Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 12, с. 825 – 831

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 10-02-00351а

Зондирование локальных электронных состояний в узкощелевых полупроводниках $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ с помощью лазерного терагерцового излучения

Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов[1)]

МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 мая 2013 г.

Локальные электронные состояния в легированных индием твердых растворах на основе теллурида свинца характеризуются рядом особенностей, выделяющих их из многообразия примесных состояний в полупроводниках. В наиболее явном виде эти особенности проявляются в терагерцовой фотопроводимости. В настоящем обзоре рассматриваются результаты соответствующих экспериментальных исследований, проводимых в рамках проектов РФФИ в течение последних лет.

DOI: 10.7868/S0370274X13120126

1. Введение. Основные свойства твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ определяются двумя эффектами: стабилизацией положения уровня Ферми и наличием задержанной фотопроводимости в области низких температур ($T < 25$ K). Природа этих эффектов обусловлена корреляционным взаимодействием в системе примесный центр – ближайшее кристаллическое окружение и, как следствие, переменной валентностью примеси [1, 2]. Положение стабилизированного уровня Ферми относительно краев разрешенных зон зависит от состава твердого раствора x (рис. 1). Варьируя x, можно получать образцы в вырожденном (металлическом) состоянии как с электронной ($x < 0.22$), так и с дырочной ($x > 0.29$) проводимостью. Однако наиболее важной оказалась возможность получить образцы этих узкозонных полупроводников при низких температурах в полуизолирующем состоянии ($0.22 < x < 0.29$).

Для создания фотоприемника инфракрасного диапазона наиболее подходящим представлялся состав $x = 0.25$, отвечающий проводимости n-типа, с уровнем Ферми, стабилизированным на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости. Однако исследование кинетики фотопроводимости показало, что сплавы указанного состава чувствительны к энергиям кванта, много меньшим 20 мэВ, и фотопроводимость в них наблюдается вплоть до длины волны излучателя 241 мкм [3]. Таким образом, подтвердилась концепция, согласно которой, кроме основных состояний примеси, отвечающих зарядовым состояниям In^{+1} и In^{+3}, в энергетическом спектре $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ присутствуют метастабильные состояния, отщепленные от края зоны проводимости [4]. Ожидалось, что эксперименты по изучению фотопроводимости

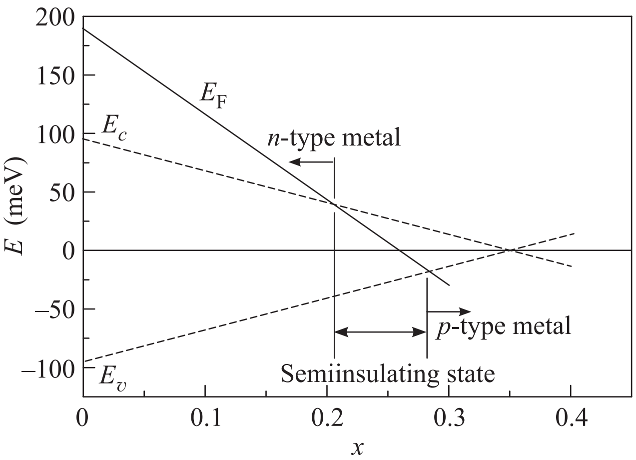

Рис. 1. Диаграмма перестройки энергетического спектра твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ при изменении состава x

[1)] e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

этого материала в терагерцовом диапазоне будут способствовать как определению красной границы фотопроводимости, так и лучшему пониманию природы метастабильных состояний примеси.

2. Фотопроводимость полуизолирующих твердых растворов $\mathbf{Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)}$ в терагерцовом диапазоне длин волн. Эксперименты по исследованию терагерцовой фотопроводимости проводились в условиях фоновой подсветки образцов нагретыми частями криостата. В монокристаллических образцах $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ подобная фоновая подсветка обеспечивала увеличение проводимости более чем на четыре порядка величины по отношению к проводимости в темновом состоянии [5]. Кинетика фотопроводимости исследовалась под воздействием импульсов мощного лазерного излучения длительностью около 100 нс [5, 6]. Длина волны лазера составляла 90, 148, 280 и 496 мкм. Температура образца изменялась от 4.2 до 300 K [7, 8]. Мощность излучения контролировалась детектором на основе фотонного увлечения [9]. Размер лазерного пучка составлял 1–3 мм. Измерения с помощью пироэлектрической камеры показали, что пучок имеет практически гауссову форму [10]. Методика измерений подробно описана в работах [5, 7, 8].

Значительный сигнал фотопроводимости $\Delta\sigma$ был зарегистрирован для всех использовавшихся длин волн лазерного излучения. При низких температурах наблюдается задержанная положительная фотопроводимость с характерными временами релаксации, существенно превышающими длительность лазерного импульса. По мере повышения температуры характер кинетики фотопроводимости изменяется. Временной профиль сигнала начинает повторять временной профиль лазерного импульса, а сам сигнал $\Delta\sigma$ изменяет знак с положительного на отрицательный (рис. 2) [5, 6].

Существенные отличия в характере изменения максимальной амплитуды $\Delta\sigma$ сигналов отрицательной и положительной фотопроводимости обнаружились при введении в лазерный луч аттенюаторов. Зависимости $|\Delta\sigma|/\sigma_0$ (где σ_0 – проводимость при данной температуре) от мощности P в пике лазерного импульса для температур 4.2 K (положительная задержанная фотопроводимость) и 70 K (отрицательная фотопроводимость) приведены на рис. 3. Амплитуда отрицательного фотоотклика пропорциональна мощности излучения. Для положительной задержанной фотопроводимости зависимость $\Delta\sigma(P)$ существенно слабее. Это означает, что мощность лазерного импульса настолько велика, что амплитуда сигнала положительной фотопроводимости достигает насыщения. Анализ зависимостей $\Delta\sigma/\sigma_0$ от количества квантов излучения N, падающих на образец в единицу времени, показал, что в случае положительной фотопроводимости ($T = 4.2$ K) зависимости $\Delta\sigma(N)/\sigma_0$ для разных длин волн падающего излучения существенно различаются (рис. 4). В случае отрицательной фотопроводимости ($T = 25$ K) экспериментальные точки для разных длин волн ложатся практически на одну и ту же кривую, по крайней мере в области малых значений N.

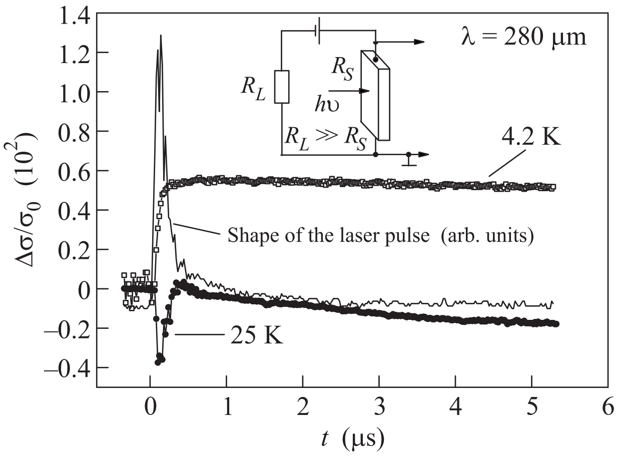

Рис. 2. Кинетика фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma$ образца $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ под действием лазерного импульса с длиной волны 280 мкм при разных температурах. На вставке показана схема измерений: R_L – сопротивление нагрузки, R_S – сопротивление образца [5]

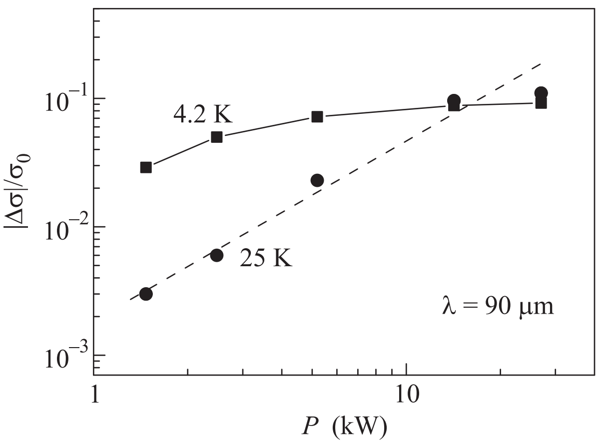

Рис. 3. Зависимости модуля относительного фотоотклика $|\Delta\sigma|/\sigma$ от мощности излучения в пике лазерного импульса P при различных температурах. Штриховая линия ($T = 25$ K) получена аппроксимацией по методу наименьших квадратов и соответствует зависимости $|\Delta\sigma|/\sigma \propto P^{1.3}$. Сплошная линия просто соединяет точки, полученные при $T = 4.2$ K [5]

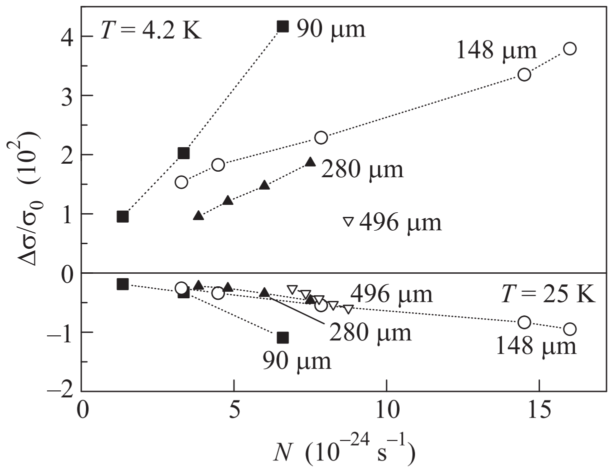

Рис. 4. Зависимости амплитуды фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от количества квантов лазерного излучения N, падающих на образец в единицу времени, для различных длин волн лазерного излучения (цифры у кривых). Температура образца составляла 4.2 K для положительной фотопроводимости (верхняя часть рисунка) и 25 K для отрицательной (нижняя часть рисунка) [6]

Полученный результат показывает, что механизмы, ответственные за появление положительной и отрицательной фотопроводимости, различны. Низкотемпературная задержанная фотопроводимость обусловлена генерацией носителей заряда и повышением концентрации свободных неравновесных электронов. Этот вывод подтвержден измерениями кинетики холловского напряжения при подаче лазерных импульсов в магнитных полях с различной напряженностью. Отрицательный фотоотклик, наблюдающийся при более высоких температурах, скорее всего, обусловлен разогревом свободных носителей заряда лазерным импульсом и, соответственно, уменьшением их подвижности при неизменной концентрации [5].

Положительная фотопроводимость $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ при $T < 10$ K, обусловленная фотоионизацией метастабильных примесных состояний, отвечает принципу работы фотонных приемников излучения. Длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта этого приемника, превышает 496 мкм. Эта величина более чем в два раза превосходит длину волны красной границы фотоэффекта ($\lambda = 220$ мкм) для одноосно деформированного Ge(Ga) [11], которая считается максимальной для высокочувствительных фотонных приемников излучения. Более того, имеющиеся экспериментальные результаты дают основания полагать, что энергия ионизации метастабильных примесных состояний близка к нулю. На рис. 5 представлена зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0$ от частоты пада-

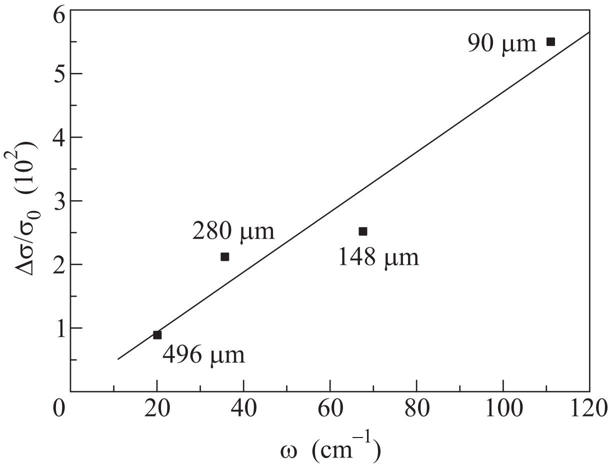

Рис. 5. Зависимость амплитуды фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от частоты падающего излучения ω при фиксированной плотности потока квантов $N = 6 \cdot 10^{23}\,c^{-1}$ и температуре образца $T = 4.2$ K [6]

ющего излучения ω при фиксированной плотности потока квантов $N = 6 \cdot 10^{23}\,c^{-1}$ и температуре образца $T = 4.2$ K, т.е. для положительной задержанной фотопроводимости. Видно, что зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0(\omega)$ близка к линейной. Прямая линия на рисунке проведена через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов. Экстраполяция этой линии к нулевому сигналу $\Delta\sigma = 0$ дает близкую к нулю частоту, соответствующую красной границе фотоэффекта.

Важно, что все эксперименты были проведены в условиях фоновой подсветки образцов, обеспечивающей концентрацию неравновесных носителей заряда $\sim 10^{17}\,см^{-3}$. Это соответствует положению квазиуровня Ферми на ~ 10 мэВ выше дна зоны проводимости. Данная величина существенно больше, чем энергия кванта лазерного излучения: 2.5 мэВ (длина волны 496 мкм), 4.4 мэВ (длина волны 280 мкм), и даже 8.4 мэВ (длина волны 148 мкм). Следовательно, локальные состояния, ответственные за появление положительной задержанной фотопроводимости, должны располагаться на энергетическом расстоянии не более 2.5 мэВ от квазиуровня Ферми. Предположение о том, что за терагерцовую фотоионизацию в $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ могут отвечать метастабильные состояния, энергетический уровень которых расположен в запрещенной зоне, становится сомнительным. Исследования вырожденных полупроводниковых пленок n-PbTe(In) подтвердили, что терагерцовую фоточувствительность твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ обеспечивают специфические локальные электронные состояния, расположенные вблизи квазиуровня Ферми.

3. Фотопроводимость пленок PbTe(In). В PbTe(In) уровень Ферми стабилизирован на 70 мэВ выше дна зоны проводимости, а концентрация свободных электронов составляет $6 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. В случае столь сильного вырождения электронного газа зарегистрировать сигнал терагерцовой фотопроводимости в монокристаллическом образце, где возбуждение неравновесных носителей неоднородно по объему, весьма проблематично. Поэтому в качестве объектов исследования использовались поликристаллические пленки. Пленки осаждались на изолирующие стеклянные или полиимидные подложки. Изменение температуры подложки от -120 до $250\,°$C позволяло варьировать размер зерна от 60 до 300 нм. В качестве исходной шихты был использован монокристалл PbTe, легированный 0.5 ат.% In. Микроструктура, элементный и фазовый состав пленок исследовались методами атомной силовой и сканирующей электронной микроскопии, а также методом рентгеновской дифракции [12]. Толщина пленок составляла 1 мкм.

Исследование проводимости в статических полях и методом импеданс-спектроскопии [13, 14] показало, что в пленках с размером зерна 300 нм и выраженной текстурой вклад в проводимость определяется объемом зерен. Основные свойства этих пленок подобны свойствам монокристаллических образцов PbTe(In) [15]: электронная проводимость и температурные зависимости σ имеют металлический характер, а задержанная фотопроводимость наблюдается при температурах ниже 25 K. В пленках с меньшим размером зерна и отсутствием выделенного направления в кристаллографической ориентации зерен проводимость p-типа определяется поверхностью зерен и межзеренными барьерами. Температурные зависимости проводимости этих пленок характеризуются наличием активационных участков, а задержанная фотопроводимость наблюдается при более высоких температурах ($T < 150$ K) [16, 17]. По сути, эти пленки представляют собой неоднородные полупроводниковые структуры с модуляцией зонного рельефа. Их терагерцовая фотопроводимость всегда отрицательна. Ее особенности определяются микроструктурой [17, 18].

Положительная терагерцовая фотопроводимость с теми же характерными особенностями, что и в монокристаллах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, обнаружена в пленках PbTe(In) с размером зерна 300 нм. На рис. 6 показан типичный вид кинетической кривой относительной фотопроводимости пленки PbTe(In) при прохождении лазерного импульса. Сопоставление зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ с полной энергией в импульсе (пунктирная кривая на рис. 6) показывает, что данная пленка представляет собой вариант интегрирующего приемника излучения.

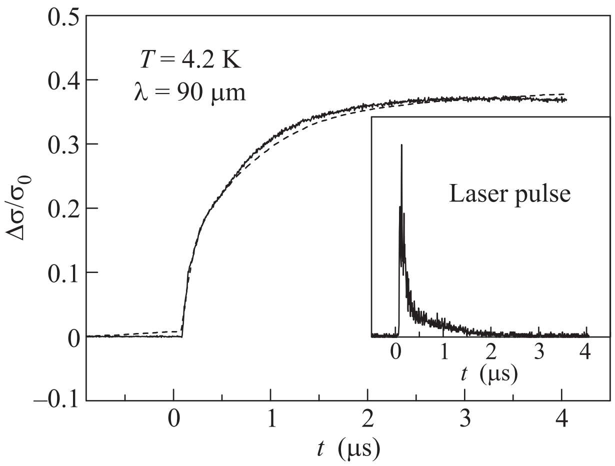

Рис. 6. Кинетика фотопроводимости пленки PbTe(In) при прохождении лазерного импульса с длиной волны 90 мкм; $T = 4.2$ K. Временной профиль лазерного импульса показан на вставке. Интеграл от мощности лазерного импульса (полная энергия в импульсе) представлен пунктирной линией [18]

Под действием фоновой подсветки, в условиях которой проводился эксперимент, проводимость пленки увеличивается в два раза. Это соответствует возрастанию концентрации электронов до $1.2 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ и увеличению энергии Ферми на ~ 30 мэВ относительно ее значения в равновесном темновом состоянии. Таким образом, перед прохождением лазерного импульса квазиуровень Ферми располагается на ~ 100 мэВ выше дна зоны проводимости. Тем не менее заметный фотоотклик наблюдается при энергии кванта излучения менее 10 мэВ. Этот эксперимент указывает на то, что фотовозбуждение носителей не связано с самим примесным уровнем, стабилизирующим положение уровня Ферми, а возбуждаемые терагерцовым квантом электроны "привязаны" к положению квазиуровня Ферми. Наиболее убедительное подтверждение данного вывода было получено при исследовании кинетики терагерцовой фотопроводимости в пленках PbTe(In) при варьировании положения квазиуровня Ферми [19].

Дополнительное смещение квазиуровня Ферми вверх по шкале энергий осуществлялось накачкой неравновесных носителей сериями лазерных импульсов. После охлаждения образца в условиях фоновой подсветки подавалась серия из 200 лазерных импульсов с длиной волны 90 мкм. Это позволяло дополнительно увеличить проводимость образца на $\sim 20\%$ и сместить квазиуровень Ферми на ~ 10 мэВ вверх по шкале энергий относительно его положения в условиях фоновой подсветки. Кинетика фотопроводимости в условиях возбуждения лазером с различными длинами волны регистрировалась до и после подачи серии импульсов. Вид кинетических кривых $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ показан на рис. 7. Смещение квазиуровня Ферми не

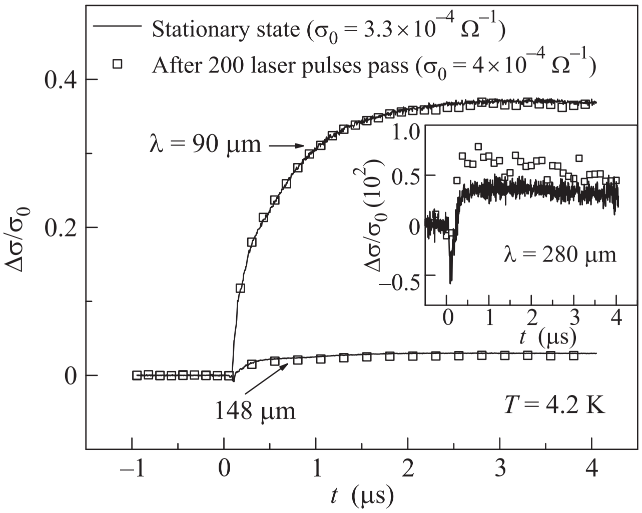

Рис. 7. Кинетика фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ образца $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ под действием лазерных импульсов с различными длинами волны. Сплошные кривые получены сразу после охлаждения образца до $T = 4.2$ K. Точки относятся к кривой, полученной после прохождения 200 лазерных импульсов с длиной волны 90 мкм (σ_0 – проводимость перед прохождением лазерного импульса) [19]

привело к изменению относительной амплитуды сигнала. Соотношение между характерными энергиями в спектре иллюстрирует рис. 8. Из него с очевидностью следует, что возбуждение неравновесных носителей лазерными импульсами связано с состояниями, расположенными в непосредственной близости к квазиуровню Ферми. Таким образом, в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ присутствует новый тип примесных состояний, аналогов которым в других легированных полупроводниках до настоящего времени обнаружено не было.

4. Фотоэлектромагнитный эффект в условиях примесной фотопроводимости. Уникальная природа примесных состояний индия в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ еще раз проявилась в экспериментах по исследованию эффектов, возникающих при комбинированном воздействии магнитного поля и терагерцовых лазерных импульсов [20].

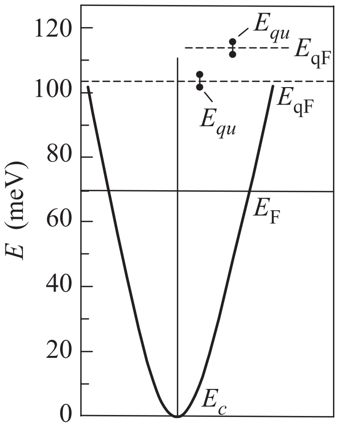

Рис. 8. Зонная диаграмма PbTe(In): E_c – край зоны проводимости, E_F – положение стабилизированного уровня Ферми в равновесном (темновом) состоянии образца, E_{qF} – положение квазиуровней Ферми в условиях фоновой подсветки и после прохождения 200 лазерных импульсов, E_{qu} – минимальная энергия кванта лазерного излучения, при которой мог быть зарегистрирован фотоотклик [19]

Измерения были проведены для образца с $x = 0.25$ при температурах 4.2 и 25 K. При $T = 4.2$ K был зарегистрирован фотогальванический сигнал, практически повторяющий форму лазерного импульса, но с задержкой около 30 нс (рис. 9). Сигнал

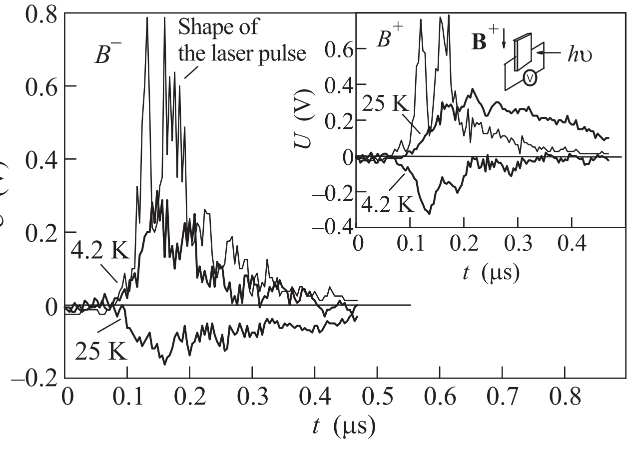

Рис. 9. Изменение фотогальванического сигнала U при прохождении лазерного импульса для двух полярностей магнитного поля (B^- и $B^+ = 0.195$ Тл) при температурах 4.2 и 25 K [20]

возникает только при приложении внешнего магнитного поля B. Электрическое поле фотогальванического сигнала перпендикулярно внешнему магнитному полю и меняет знак при изменении его направления. При температуре 25 K наблюдаемый сигнал изменяет знак, а его максимум следует с задержкой в $\sim 100{-}150$ нс по отношению к максимуму мощности лазерного импульса. Амплитуда и знак эффекта не зависят от поляризации падающего излучения. Следует особо отметить, что кинетика магнитофотогальванического сигнала качественно отличается от кинетики фотопроводимости, для которой характерное время релаксации при $T = 4.2$ К как минимум превышает 1 мс, а при $T = 25$ К составляет не более единиц наносекунд [5].

Амплитуда магнитофотогальванического эффекта зависит от магнитного поля, а также от интенсивности и длины волны излучения (рис. 10 и 11). При

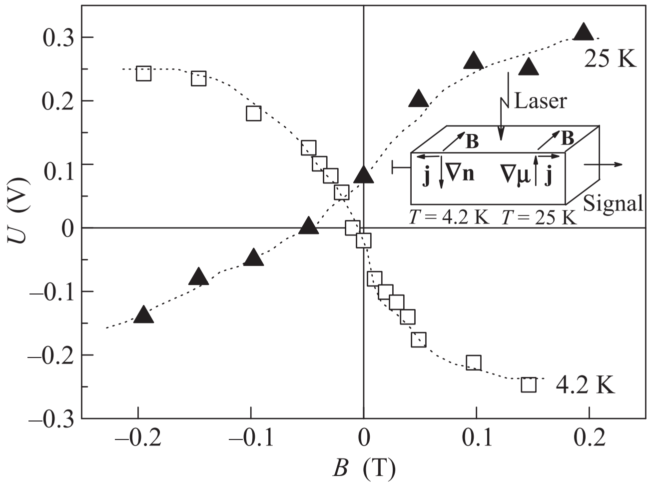

Рис. 10. Зависимости максимальной амплитуды фотогальванического сигнала U от магнитного поля при температурах 4.2 и 25 К [20]

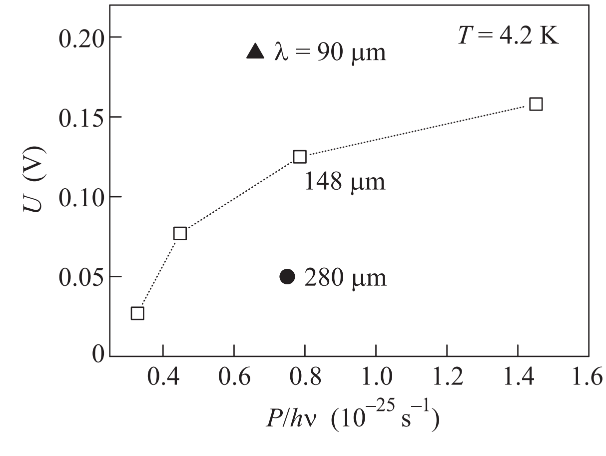

Рис. 11. Зависимость максимальной амплитуды фотогальванического сигнала U от приведенной мощности лазерного импульса ($B = 0.195$ Тл) [20]

высоких значениях мощности излучения амплитуда сигнала имеет тенденцию к насыщению. При одинаковых потоках квантов излучения, падающих на образец, сигнал уменьшается с ростом длины волны кванта. Последнее обстоятельство указывает на то, что квантовая эффективность материала снижается при увеличении длины волны.

Рассматриваемый магнитофотогальванический эффект по внешним проявлениям весьма схож с фотоэлектромагнитным эффектом Кикоина–Носкова [21], который связан с амбиполярной диффузией неравновесных носителей заряда от поверхности. Нелинейность амплитуды сигнала по магнитному полю с явной тенденцией к насыщению при высоких значениях B указывает на схожесть механизмов появления фотоэлектромагнитного и наблюдаемого в настоящей работе эффектов.

Следует, однако, обратить внимание на ряд особенностей, нехарактерных для классического фотоэлектромагнитного эффекта. Прежде всего, энергия кванта излучения лазера существенно меньше ширины запрещенной зоны $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$. Фотогенерация происходит в условиях монополярной проводимости. Возбуждаются носители одного знака – электроны. Появление сигнала в таких условиях возможно только при наличии отличной от нуля компоненты скорости в направлении диффузии электронов от поверхности в глубь образца. Диффузия неравновесных электронов начинается в момент подачи светового импульса и заканчивается в момент установления равновесия между диффузионным потоком электронов и возникающим электрическим полем. Из экспериментальных данных следует, что время установления такого равновесия при $T = 4.2$ К составляет ~ 30 нс.

В работе [21] указывалось, что наблюдение фотоэлектромагнитного эффекта в монополярных полупроводниках в принципе возможно. Однако в этом случае может существовать лишь нестационарный эффект, связанный с установлением диффузионно-дрейфового равновесия. Отмечалось, что характерное время установления такого равновесия есть максвелловское время $\tau = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma$, которое, как правило, весьма мало. Как следствие и величина монополярного нестационарного фотоэлектромагнитного эффекта в традиционных полупроводниковых материалах очень мала. Для рассматриваемого случая, однако, имеются сведения о том, что в условиях фотовозбуждения при низких температурах наблюдается резкий рост диэлектрической проницаемости материала до значений $10^5{-}10^6$ [22, 23]. Если наблюдаемое время установления сигнала (~ 30 нс) соответствует времени установления диффузионно-дрейфового равновесия, то оценка величины диэлектрической проницаемости материала по приведенной выше формуле дает значение 10^7. Последнее является косвенным подтверждением эффекта резкого увеличения диэлектрической проницаемости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в условиях фотовозбуждения. Как указывалось в работе [23], причина возрастания диэлектрической проницаемости в условиях фотовозбуждения может быть связана с гигантским радиусом локализации электронов на метастабильных примесных состояниях, по оценкам достигающим 100 нм.

При более высокой температуре, $T = 25$ K, фотопроводимость связана со снижением подвижности электронов при разогреве электронного газа лазерным импульсом. Следует особо обратить внимание на то, что концентрация электронов в этом случае остается неизменной как на поверхности, так и в глубине образца. В то же время подвижность электронов в глубине образца выше, чем на поверхности. Две группы электронов с большей и меньшей подвижностью начинают диффундировать по направлению друг к другу. Результирующий поток электронов будет направлен из глубины образца к его поверхности, поскольку подвижность электронов на поверхности ниже. Поэтому и знак магнитофотогальванического эффекта изменяется. Время установления равновесия в данном случае должно определяться взаимодействием диффундирующих навстречу друг другу групп электронов. Оно составляет около 100–200 нс. Характерное же время фотопроводимости связано со временем энергетической релаксации электронов. Оно не превышает 10 нс.

5. Заключение. Исследование терагерцовой фотопроводимости позволило пересмотреть существующие представления о природе примесных метастабильных состояний в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Совокупность полученных экспериментальных данных показывает, что свойства этих состояний уникальны. Они не характерны для других полупроводниковых материалов. Задержанная положительная фотопроводимость наблюдается в условиях сильного вырождения электронного газа. Характерные энергии спектра оказываются много выше энергии квантов, ответственных за фотовозбуждение носителей. Состояния, ответственные за фотопроводимость в терагерцовой области, расположены в непосредственной близости к квазиуровню Ферми и могут смещаться по энергии вместе с ним. Эти состояния позволили наблюдать фотоэлектромагнитный эффект в полупроводнике с монополярной проводимостью при воздействии импульсов мощного терагерцового лазерного излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке DFG, DAAD, the Linkage Grant of IB of BMBF at DLR, грантов РФФИ # 10-02-00351-a, 11-02-00227-a, 13-02-00580-a, а также программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

---

1. Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН **172**, 875 (2002).
2. Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ **80**, 143 (2004).
3. D. R. Khokhlov, I. I. Ivanchik, S. N. Raines et al., Appl. Phys. Lett. **76**, 2835 (2000).
4. Б. А. Волков, О. М. Ручайский, Письма в ЖЭТФ **62**, 205 (1995).
5. D. Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicorici et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 264103 (2008).
6. А. В. Галеева, Л. И. Рябова, А. В. Никорич и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 37 (2010).
7. P. Schneider, J. Kainz, S. D. Ganichev et al., J. Appl. Phys. **96**, 420 (2004).
8. S. D. Ganichev, E. Ziemann, Th. Gleim et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2409 (1998).
9. С. Д. Ганичев, Я. В. Терентьев, И. Д. Ярошецкий, Письма в ЖТФ **11**, 20 (1985).
10. E. Ziemann, S. D. Ganichev, I. N. Yassievich et al., J. Appl. Phys. **87**, 3843 (2000).
11. A. G. Kazanskii, P. L. Richards, and E. E. Haller, Appl. Phys. Lett. **31**, 496 (1977).
12. Z. Dashevsky, R. Kreizman, and M. P. Dariel, J. Appl. Phys. **98**, 094309 (2005).
13. Т. А. Комиссарова, Д. Р. Хохлов, Л. И. Рябова и др., Phys. Rev. B **75**, 195326 (2007).
14. A. Dobrovolsky, V. Chernichkin, I. Belogorokhov et al., Phys. Stat. Sol. (c) **7**, 869 (2010).
15. B. A. Akimov, N. B. Brandt, K. R. Kurbanov et al., Fiz. Tekhn. Poluprovodn. **17**, 1604 (1983) [Sov. Phys. Semicond. **17**, 1021 (1983)].
16. A. Dobrovolsky, Z. Dashevsky, V. Kasiyan et al., Journal of Physics: Conference Series **150**, 022009 (2009).
17. В. И. Черничкин, А. А. Добровольский, З. М. Дашевский и др., ФТП **45**, 1533 (2011).
18. L. Ryabova, V. Chernichkin, A. Dobrovolsky et al., Proc. of SPIE **8439**, 84391H-1 (2012).
19. V. I. Chernichkin, A. A. Dobrovolsky, V. A. Kasiyan et al., EPL **100**, 17008 (2012).
20. V. I. Chernichkin, L. I. Ryabova, A. V. Nicorici et al., Semicond. Sci. Technol. **27**, 035011 (2012).
21. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев, УФН **124**, 597 (1978).
22. А. Э. Климов, В. Н. Шумский, Прикл. физика **3**, 74 (2004).
23. А. Е. Кожанов, А. В. Никорич, Л. И. Рябова и др., ФТП **40**, 1047 (2006).