Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 9, с. 607 – 610

Влияние электрического тока и магнитного поля на терагерцовую фотопроводимость в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Л. И. Рябова, А. В. Никорич+, С. Н. Данилов*, Д. Р. Хохлов[1)]

МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

+*Институт прикладной физики АН Молдовы, MD-2025 Кишинев, Молдова*

**University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany*

Поступила в редакцию 3 апреля 2013 г.

Фотопроводимость твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в терагерцовой области спектра определяется новым типом локальных электронных состояний, "привязанных" к квазиуровню Ферми. В работе исследовано влияние электрического тока и магнитного поля на амплитуду терагерцовой фотопроводимости в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ переменного состава. Показано, что плотность локальных электронных состояний, ответственных за задержанную положительную фотопроводимость, уменьшается при увеличении тока, протекающего через образец, и при переходе к дырочной проводимости в образцах с высоким содержанием теллурида олова ($x > 0.26$). Установлено, что зависимость амплитуды положительной фотопроводимости от магнитного поля немонотонна и характеризуется наличием максимума, положение которого по полю меняется пропорционально энергии кванта терагерцового излучения. Обсуждаются механизмы, ответственные за наблюдаемые эффекты.

DOI: 10.7868/S0370274X13090063

Узкощелевые полупроводники на основе твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ являются перспективными материалами для создания высокочувствительных приемников терагерцового излучения [1, 2]. Ранее нами было продемонстрировано, что задержанная терагерцовая фотопроводимость в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ связана с формированием в спектре указанных полупроводников необычных локальных электронных состояний, положение которых следует за квазиуровнем Ферми, а не фиксировано в определенном месте энергетического спектра [3]. Такая ситуация является совершенно нетрадиционной в физике твердого тела. Поэтому она весьма интересна с фундаментальной точки зрения. Одной из немногих известных нам аналогий является появление щели в спектре одноэлектронных возбуждений на уровне Ферми в сверхпроводниках.

Если продолжать аналогию со сверхпроводниками, то было бы естественным предположить, что наличие таких локальных состояний может подавляться магнитным полем либо протекающим током. Настоящая работа посвящена исследованию данного вопроса.

Известно, что легирование твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ индием приводит к появлению новых свойств, которые нехарактерны для исходного материала [4, 5]. Если количество введенного индия превышает концентрацию других электрически активных примесей и дефектов, то уровень Ферми оказывается стабилизированным в энергетическом спектре полупроводника. В PbTe(In) уровень Ферми стабилизирован на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. При увеличении содержания олова стабилизированный уровень Ферми сдвигается по направлению к дну зоны проводимости, пересекает запрещенную зону при $0.22 < x < 0.28$, проходя через ее середину при $x = 0.26$, а затем входит в валентную зону. Пересечение уровнем Ферми середины запрещенной зоны сопровождается сменой типа проводимости с электронного на дырочный. Кроме того, для всех указанных составов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ при температурах $T < 25$ K наблюдается задержанная фотопроводимость [6].

Ранее было обнаружено, что в сплаве $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$, в котором уровень Ферми стабилизирован в верхней половине запрещенной зоны на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости, наблюдается фотопроводимость под действием терагерцовых лазерных импульсов [7]. Важно отметить два обстоятельства. Во-первых, характер терагерцовой фотопроводимости качественно меняется при увеличении температуры от 4.2 до 25 K. При $T = 4.2$ K фотопроводимость оказывается положительной и

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

задержанной, т.е. сигнал фотопроводимости является интегралом от формы возбуждающего лазерного импульса. По мере повышения температуры до 25 K сигнал положительной фотопроводимости резко падает и наблюдается отрицательная фотопроводимость, временной профиль которой повторяет форму лазерного импульса. Было показано, что положительная задержанная фотопроводимость, наблюдающаяся при низких температурах, связана с увеличением концентрации неравновесных электронов под действием терагерцовых лазерных импульсов. Отрицательная фотопроводимость, превалирующая при повышенных температурах, обусловлена разогревом носителей заряда импульсом терагерцового излучения и, соответственно, падением их подвижности.

Второе обстоятельство заключается в том, что красная граница спектральной зависимости положительной задержанной фотопроводимости в $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ простирается как минимум до частоты 0.6 ТГц (длина волны 500 мкм) [7, 8]. Соответствующая энергия кванта существенно меньше всех характерных энергий электронного спектра полупроводника: ширины запрещенной зоны, энергии активации основного примесного состояния и т.п.

В настоящей работе был исследован характер изменения терагерцовой фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в пространстве параметров состав сплава – электрический ток через образец — магнитное поле.

Измерения фотопроводимости в терагерцовом спектральном диапазоне производились без экранирования образцов от фонового излучения, которое приводило к появлению долгоживущих неравновесных носителей заряда при низких температурах. Для исследований фотопроводимости использовались лазерные импульсы длиной около 100 нс с длинами волн 90, 148 и 280 мкм [9, 10]. Мощность излучения контролировалась детектором на основе фотонного увлечения [11]. Типичный размер лазерного пучка составлял 1–3 мм. Измерения с помощью пироэлектрической камеры показали, что пучок имел практически гауссову форму [12]. Методика измерений подробно описана в работах [7, 9, 10]. Измерения были проведены при температуре образца 4.2 K. Образец размещался в сверхпроводящем соленоиде, который создавал магнитное поле до 7 Тл. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца, как и возбуждающее лазерное излучение (см. вставку к рис. 1).

На рис. 1 представлена зависимость относительного положительного фотоотклика $\Delta\sigma/\sigma_0$ (где σ_0 –

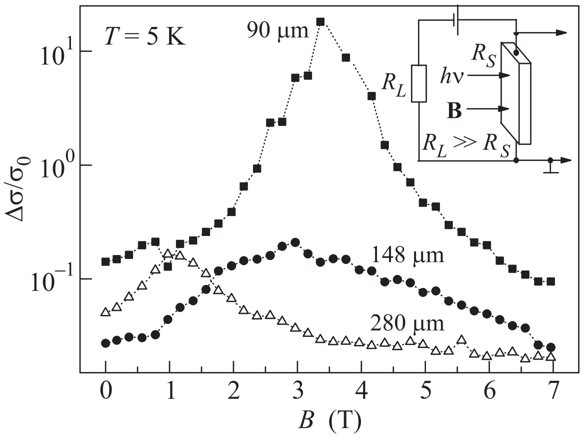

Рис. 1. Зависимость относительной положительной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ в сплаве $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ от магнитного поля B для различных длин волн лазерного излучения (цифры у кривых) при $T = 5$ K. На вставке – измерительная схема и геометрия эксперимента

проводимость в магнитном поле в исходном состоянии образца) в сплаве $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ от приложенного магнитного поля для различных значений длины волны терагерцового лазерного излучения. За амплитуду сигнала $\Delta\sigma$ принималась величина фотопроводимости после окончания прохождения импульса. Отношение $\Delta\sigma/\sigma_0$ отражает характер изменения концентрации неравновесных носителей, генерируемых лазерным излучением, поскольку вклад в проводимость, связанный с подвижностью, исключен. Видно, что амплитуда относительной фотопроводимости как функция магнитного поля имеет выраженный максимум. Величина магнитного поля, соответствующая максимуму, прямо пропорциональна энергии кванта лазерного излучения. Такое поведение в зависимости от магнитного поля достаточно характерно для циклотронного резонанса, проявляющегося в сигнале фотопроводимости (см., например, [13]). Если считать, что наблюдаемые максимумы действительно связаны с циклотронным резонансом, то можно оценить величину эффективной массы. Как оказалось, $m_{\rm eff} \sim 0.05\, m_0$, что близко к реальной известной величине $m_{\rm eff}$ в $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ [14]. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемый эффект связан с циклотронным резонансом. В то же время для эффекта типа циклотронного резонанса можно было бы ожидать существенной зависимости амплитуды фотопроводимости от направления циркулярной поляризации падающего излучения. Однако измерения показали, что такая зависимость отсутствует. Таким образом, более детально охарактеризовать природу эффекта пока не удается. Разрушения в магнитном поле локальных электронных состояний, ответственных за терагерцовую фотопроводимость, зафиксировано не было. Нельзя исключить, что это связано просто с недостаточной величиной поля, реализованной в эксперименте.

Ряд экспериментов был проведен с образцами $\mathrm{Pb_{1-x}Sn_xTe(In)}$ различного состава, который изменялся в диапазоне $0.22 < x < 0.29$. Это позволило рассмотреть характер терагерцовой фотопроводимости для сплавов с разными взаимными расположениями стабилизированного уровня Ферми и краев разрешенных зон. На рис. 2 приведена зависимость от

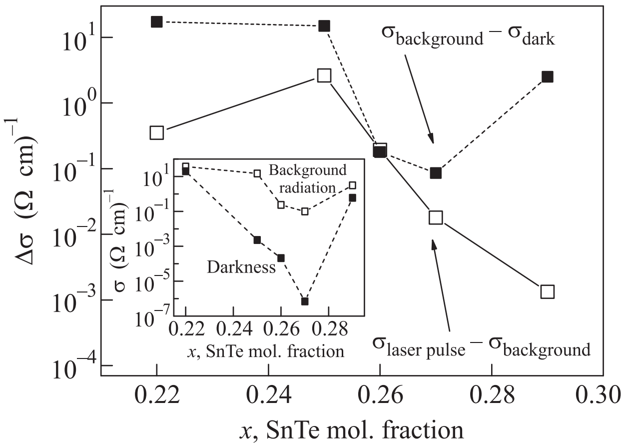

Рис. 2. Приращение проводимости $\Delta\sigma$ в зависимости от состава сплавов x в условиях фоновой подсветки (сплошные символы) и при прохождении лазерного импульса с длиной волны 90 мкм (открытые символы). Температура образцов 5 K. На вставке показаны зависимости проводимости σ от состава сплава x в темноте и в условиях фоновой подсветки

состава сплавов $\mathrm{Pb_{1-x}Sn_xTe(In)}$ проводимости, измеренной в различных условиях (в темноте, под действием фоновой подсветки, под действием лазерного импульса с длиной волны 90 мкм). Видно, что амплитуда положительной терагерцовой фотопроводимости резко снижается при переходе к p-типу проводимости. В то же время отрицательная фотопроводимость, связанная с разогревом носителей заряда, сохраняется. Следует отметить, что при переходе стабилизированного уровня Ферми через середину запрещенной зоны, обусловленном изменением состава сплава, изменяется тип фотовозбужденных носителей заряда: если при $x \leq 0.25$ происходит фотогенерация неравновесных электронов, то при $x \geq 0.26$ возбуждаются неравновесные дырки [6].

Поскольку амплитуда положительной задержанной фотопроводимости резко снижается в сплавах p-типа, отрицательная фотопроводимость, наблюдающаяся в течение лазерного импульса и связанная с разогревом носителей заряда, становится заметной на ее фоне и при гелиевой температуре. Важно, что амплитуда отрицательной фотопроводимости практически не зависит от величины тока через образец, в то время как амплитуда положительной задержанной фотопроводимости при увеличении тока приблизительно на порядок величины падает в несколько раз. При этом вольт-амперная характеристика образца в исходном состоянии является линейной (рис. 3).

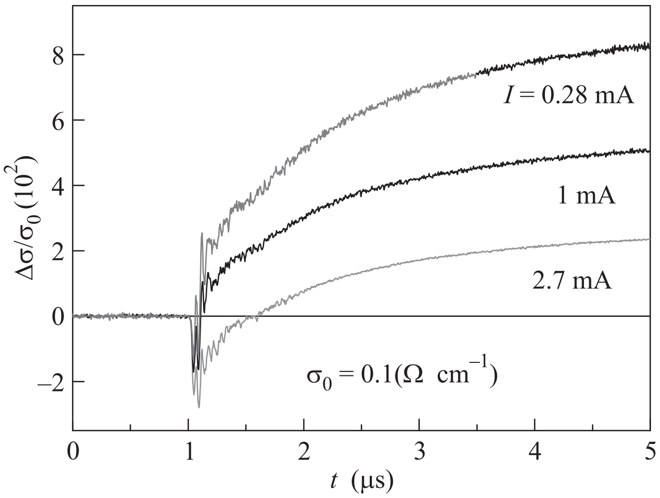

Рис. 3. Кинетика сигнала фотопроводимости в сплаве $\mathrm{Pb_{0.73}Sn_{0.27}Te(In)}$, измеренная при различных значениях тока через образец. Температура образца 5 K, длина волны лазера 90 мкм

Таким образом, можно констатировать, что возникновение локальных электронных состояний, ответственных за появление терагерцовой задержанной фотопроводимости в сплавах $\mathrm{Pb_{1-x}Sn_xTe(In)}$, подавляется электрическим током. Кроме того, плотность таких состояний, по всей видимости, резко снижается при переходе к p-типу проводимости в сплавах состава $x \geq 0.26$. Наконец, ожидавшегося подавления этих локальных состояний магнитным полем не зарегистрировано. Напротив, наблюдается эффект резонансного типа, причем магнитное поле, соответствующее максимуму фотопроводимости, пропорционально энергии кванта возбуждающего терагерцового излучения. Резонансный характер эффекта заставляет предположить, что существенную роль в его появлении играет квантование Ландау. В то же время многие детали наблюдаемых явлений пока не имеют адекватного объяснения.

Авторы выражают благодарность проф. С.Д. Ганичеву и проф. В.В. Белькову за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при частичной поддержке DFG, DAAD, the Linkage Grant of IB of BMBF at DLR, грантов РФФИ # 11-02-00227-а и 13-02-00580-а, а также программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

1. D. R. Khokhlov, I. I. Ivanchik, S. N. Raines et al., Appl. Phys. Lett. **76**, 2835 (2000).
2. D. Khokhlov, Int. J. Mod. Phys. B **18**, 2223 (2004).
3. V. Chernichkin, A. Dobrovolsky, V. Kasiyan et al., Europhys. Lett. **100**, 17008 (2012).
4. Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН **172**, 875 (2002).
5. Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ **80**, 133 (2004).
6. B. A. Akimov, N. B. Brandt, S. O. Klimonskiy et al., Phys. Lett. A **88**, 483 (1982).
7. D. Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicorici et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 264103 (2008).
8. А. В. Галеева, Л. И. Рябова, А. В. Никорич и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 37 (2010).
9. P. Schneider, J. Kainz, S. D. Ganichev et al., J. Appl. Phys. **96**, 420 (2004).
10. S. D. Ganichev, E. Ziemann, Th. Gleim et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2409 (1998).
11. С. Д. Ганичев, Я. В. Терентьев, И. Д. Ярошецкий, Письма в ЖТФ **11**, 20 (1985).
12. E. Ziemann, S. D. Ganichev, I. N. Yassievich et al., J. Appl. Phys. **87**, 3843 (2000).
13. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov et al., Physica E **40**, 1885 (2008).
14. G. Nimtz and B. Schlicht, *Narrow-Gap Lead Salts*, Springer, Berlin, 1983.