

©1995 г.

КИНЕТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ PbTe(Ga)

Б.А.Акимов, А.В.Албул, Л.И.Рябова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899, Москва, Россия
(Получена 8 декабря 1994 г. Принята к печати 27 февраля 1995 г.)

Дано феноменологическое описание кинетики фотопроводимости высокоомных монокристаллов PbTe(Ga) при воздействии на образцы инфракрасного излучения от импульсных и тепловых непрерывных источников. Показано, что в фотоэлектрические явления существенный вклад вносят метастабильные электронные состояния, уровни которых расположены на ~ 20 мэВ под дном зоны проводимости. Существование этих состояний подтверждается исследованиями особенностей статических вольт-амперных характеристик, термостимулированных токов и индуцированной примесной фотопроводимости.

Предложена модель энергетического спектра и примесных состояний PbTe(Ga), позволяющая в общих чертах описать экспериментальные данные.

Введение

Среди семейства модифицированных сплавов халькогенидов свинца [1] одним из наиболее интересных объектов является PbTe(Ga). Несмотря на большое количество весьма интересных экспериментальных данных, полученных к настоящему времени [1-9], основная модель его энергетического спектра в деталях не определена.

Как известно, PbTe обычно при выращивании содержит до 10^{19} см $^{-3}$ точечных дефектов. При легировании PbTe галлием в некоторой области концентраций — $(1 \div 3) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ — реализуется диэлектрическое состояние, совершенно не характерное для узкощелевых полупроводников. При этом концентрация носителей заряда близка к собственной и составляет при азотных температурах $n \simeq 10^{12} \div 10^{13}$ см $^{-3}$, а при гелиевой температуре $n < 10^9$ см $^{-3}$. Температурные зависимости удельного сопротивления в виде $\lg \rho = f(1/T)$ имеют два характерных линейных участка — с энергией активации, отвечающей щели $E_g \simeq 190$ мэВ при $T = 4.2$ К, и энергией активации предполагаемого примесного уровня $E_A \simeq 70$ мэВ ($\rho \sim \exp(E_A/kT)$), осуществляющего стабилизацию уровня Ферми. Зависимости $\lg \rho = f(1/T)$, снятые в условиях экранировки образцов от фонового излучения и при инфракрасной (ИК) подсветке, резко (на 9 порядков) различаются между

Собой при температуре $T < 80$ К. Времена релаксации неравновесных электронов составляют $\tau \sim 10^{-3}$ с при 77 К и $\tau > 10^5$ с при 4 К. Одной из особенностей спектров фотопроводимости (ФП) $\text{PbTe}(\text{Ga})$, которая отмечается в ряде работ [3-8], является наличие ярко выраженного максимума при длинах волн $\lambda = 5.5 \div 6$ мкм, по энергии близкого к краю фундаментального поглощения. Судя по этим спектрам, в них отсутствует линия, которая отвечала бы классической модели переходов в примесном полупроводнике — между уровнем, стабилизирующим положение уровня Ферми, и дном зоны проводимости. В связи с этим возникает вопрос о правомерности рассмотрения единственного примесного уровня, отстоящего на 70 мэВ от дна зоны проводимости. В поисках примесной ФП методом фурье-спектроскопии в работе [4] была обнаружена целая серия линий в дальней ИК области спектра. Основная линия в этой серии соответствует энергии 20 мэВ ($\lambda = 90$ мкм). Одно из предположений авторов заключается в наличии метастабильных состояний глубоких центров, ответственных за стабилизацию уровня Ферми. Подробные исследования спектров ФП, содержащиеся в работах [6,7], привели к построению различных моделей энергетического спектра $\text{PbTe}(\text{Ga})$.

Еще одним не нашедшим объяснения экспериментальным фактом [2,8] является то, что при импульсном фотовозбуждении $\text{PbTe}(\text{Ga})$ времена релаксации ФП при $T = 4.2$ К составляют $10^{-2} \div 10^{-3}$ с, но не 10^5 с.

Таким образом, требуется построение модели, в рамках которой объяснялись бы все перечисленные факты. В настоящей работе принята попытка получить дополнительные данные для построения такой модели на основании исследования кинетики ФП $\text{PbTe}(\text{Ga})$.

Исследование образца и методика эксперимента

Принципиальные трудности измерения кинетики ФП при огромных временах жизни неравновесных носителей заряда связаны с фоновой засветкой. Нормальный комнатный фоновый поток фотонов составляет $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а чувствительность образцов с задержанной ФП может достигать $10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для бесфоновых измерений кинетики ФП в настоящей работе использовались разработанные ранее низкотемпературные камеры [1,2].

Импульсная засветка образцов осуществлялась полупроводниковыми светодиодами и лазерами. Использовались светодиод (GaAs) с длиной волны излучения $\lambda = 1$ мкм и инжекционные лазеры (PbTe-PbS) с длиной волны излучения $\lambda = 5.2$ мкм при $T = 80$ К. В экспериментах по воздействию на образец «белым» светом применялась миниатюрная лампа накаливания.

Измерения проводились на нескольких сериях монокристаллов $\text{PbTe}(\text{Ga})$, выращенных методами Чохральского, Бриджмена и газофазными методами. Гальваномагнитные характеристики и спектры ФП тех же образцов исследовались ранее [7]. Электроэрозионная резка, подготовка поверхности, травление, подпайка контактов осуществлялись по тем же методикам, что и в [7]. В данной работе использовались образцы с размерами $0.3 \times 1.0 \times 3.0 \text{ мм}^3$. Во избежание неточностей, связанных с объемно-неравновесными состояниями, далее в характеристиках приводятся напряжение U на контактах и полный ток I через

образец. Принципиальных качественных отличий, связанных с различными методами выращивания образцов, не обнаруживается.

Уместно остановиться на роли и выборе контактов к образцу. Индиевые контакты к $n\text{-PbTe}(\text{Ga})$ являются омическими в очень широком диапазоне температур и интенсивностей ИК излучения. Исключение, по-видимому, составляет область, в которой удельное сопротивление образца больше $10^6 \div 10^7$ Ом·см. В этой области статические вольт-амперные характеристики (ВАХ) нелинейны и описываются функцией вида $I \sim U^n$, где $n > 2$. По-видимому, это не может быть сколь-либо существенно изменено с помощью подбора другого контактного материала. При измерении кинетики ФП контакты не экранировались. Более того, принимались меры, чтобы на всей поверхности образца, включая приконтактные области, не было теней от подводящих проводов и материала самого контакта, так как при освещении образца его проводимость меняется на много порядков. (При освещении какой-либо одной части образца возникает ситуация, когда высокоомная область по существу обрывает цепь тока).

Фототок и ВАХ регистрировались на стандартных установках, точность которых не является определяющей в настоящих экспериментах. Возбуждение импульсных источников света осуществлялось прямоугольными импульсами от генератора Г5-35 с помощью усилителя мощности. Образец помещался в экранирующую камеру вместе с нагревочными сопротивлениями и питался постоянным током от отдельного источника. Сигнал с сопротивления нагрузки регистрировался цифровым запоминающим осциллографом С9-8. Информация с осциллографа в цифровом виде передавалась в ЭВМ для последующей обработки.

Результаты экспериментов

Рассмотрим вначале кинетику ФП $\text{PbTe}(\text{Ga})$ при импульсном фотовозбуждении. В первой серии экспериментов освещение производилось инжекционным лазером с длиной волны $\lambda = 5.2$ мкм при $T = 80$ К, пороговым током 5 А, мощностью до 5 мВт, длительность импульсов составляла 10 мкс. Если учесть, что температурное изменение щели в PbTe и $\text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x$ одного порядка, то, пользуясь результатами работ [6,7], можно считать данное излучение соответствующим собственной проводимости $\text{PbTe}(\text{Ga})$. Импульсы фотоответа при различных напряжениях на образце и $T = 4.2$ К представлены на рис. 1. Следует отметить, что даже при предельно допустимых режимах работы лазера

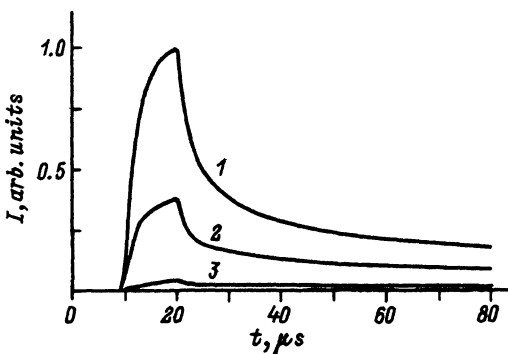


Рис. 1. Кинетика фотоотклика при освещении образца инжекционным лазером с $\lambda = 5.2$ мкм. $T = 4.2$ К. Напряжение на образце U , В: 1 — 16, 2 — 12, 3 — 6.

собственно задержанной ФП не обнаруживается. В связи с этим была выполнена вторая серия опытов, в которой большие интенсивности и длительности импульсов (до 10 мс) достигались с помощью светодиода с длиной волны $\lambda = 1$ мкм и мощностью до 1 мВт. И в этом случае задержанной ФП также не наблюдается при длительностях импульсов до 100 мкс.

Как установлено, кривые спада фототока $I(t)$ при $t > 5$ мкс спрямляются в координатах $\lg(\lg I)$ от $\lg t$, что соответствует зависимости

$$I = I_0 \exp[-(t/\tau)^\alpha]. \quad (1)$$

Параметры α и τ исследованных кривых при температуре 4.2 К изменяются в пределах $0.35 \div 0.5$ и $10^{-4} \div 10^{-5}$ с соответственно. Заметим, что при анализе кривых возникает искажения, обусловленные нелинейной зависимостью амплитуды фотоответа от приложенного напряжения.

При больших длительностях импульсного освещения, > 100 мкс, наряду с импульсным сигналом фотоответа наблюдается общая тенденция нарастания проводимости, что, собственно, и отвечает появлению задержанной ФП. Этот процесс частично описан в работе [2], однако для дальнейшего исследования кинетики нарастания и спада ФП представлялось целесообразным использовать тепловой источник малой мощности, способный работать в непрерывном режиме.

Остановимся на феноменологическом описании кинетики нарастания и спада ФП при освещении образца тепловым непрерывным источником с варьруемой мощностью.

Для исследования кинетики ФП в масштабах времен порядка минут в качестве источника использовалась микролампа накаливания. При малой мощности излучения лампы (~ 1 мВт) фототок при включении света быстро ($\Delta t < 1$ с) возрастает до некоторого уровня (см. далее), затем практически не изменяется; после выключения — так же быстро уменьшается до нуля. При большой мощности излучения лампы (~ 100 мВт) фототок за несколько секунд возрастает до уровня насыщения, отвечающего удельному сопротивлению образца ~ 1 Ом·см, затем тоже практически остается постоянным. Однако в этом случае после выключения наблюдается задержанная ФП.

При промежуточном уровне мощности излучения благодаря более медленному нарастанию фототока появляется возможность более детального исследования процессов релаксации. Кривые нарастания фототока во времени при включении света и спада фототока после его выключения, полученные при $T = 4.2$ К, приведены на рис. 2. Точка 1 соответствует моменту включения света, точка 7 — моменту выключения. Значения тока, указанные на вертикальной оси, соответствуют участку $I(1-2)$. В момент 2-3 масштаб по оси тока был уменьшен в 10 раз, в момент 4-5 еще в 10 раз, в момент 8-9 увеличен в 10 раз. Для удобства при окончании записи на правом крае этот момент времени транслируется в начало шкалы. Как видно из рисунка, кривая набора фототока имеет ярко выраженный суперлинейный характер. На кривой спада после выключения света хорошо видны два участка — быстрого и медленного (задержанная ФП) спада. Пунктирная линия соответствует изменению тока при последующем отогреве образца при выключенной засветке (см. далее).

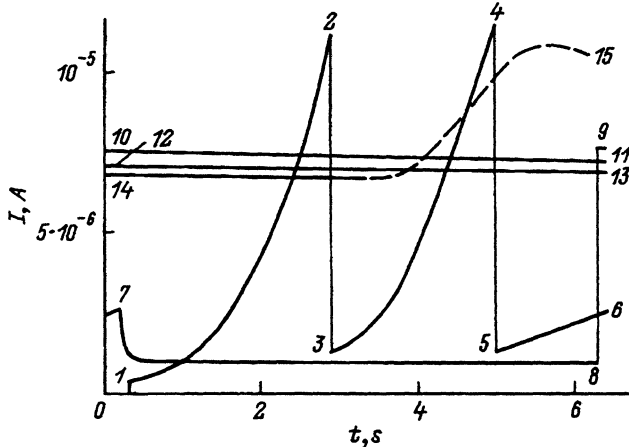


Рис. 2. Кинетика нарастания и спада сигнала ФП при освещении образца источником «белого» света. См. пояснения в тексте. $U = 1$ В.

На рис. 3 показан процесс нарастания фототока во времени при импульсном освещении. Моменты включения и выключения света очевидны. Рис. 3, *a* соответствует небольшому суммарному времени экспозиции. Как видно, задержанная ФП в этом случае отсутствует. Рис. 3, *b* соответствует большему суммарному времени экспозиции и появлению задержанной ФП. Хорошо заметно, что как в отсутствие, так и при наличии задержанной ФП рост фототока после временного выключения света происходит в два этапа: сначала фототок относительно быстро (меньше чем за 1 с) достигает значения, которое он имел до выключения света, затем рост фототока идет более медленно, повторяя по форме кривую на рис. 2.

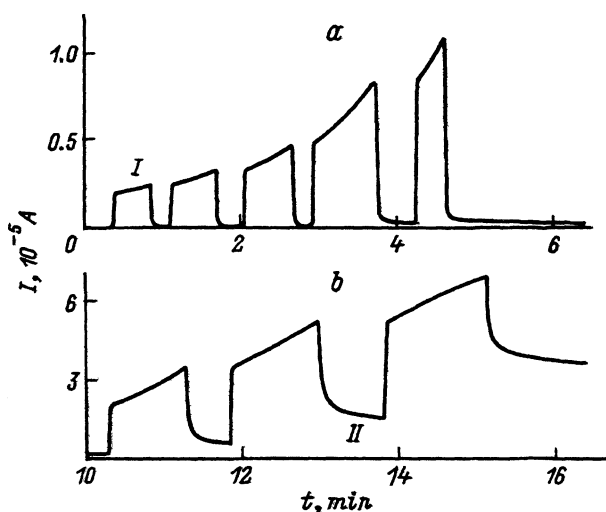


Рис. 3. Кинетика нарастания сигнала ФП при малом уровне подсветки. Вертикальные участки кривых соответствуют моментам включения и выключения подсветки. $U = 1$ В.

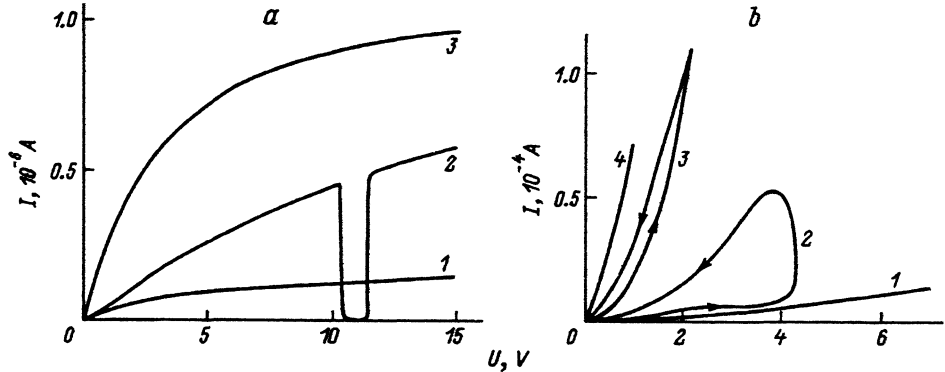


Рис. 4. Квазистатические ВАХ при слабой подсветке на участке I (a) и участке II (b) рис. 3. Кривые пронумерованы в порядке возрастания уровня проводимости. Стрелками показаны ввод и вывод напряжения.

Квазистатические ВАХ были получены при температуре 4.2K для двух условий: при подсветке в отсутствие задержанной ФП (участок I на рис. 3) и без подсветки при наличии задержанной ФП (участок II на рис. 3). Скорость изменения напряжения на образце выбиралась из условия квазистационарности тока в любой точке ВАХ. Для ВАХ, полученных в условиях подсветки, скорость изменения напряжения выбиралась меньше характерной скорости релаксации тока к стационарному значению, соответствующему данному напряжению. Таким образом было получено семейство квазистатических ВАХ.

ВАХ при выключенной подсветке в отсутствие задержанной ФП представляет собой стеляющуюся кривую вплоть до напряжений ~ 50 В, при которых наступает джоулев пробой. Сила тока перед пробоем составляет около 10^{-10} А. ВАХ при включенной подсветке в отсутствие задержанной ФП приведены на рис. 4,а. Кривые пронумерованы в порядке возрастания уровня подсветки. «Провал» на кривой 2 соответствует выключению подсветки. Как установлено, ВАХ в этих условиях являются сублинейными. ВАХ при выключенной подсветке при наличии задержанной ФП изображены на рис. 4,б. Кривые пронумерованы в порядке возрастания уровня задержанной ФП. Как видно из рисунка, на ВАХ при вводе и выводе напряжения появляется гистерезис. Каждая отдельная кривая является суперлинейной.

Сделаем некоторые предварительные замечания по характеру проводимых экспериментов. Существует ряд экспериментальных данных [10], согласно которым освещение полупроводника светом может приводить к захвату неравновесных электронов на уровни прилипания, расположенные под дном зоны проводимости. Одним из известных методов исследования таких состояний является метод термостимулированных токов [10]. Поскольку в PbTe(Ga) также предполагается наличие метастабильных состояний [4,7], такого рода эксперименты были проведены в настоящей работе. В экспериментах образцы засвечивались так, чтобы задержанная ФП еще не проявлялась, и далее производилось измерение токов в сравнении с темновыми при различных напряжениях, приложенных к образцу. Температура образца менялась со скоростью ~ 7 К·мин⁻¹. Пример записи термостимулированных токов показан на рис. 5. Как видно из этого рисунка, термостимулированные токи легко обнаруживаются, хотя кривые $I(t)$ являются достаточно сложными.

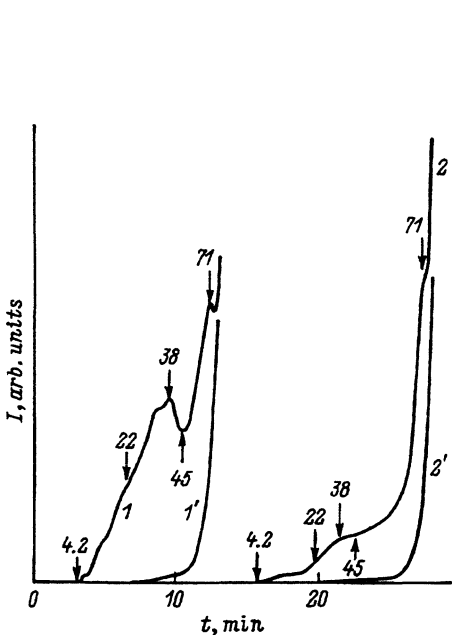


Рис. 5. Примеры записи термостимулированных токов при разогреве образца без подсветки ($1'$, $2'$) и после предварительной подсветки (1 , 2). Приведены значения T [K] в некоторые указанные стрелками моменты времени. U, V : $1, 1'$ — 1, $2, 2'$ — 0.1.

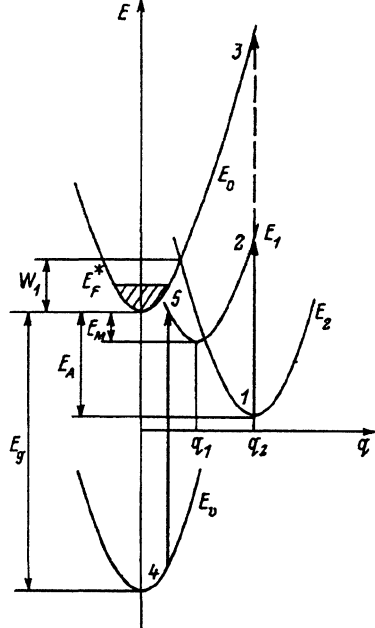


Рис. 6. Диаграмма, отражающая модель энергетического спектра $PbTe(Ga)$. См. пояснения в тексте.

Еще одним критерием наличия метастабильных состояний является эффект индуцированной примесью ФП [10]. Эффект заключается в том, что после предварительного возбуждения некоторых состояний под дном зоны проводимости, которые можно назвать метастабильными, полупроводник становится чувствительным к свету в примесной области. В условиях наших экспериментов наличие такого эффекта можно проверить лишь качественно, варьируя температуру теплового источника. Как установлено, предварительная засветка образца приводит к тому, что после этого ФП появляется при меньших температурах теплового источника. Так, например, тот же фототок (~ 0.1 мА) на втором проходе увеличения мощности источника можно получить при почти в 2 раза меньшей мощности (~ 1 мВт). При мощности ~ 2 мВт ток второго прохода оказывается на порядок больше фототока первого прохода. Поскольку понижение мощности источника увеличивает долю квантов с меньшей энергией, этот эффект качественно может свидетельствовать о наличии индуцированной примесью ФП.

Обсуждение результатов

Результаты настоящей работы и результаты измерений спектров ФП [7] дают возможность предложить некоторую диаграмму примесных состояний в $PbTe(Ga)$, которая в первом приближении позволяет качественно описать имеющиеся данные и оценить некоторые характерные энергии в спектре. Предлагаемая диаграмма, выбор которой

обосновывался в работе [7], показана на рис. 6. Такого рода диаграммы обычно применяются для описания уровней с отрицательной энергией Хаббарда и DX -центров в целом ряде полупроводников. По оси x откладывается полная энергия ячейки решетки, которая может искажаться при захвате или выбросе электрона с примесного центра. Обычно это искажение описывается некоторой обобщенной координатой q . В этом приближении зона проводимости и валентная зона описываются двумя параболой, экстремумы которых расположены на энергетическом расстоянии E_g , равном прямой щели. Энергия двухэлектронных состояний описывается параболой E_2 , дно которой смещено по обобщенной координате на расстояние q_2 , одноэлектронных — параболой E_1 , смещенной на расстояние q_1 . Состояние E_2 является основным, и энергетическое расстояние E_A соответствует термической энергии возбуждения электрона их основного состояния в зону проводимости. Ветвь E_1 отвечает метастабильному состоянию, которое не существует без захваченного на него электрона. Барьер W_1 определяет темп обмена между состоянием электрона в зоне проводимости и основным состоянием E_2 .

Рассмотрим, как данная модель может описывать экспериментальные данные, и произведем некоторые оценки.

В ряде работ [5,6] предполагалось, что $PbTe(Ga)$ при $T < 50$ К испытывает переход в сегнетоэлектрическую фазу. Однако в литературе приводились и альтернативные подходы к объяснению тех же данных. В частности, измерения спектров люминесценции, выполненные Томмом (Берлинский университет, 1992 г.), дают значение $E_g = 190$ мэВ при $T = 5$ К, что соответствует запрещенной зоне нелегированного $PbTe$, не испытывающего фазового перехода. Эти данные подтверждаются измерениями статической диэлектрической проницаемости [1] и скорости звука [9]. Термическая энергия E_A оценивается по зависимостям $\ln \rho = f(1/T)$ и составляет 70 мэВ. Величина барьера W_1 , которая определяет времена релаксации задержанной $\Phi\Pi$ при отогреве образцов, может быть оценена по измерениям характерных времен стационарной $\Phi\Pi$ от температуры или по анализу зависимостей статических характеристик $\ln \rho = f(1/T)$, снятых в условиях подсветки в диапазоне температур $40 \div 80$ К. Одноэлектронные состояния можно ввести чисто феноменологически и по аналогии с другими полупроводниками. Основными критериями наличия таких состояний в $PbTe(Ga)$ являются рассматриваемые ранее термостимулированные токи, «индуцированная примесная $\Phi\Pi$ », и некоторые другие данные.

Возможные оптические переходы ($1 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 3$, $4 \rightarrow 5$ на рис. 6) в $PbTe(Ga)$ рассматривались ранее [7]. Было показано, что примесная $\Phi\Pi$ с наибольшей вероятностью определяется переходами $4 \rightarrow 5$ с энергией $\hbar\nu < E_g$. Они отвечают переходам электронов из валентной зоны E_v в метастабильные состояния с последующим «залечиванием» дырки из двухэлектронных состояний. Можно ожидать, что коэффициент поглощения при таких переходах будет гораздо меньше, чем при собственных, и в $\Phi\Pi$ будет участвовать весь объем образца. Поскольку в спектре излучения черного тела всегда имеются кванты с меньшей энергией, переходы из метастабильных состояний в зону проводимости E_c могут проходить параллельно с переходами в эти состояния. Системы примесных центров, которые переходят в метастабильное состояние, можно в первом приближении рассматривать как обычные

мелкие уровни под дном зоны проводимости полупроводника. В этом случае при включении подсветки в зоне проводимости появляются все электроны, находившиеся на центрах в метастабильных состояниях E_1 , кроме того генерируются новые метастабильные состояния. При этом рост ФП определяется двумя процессами: возбуждением электронов с существующих центров в состоянии E_1 (определяет участки быстрого роста на рис. 3) и генерацией новых центров с последующей их активацией (определяет участки медленного роста на рис. 2 и 3). При выключении источника все электроны захватываются в метастабильные состояния, зона проводимости оказывается пустой и ток отсутствует (рис. 3,а).

При некоторой концентрации метастабильных центров их уровни сливаются в примесную зону. Далее эта зона сливается с зоной проводимости, и квазиуровень Ферми E_F^* в зоне проводимости повышается при дальнейшей генерации состояний. По существу задержанная ФП есть результат «легирования» полупроводника вследствие воздействия света. Этот процесс может сопровождаться выравниванием свойств образца по его глубине, поскольку повышение квазиуровня Ферми приводит к тому, что слой становится прозрачным для излучения с $\hbar\omega > E_g$. Постепенно при больших интенсивностях засветки квазиуровень Ферми повышается к такому пределу, когда и энергия переходов $4 \rightarrow 5$ увеличивается и по интенсивности они сравниваются с межзонными. При этом поглощение на свободных носителях и межзонное поглощение «зашторивают» образец, и по существу система переходит в новое квазистационарное состояние, когда увеличить концентрацию метастабильных состояний светом не удается. Измерение коэффициента Холла PbTe(Ga) при подсветке дают величину концентрации электронов в зоне проводимости $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, тогда как концентрация Ga в образце составляет 10^{19} см^{-3} . К сожалению, упомянутый выше эффект «зашторивания» не позволяет воспользоваться обычными для полупроводников методами и определить концентрацию электронов по стационарной проводимости при гелиевых температурах.

Различные состояния системы могут быть диагностированы снятием статических ВАХ. Сублинейные ВАХ, приведенные на рис. 4,а, отвечают в этой модели ВАХ зонных электронов, которые возбуждены светом с метастабильных состояний. Их вид определяется полевой зависимостью подвижности этих электронов, полевыми зависимостями времени жизни и пролета, а также динамикой высвечивания и захвата электронов на метастабильные состояния. Все эти параметры требуется определять по отдельности при исследовании импульсных ВАХ. Напротив, ВАХ при выключенном освещении определяются проводимостью по примесной зоне метастабильных состояний, а также полевым и термическим забросом носителей в зону проводимости. Проводимость образца в таких условиях является функцией поля \mathcal{E} и температуры T , которые в свою очередь определяются джоулевым разогревом системы. В этих условиях в системе может развиваться примесный пробой или одновременно примесный и джоулев пробой. Температурный и полевой разогрев электронов может привести к преодолению барьера W_1 и переходу этих электронов в основное состояние. Джоулев пробой в такой системе принципиально отличается от обычного, поскольку в процессе термической генерации число центров уменьшается.

Естественно, определение энергии E_1 по этому эффекту или по исследованию термостимулированных токов сопровождается большой ошибкой. Однако существуют данные оптических измерений [4]. Наблюдающиеся в этой работе линии с энергией порядка 20 мэВ естественно связать с переходами электронов с метастабильных состояний в зону проводимости.

Рассмотрим теперь результаты измерений импульсной ФП. Импульсная ФП $\text{PbTe}(\text{Ga})$ с характерными временами $\sim 10^{-3}$ с при 4.2 К наблюдалась ранее [8] и связывалась с собственной ФП. Раздельное определение времен жизни электронов и дырок приводило соответственно к значениям $\tau_e \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ с, $\tau_h \sim 10^{-8}$ с. Характерные величины τ_e достаточно велики для полупроводников, и кинетику спада такого рода называют долговременной. Обычно для ее описания вводятся уровни прилипания или центры в виде ловушек [10]. Наблюдаемая в настоящей работе кинетика спада импульсной ФП $\text{PbTe}(\text{Ga})$, по-видимому, аналогична, однако для ее полного описания данных недостаточно. Следует лишь отметить, что, поскольку спектральная полоса возбуждения электронов в метастабильное состояние достаточно узка, как показано в работах [6,7], применяемые источники света ей не соответствуют. Вероятность появления задержанной ФП при импульсной подсветке даже при фототоках ~ 1 мА оказывается столь низкой, что заметная остаточная проводимость появляется за непримлемо длительное время.

В своем рассмотрении мы не учитывали возможность того, что центров, ответственных за стабилизацию уровня Ферми в $\text{PbTe}(\text{Ga})$, может быть несколько. К ним могут относиться как сами атомы Ga в различных зарядовых состояниях, так и дефекты типа DX-центров, например, атом Ga-вакансия Te. Эти центры могут образовывать дипольные пары в результате корреляционных эффектов [11,12]. Кроме того, система центров может взаимодействовать посредством деформационных полей, образовывать дипольное стекло или «сегнетоэлектрические домены». Если учесть магнитный момент примесных центров, то возникают дополнительные возможности. Таким образом, приведенная выше модель, хотя и позволяет в общих чертах описать имеющиеся данные, но требует дополнительного обоснования.

В заключение выражаем благодарность А.М. Гаськову, Е.И. Слынько, С.А. Белоконю за предоставленные образцы.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда, грант N MBV000.

Список литературы

- [1] В.А. Акимов, А.В. Дмитриев, Д.Р. Хохлов, Л.И. Рябова. Phys. St. Sol. (a), **137**, 9 (1993).
- [2] Б.А. Акимов, В.П. Зломанов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. Высокочистые вещества, вып. 6, 22 (1991).
- [3] Г.С. Бушмарина, Б.Ф. Грузинов, И.А. Драбкин, Е.Я. Лев, Н.В. Нельсон. ФТП, **11**, 1874 (1977).
- [4] А.И. Белогорохов, Е.И. Слынько, Д.Р. Хохлов. Письма ЖТФ, **25**, 207 (1992).
- [5] К.Н. Hergmann, К.-P. Möllmann, M. Wendt. Phys. St. Sol. (a), **80**, 541 (1983).
- [6] С.П. Гришечкина, А.А. Журавлев, К.-П. Моллманн, К.Х. Херрманн. ФТП, **25**, 677 (1991).

- [7] Б.А. Акимов, А.В. Албул, В.Ю. Ильин, М.Ю. Некрасов, Л.И. Рябова. ФТП, **29**, вып. 11 (1995).
- [8] Ю.Г. Троян, Ф.Ф. Сизов, В.М. Лакеенков. ФТП, **20**, 1776 (1986).
- [9] А.Н. Васильев, Т.Н. Волошок, Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова. Письма ЖЭТФ, **58**, 970 (1993).
- [10] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [11] Э.А. Манькин. С.С. Махмудов. ЖЭТФ, **101**, 1312 (1992).
- [12] И.Г. Атабаев, И.Т. Баграев, В.А. Машков, М.С. Саидов, У. Сирожов, А. Юсупов. ФТП, **23**, 525 (1989).

Редактор Л.В. Шаронова

Kinetics of PbTe(Ga) photoconductivity

B.A. Akimov, A.V. Albul, L.I. Ryabova

M.V. Lomonosov Moscow State University, 119899 Moscow, Russia
