печати.