Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 1, с. 37 – 39 © 2010 г. 10 января

Фотопроводимость узкощелевых полупроводников $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в терагерцовой спектральной области

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

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[+]*Институт прикладной физики АН Молдовы, MD-2028 Кишинев, Молдова*

[*]*Физический факультет Университета Регенсбурга, D-93040 Регенсбург, Германия*

[∇]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 7 декабря 2009 г.

Исследована спектральная зависимость сигнала фотопроводимости в легированном узкощелевом полупроводнике $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ при температурах 4.2–30 К при воздействии импульсов терагерцового лазерного излучения. Показано, что спектр фотопроводимости полупроводника простирается, по крайней мере, до длины волны 500 мкм. Эта величина более чем в два раза превышает длину волны красной границы фотоэффекта для наиболее длинноволновых из известных высокочувствительных фотонных приемников излучения на основе одноосно легированного Ge(Ga) – 220 мкм. Обсуждаются механизмы, ответственные за фоточувствительность PbSnTe(In) в терагерцовой спектральной области.

Легирование узкощелевых полупроводников на основе теллурида свинца некоторыми элементами III группы приводит к качественному изменению свойств исходного материала. Так, при легировании сплавов $Pb_{1-x}Me_xTe$ (Me = Sn, Ge, Mn) индием наблюдается эффект стабилизации уровня Ферми, а также долговременные релаксационные процессы при низких температурах [1].

Особенности примесных состояний индия во многом обусловлены свойствами кристаллической матрицы теллурида свинца, в частности, чрезвычайно высоким значением статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon \sim 10^3$ и, как следствие, высокой поляризуемостью решетки. Взаимодействия в системе примесный центр – ближайшее кристаллическое окружение приводят к формированию центров с отрицательной корреляционной энергией. Основное состояние примесного центра, ответственное за стабилизацию уровня Ферми, является двухэлектронным. Однако индуцированное внешними воздействиями возбуждение электронов происходит через промежуточное одноэлектронное состояние примеси, расположенное по энергии выше дна зоны проводимости. Если квазиуровень Ферми расположен ниже, чем уровень одноэлектронного состояния, возникает рекомбинационный барьер, препятствующий быстрой релаксации неравновесных носителей при низких температурах [2].

Помимо этого, в спектре полупроводника формируются примесные метастабильные состояния, расположенные по энергии вблизи дна зоны проводимости [2]. Указанные состояния проявляют себя в целом ряде эффектов, наблюдающихся при низких температурах. Среди них гигантское отрицательное магнитосопротивление с амплитудой более 10^6 [3], стимуляция квантовой эффективности до значений порядка 10^2 под действием радиочастотного импульса [4], гигантская диэлектрическая аномалия, проявляющаяся в повышении эффективной диэлектрической проницаемости до значений порядка 10^6 под действием инфракрасного излучения [5], и многие другие.

Известны два подхода к исследованию фотоэлектрических явлений в рассматриваемых материалах. Первый из них, "низкофоновый", предполагает полное экранирование образца от фонового теплового излучения. Именно в рамках такого подхода было показано, что токовая чувствительность фотоприемной системы терагерцового диапазона на базе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ заметно превышает соответствующие параметры лучших мировых аналогов на основе легированного кремния и германия [6]. Недостатком низкофонового подхода является сложность формирования спектрального состава падающего на образец излучения и, соответственно, определения спектральных характеристик фотоприемника. Этот недостаток преодолевается при использовании "высокофоновой" методики, когда образец не экранируется от фонового излучения. В этом случае можно использовать внешние источники излучения с калиброван-

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

ной интенсивностью и спектральным составом, однако они должны быть достаточно мощными для того, чтобы амплитуда фотоотклика была заметной на фоне сигнала, обусловленного свободными неравновесными носителями заряда, возбужденными фоновым излучением. Данный подход применялся для анализа механизмов фотопроводимости в $\mathrm{Pb}_{1-x}\mathrm{Sn}_x\mathrm{Te(In)}$ под действием импульсов лазерного излучения с длиной волны, варьирующейся от 90 до 280 мкм в температурном интервале 4.2–300 К [7]. Было показано, что положительная задержанная фотопроводимость, наблюдающаяся при температурах $T < 10$ К, связана с фотоионизацией метастабильных примесных состояний, в то время как отрицательная фотопроводимость с малым временем релаксации, превалирующая при более высоких температурах $T \sim 25$ К, обусловлена разогревом свободных электронов лазерным импульсом. В то же время спектральная зависимость амплитуды фотоотклика не исследовалась. Настоящая работа посвящена изучению спектральной зависимости фотопроводимости в $\mathrm{Pb}_{1-x}\mathrm{Sn}_x\mathrm{Te(In)}$ в диапазоне длин волн от 90 до 496 мкм при изменении температуры образца от 4.2 до 30 К.

Состав образцов $\mathrm{Pb}_{1-x}\mathrm{Sn}_x\mathrm{Te(In)}$, $x = 0.25$, и уровень легирования $N_{\mathrm{In}} \approx 0.5$ ат.% были выбраны таким образом, чтобы обеспечить стабилизацию уровня Ферми на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости и, тем самым, реализацию полуизолирующего состояния материала при низких температурах [1]. Холловская подвижность свободных электронов превышала 10^5 см^2/В·с при температуре жидкого гелия. Образцы помещались в оптический криостат с окнами из кристаллического кварца. Температура образцов варьировалась от 4.2 до 30 К. Следует отметить, что оптические окна являлись источником фонового теплового излучения, которое постоянно воздействовало на образцы в ходе эксперимента. В результате при $T < 25$ К в образцах генерировались долгоживущие фотовозбужденные свободные электроны, что приводило к снижению удельного сопротивления на несколько порядков величины относительно темнового значения. Фотопроводимость возбуждалась импульсами терагерцового газового лазера с оптической накачкой длительностью около 100 нс [8]. Длина волны излучения составляла 90, 148, 280 или 496 мкм при мощности в импульсе до 30 кВт. Мощность лазерного излучения варьировалась путем введения аттенюаторов в лазерный пучок.

Значительный сигнал фотопроводимости наблюдался при всех длинах волн лазерного излучения вплоть до 496 мкм. Как и в работе [7], кинетика фотопроводимости и ее знак зависели от температуры образца. При $T = 4.2$ К наблюдалась положительная задержанная фотопроводимость с характерным временем релаксации, существенно превышающем длительность лазерного импульса. При повышении температуры до $T = 25$ К знак сигнала фотопроводимости менялся на отрицательный, а временной профиль сигнала повторял временной профиль лазерного импульса.

Положительная фотопроводимость при $T < 10$ К, как показано в работе [7], связана с фотоионизацией метастабильных примесных состояний. Следовательно, в данном случае речь идет о фотонном приемнике излучения. Длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта для такого приемника, превышает, по крайней мере, 496 мкм. Эта величина более чем в два раза превышает длину волны красной границы фотоэффекта $\lambda = 220$ мкм для одноосно деформированного Ge(Ga) [9], которая считается максимальной для высокочувствительных фотонных приемников излучения.

Амплитуда сигнала фотопроводимости изменяется при вариации мощности падающего излучения. На рис.1 приведена зависимость отношения амплитуды

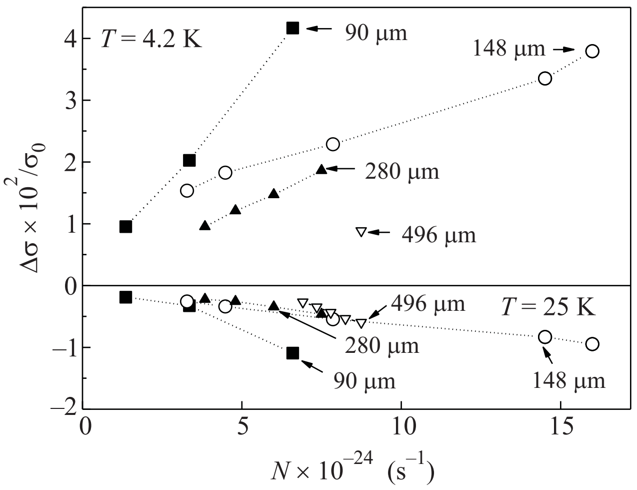

Рис.1. Зависимость амплитуды фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от количества квантов лазерного излучения N, падающих на образец в единицу времени, для различных длин волн лазерного излучения (цифры у кривых). Температура образца: 4.2 К для положительной фотопроводимости (верхняя часть рисунка), 25 К для отрицательной фотопроводимости (нижняя часть рисунка)

изменения проводимости $\Delta\sigma$ к начальному значению проводимости при данной температуре σ_0 в зависимости от N – количества квантов лазерного излучения, падающих на образец в единицу времени. Видно, что если для сигнала положительной задержанной фотопроводимости, наблюдающейся при $T = 4.2$ К, вид зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(N)$ сильно меняется при изменении длины волны излучения, то для отрицательной фотопроводимости ($T = 25$ К) экспериментальные точки для разных длин волн практически ложатся на одну и ту же кривую, по крайней мере, в области малых значений N.

На рис.2 представлена зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0$ от частоты падающего излучения ω при фиксированной

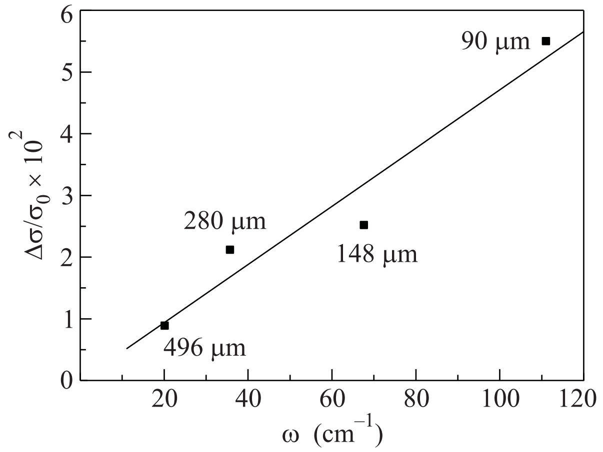

Рис.2. Зависимость амплитуды фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от частоты падающего излучения ω при фиксированной плотности потока квантов $N = 6 \cdot 10^{23}\,\text{с}^{-1}$ и температуре образца $T = 4.2$ К. Цифры у экспериментальных точек соответствуют длине волны лазерного излучения

плотности потока квантов $N = 6 \cdot 10^{23}\,\text{с}^{-1}$ и температуре образца $T = 4.2$ К, то есть для положительной задержанной фотопроводимости. Видно, что зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0(\omega)$ близка к линейной. Прямая линия на рис.2 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.

Таким образом, данные настоящей работы свидетельствуют о том, что длина волны красной границы фотоэффекта, соответствующая ионизации метастабильных примесных состояний в $\mathrm{Pb}_{1-x}\mathrm{Sn}_x\mathrm{Te(In)}$, отвечающих за положительную задержанную фотопроводимость в терагерцовой спектральной области, превышает 496 мкм. Кроме того, имеются основания полагать, что энергия ионизации метастабильных примесных состояний близка к нулю. В таком случае спектральная область фоточувствительности рассматриваемых материалов может охватывать весь терагерцовый диапазон.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов "Linkage Grant of IB of BMBF at DLR", Российского фонда фундаментальных исследований ## 07-02-01406-а, 08-02-00306-а, 08-02-90104-Мол_а, а также государственного контракта 02.513.12.3100.

1. Б. А.Волков, Л. И.Рябова, Д. Р.Хохлов, УФН **172**, 875 (2002).
2. Б. А.Волков, О. М.Ручайский, Письма в ЖЭТФ **62**, 205 (1995).
3. Б. А. Акимов, А. В. Никорич, Д. Р. Хохлов, С. Н. Чесноков, ФТП **23**, 668 (1989).
4. B. A.Akimov and D. R.Khokhlov, Semicond. Sci. Technol. **8**, S349 (1993).
5. Н. А.Акимов, В. Г.Ерков, В. В.Кубарев и др., ФТП **40**, 169 (2006).
6. D. R.Khokhlov, I. I.Ivanchik, S. N.Raines et al., Appl. Phys. Lett. **76**, 2835 (2000).
7. К. Г.Кристовский, А. Е.Кожанов, Д. Е.Долженко и др., ФТТ **46**, 123 (2004); D.Khokhlov, L.Ryabova, A.Nicorici et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 264103 (2008).
8. S. D.Ganichev and W.Prettl, *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors*, Oxford University Press, Oxford, 2006.
9. A. G.Kazanskii, P. L.Richards, E. E.Haller, Appl. Phys. Lett. **31**, 496 (1977).