

Фотопроводимость твердого раствора $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ в переменном электрическом поле

© А.Е. Кожанов, А.В. Никорич*, Л.И. Рябова[†], Д.Р. Хохлов, А.В. Дмитриев, V. Shklover⁺

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

* Институт прикладной физики Академии наук Молдовы,
MD-2028 Кишинев, Молдова

⁺ Swiss Federal Institute of Technology,
CH-8093 Zürich, Switzerland

(Получена 23 октября 2006 г. Принята к печати 3 ноября 2006 г.)

Исследована кинетика изменения компонент полного импеданса для монокристаллических образцов $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ при включении и выключении источника подсветки при температуре 4.2 К и частоте 10^6 Гц. Расчет, проведенный в рамках представления эквивалентных схем, показал, что параметры аппроксимирующей поведение образца параллельной $R_p C_p$ -цепочки находятся в строгой корреляции. В области низких сопротивлений R_p значения C_p резко возрастают, следуя закону $C_p \propto R_p^{-2}$. При этом не имеет значения, каким способом было индуцировано уменьшение сопротивления: нагревом образца или с помощью подсветки при низкой температуре. Анализ полученных результатов проводится с учетом вклада примесной подсистемы в емкостной вклад в проводимость и возможного проявления эффектов типа Максвелла–Вагнера.

PACS: 72.40.+w, 81.05.Nd

1. Введение

Легирование индием узкозонных полупроводников на основе твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ приводит к стабилизации положения уровня Ферми и долговременным процессам релаксации неравновесных электронных распределений [1]. В энергетическом спектре $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ формируется система примесных уровней, связанная с разными зарядовыми состояниями примеси. Задержанная фотопроводимость при температурах ниже $T_C \approx 25$ К и высокая фоточувствительность в субмиллиметровом диапазоне длин волн делают эти материалы особенно привлекательными для создания приемников излучения [2]. Поведение твердых растворов $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ в переменных электрических полях характеризуется рядом необычных особенностей. К наиболее интересным и одновременно наименее понятным можно отнести эффект гашения сигнала задержанной фотопроводимости СВЧ импульсами [3], а также эффект гигантского возрастания емкости при повышении температуры и при подсветке образца [4,5]. Цель настоящей работы заключалась в исследовании кинетики изменения компонент полного импеданса $Z = Z' - jZ''$ монокристаллических образцов $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ при включении и выключении подсветки при температуре $T = 4.2$ К.

2. Исследованные образцы и методика измерений

Монокристаллические образцы $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ имели форму прямоугольных пластин размером $0.004 \times 0.03 \times 0.04$ см. Контакты располагались на тор-

цевых поверхностях 0.004×0.03 см. Ранее для этих образцов были измерены температурные и частотные зависимости компонент полного импеданса [5]. Измерения проводились в камере, полностью экранирующей образец от фоновых излучений. Для подсветки использовалась миниатюрная лампа накаливания. В качестве измеряемых сигналов регистрировались модуль импеданса и фаза, которые пересчитывались в активную Z' и реактивную Z'' компоненты полного импеданса и проводимости Y' , Y'' . Измерения проведены измерителем LCR „QuadTech 1920“ при частоте $f = 10^6$ Гц и амплитуде опорного сигнала 0.3 В.

3. Результаты измерений

В работе [5] было установлено, что в условиях экранирования импеданс-спектр образцов (зависимость $Z''(Z')$) представляет собой единичную полуокружность. Аппроксимирующей эквивалентной схемой в этом случае является параллельный RC-контур [6]. Параметры этого контура R_p и C_p , а также значения компонент комплексной проводимости Y' и Y'' рассчитывались с помощью соотношений

$$R_p = Z' [1 + (Z''/Z')^2]; \quad C_p = Z'' \omega R_p Z';$$

$$Y' = 1/R_p; \quad Y'' = \omega C_p, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$.

На рис. 1 представлены зависимости параметров $C_p(R_p)$, рассчитанные с использованием соотношений (1), для экспериментальных значений Z' и Z'' , полученных в разных условиях. Кривая 1 рассчитана для измерений, проведенных в условиях экранирования при

[†] E-mail: mila@mig.physics.msu.ru

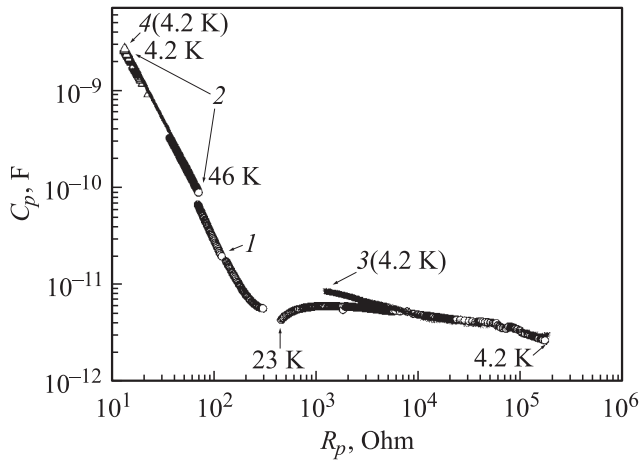


Рис. 1. Зависимости емкости C_p от сопротивления R_p , рассчитанные для эквивалентной схемы, аппроксимирующей поведение образца. Кривая 1 получена в условиях экранирования при изменении температуры; 2 — при постоянной подсветке при изменении температуры; 3, 4 — при $T = 4.2$ К при включении и выключении подсветки различной интенсивности.

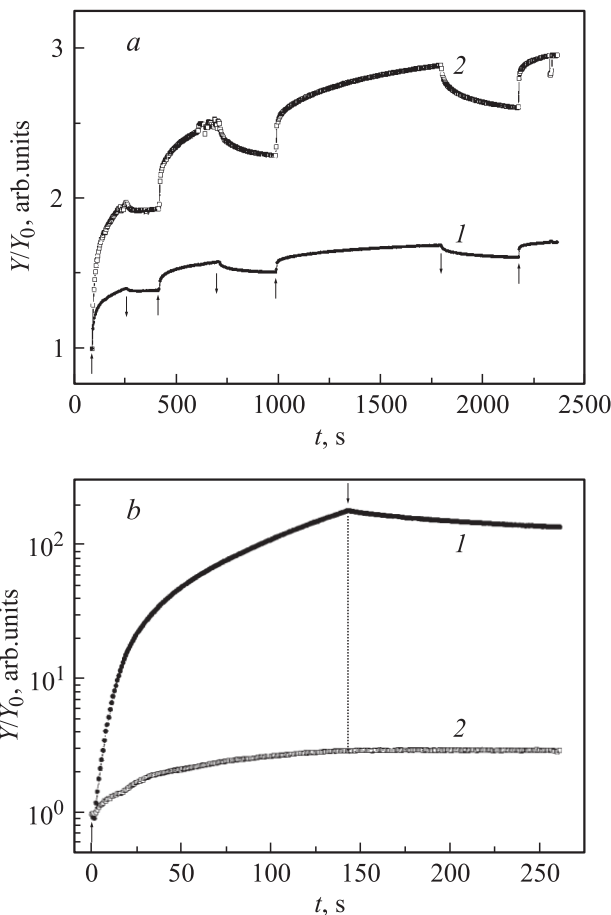


Рис. 2. Кинетика изменения относительных значений действительной Y'/Y_0' (кривая 1) и мнимой Y''/Y_0'' (2) частей полной проводимости при включении (\uparrow) и выключении (\downarrow) подсветки для сильного (a) и слабого (b) уровней возбуждения (см. текст).

изменении температуры. Кривая 2 получена из температурных зависимостей компонент полного импеданса в условиях подсветки. Кривые 3 и 4 получены при фиксированной температуре $T = 4.2$ К в процессе релаксации компонент импеданса к равновесному значению при включении и выключении подсветки. Из рисунка видно, что независимо от условий проведения эксперимента все экспериментальные точки ложатся на одну кривую, которая имеет два различных явно выраженных участка. В области сопротивлений $R_p > 400$ Ом емкость слабо зависит от температуры, а соответствующие значения диэлектрической проницаемости ϵ , рассчитанные с применением формулы для плоского конденсатора, составляют ~ 1000 . Это хорошо согласуется с данными, полученными для нелегированных твердых растворов того же состава [7]. В области низких сопротивлений $R_p < 200$ Ом наблюдается стремительное возрастание C_p в соответствии с законом $C_p \propto R_p^{-2}$.

Исследование кинетики изменения относительных значений комплексной проводимости при циклах последовательного включения и выключения подсветки при температуре $T = 4.2$ К (рис. 2) показало, что характер зависимостей Y'/Y_0' (кривая 1) и Y''/Y_0'' (2) качественно отличается для сильного (рис. 2, a; $R_p(t=0) = 20$ Ом, $C_p(t=0) = 920$ пФ; кривая 4 на рис. 1) и слабого (рис. 2, b; $R_p(t=0) = 170$ кОм, $C_p(t=0) = 3$ пФ; кривая 3 на рис. 1) уровней возбуждения. В области высоких сопротивлений емкость изменяется медленнее, чем проводимость. В области низких сопротивлений, напротив, релаксация емкости оказывается более быстрым процессом.

4. Обсуждение результатов

Резкое возрастание емкости при уменьшении сопротивления образца можно попытаться объяснить с нескольких позиций. Как показано в работе [8], высокие значения емкости могут быть связаны как с макроскопическими явлениями, к которым можно отнести эффекты типа Максвелла–Вагнера для неоднородной среды, так и с микроскопическими причинами, которые определяются свойствами исследуемого материала. В нашем случае это может быть дополнительный вклад в поляризацию, связанный с особенностями примесной подсистемы. Рост емкости в соответствии с зависимостью $C_p \propto R_p^{-2}$ может быть интерпретирован в рамках представлений о присутствии в образце тонкой высокоомной прослойки между контактами. В случае, когда прослойка настолько тонка, что ее сопротивление R_L оказывается много меньше сопротивления основного объема образца R_S , ее присутствие может приводить к искажению емкостных характеристик, никак не влияя на величину сопротивления. Учитывая, что в условиях эксперимента всегда выполнялось неравенство $(\omega RC)^2 \ll 1$, соотношения, определяющие компоненты полного импеданса, имеют

вид

$$Z' = R_S + R_L; \quad Z'' = \omega(R_S^2 C_S + R_L^2 C_L), \quad (2)$$

где R_L, C_L — сопротивление и емкость прослойки, R_S, C_S — сопротивление и емкость основного образца. В этом случае экспериментально определенное значение емкости C_p определяется выражением

$$C_p = Z''/\omega Z' \\ = C_S/(1 + R_L/R_S)^2 + C_L/(1 + R_S/R_L)^2. \quad (3)$$

При $R_S \gg R_L$ соотношение (4) упрощается:

$$C_p = C_S + C_L R_L^2/R_S^2. \quad (4)$$

Если R_L и C_L постоянны, а $C_S \ll C_p$, полученное соотношение (4) соответствует экспериментально наблюдаемой зависимости $C_p(R_p)$. Оценки, полученные из экспериментальных данных, показали, что толщина предполагаемой прослойки L имеет порядок 30 \AA в том случае, если ее диэлектрическая проницаемость $\epsilon_L \approx 1000$ (такая же, как в исследуемом материале). Если полагать $\epsilon_L < 100$, то соответствующая толщина прослойки L , обеспечивающая наблюдаемую величину емкости прослойки C_L , оказалась бы меньше постоянной кристаллической решетки. Поэтому вероятность того, что подобная прослойка является неким инородным включением с характерными для других фаз существенно более низкими значениями ϵ , полностью исключается. Одной из причин формирования прослойки могут быть явления, обусловленные свойствами контактов. Однако известно, что индий, использованный для нанесения контактов, не создает барьера Шоттки с твердыми растворами на основе теллурида свинца с проводимостью n -типа. Это полностью подтвердил анализ вольт-амперных характеристик, снятых с токовых и потенциальных контактов реперных образцов. В нелегированном n - $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с такими же контактами повышенный емкостной вклад в проводимость не наблюдается. Возникновение высокоомной прослойки может быть связано и с микроскопическими свойствами материала. В работе [9] при исследовании статических и импульсных вольт-амперных характеристик образцов $Pb_{0.79}Sn_{0.21}Te(In)$ с металлической проводимостью и энергией Ферми $\sim 5 \text{ мэВ}$ в полях свыше 5 В/см наблюдался участок отрицательного дифференциального сопротивления. Нелинейность ВАХ объяснялась формированием у катода высокоомного домена. Формирование домена связывалось с возникновением концентрационной нелинейности, обусловленной захватом носителей на ловушки. Оценить размер подобного домена достаточно сложно, но величина $L \approx 30 \text{ \AA}$ представляется и для этого случая достаточно малой. Тем не менее нельзя исключить, что в переменном электрическом поле подобный домен не успевает полностью сформироваться, и захват носителей заряда на ловушки происходит только в очень узкой приконтактной области. В связи с этим зарегистрировать процесс

зарождения домена по изменению сопротивления не удастся. Тем не менее нельзя исключить, что подобная неоднородность в переменном электрическом поле может обусловить эффекты, описываемые в рамках представлений Максвелла–Вагнера. В этом случае расчет ϵ с использованием формулы для плоского конденсатора без учета концентрационной неоднородности приводит к существенно завышенным значениям диэлектрической проницаемости среды. Основным экспериментальным фактом, противоречащим гипотезе о формировании домена, является то, что характеризующие его параметры R_L и C_L остаются постоянными при изменении температуры, поскольку зависимость $C_p \propto R_p^{-2}$ сохраняется и в высокотемпературной области. Нельзя исключить, что концентрационная неоднородность может быть связана с некими поверхностными состояниями на границе раздела вблизи контактов.

Рассматривая в качестве возможной причины возрастания емкости дополнительный вклад от метастабильных состояний со слабо локализованными электронами, можно получить разумные значения концентрации этих состояний и радиусов локализации, однако невозможно объяснить наблюдаемую зависимость $C_p \propto R_p^{-2}$. Большую определенность в интерпретацию экспериментальных данных может внести планируемое в дальнейшем исследование твердых растворов на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ с варьируемым x и расширение частотного диапазона измерений до микроволновых частот.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 04-02-16497, 05-02-16657, 06-02-90867 и гранта IB7320-110921/1 Swiss National Science Foundation.

Список литературы

- [1] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, **172**, 875 (2002).
- [2] Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, № 1, 59 (2005).
- [3] Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, Д.Р. Хохлов, С.Н. Чесноков. Письма ЖТФ, **14**, 731 (1988).
- [4] А.Э. Климов, В.Н. Шумский. Прикл. физика, № 3, 74 (2004).
- [5] А.Е. Кожанов, А.В. Никорич, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. ФТП, **40**, 1047 (2006).
- [6] А.К. Иванов-Шниц, И.В. Мурин. *Ионика твердого тела* (СПб., Изд-во СПб. ун-та, 2000) т. 1.
- [7] H. Kawamura. Lect. Notes Phys., **133**, 470 (1980).
- [8] P. Lunkenheimer, V. Bobnar, A.V. Pronin, A.I. Ritus, A.A. Volkov, A. Loidl. Phys. Rev. B, **66**, 052 105 (2002).
- [9] Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, В.Н. Никифоров. ФТТ, **26**, 1602 (1984).

Редактор Л.В. Беляков

Photoconductivity of $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te(In)}$ solid solution in alternative electric field

A.E. Kozhanov, A.V. Nikorich*, L.I. Ryabova,
D.R. Khokhlov, A.V. Dmitriev, V. Shklover⁺

M.V. Lomonosov Moscow State University,
119992 Moscow, Russia

* Applied Physics Institute
of Moldova Academy of Sciences,
MD-2028 Kishinev, Moldova

⁺ Swiss Federal Institute of Technology,
CH-8093 Zürich, Switzerland

Abstract Photoconductivity kinetics of the impedance components of $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te(In)}$ single crystals has been investigated under the illumination source switching on and off at the temperature 4.2 K and frequency 10^6 Hz. Calculation was performed with use of equivalent circuit approach. Parameters corresponding to resistance R_p and capacitance C_p connected in parallel are found to be in a strong correlation. At low R_p values capacitance C_p increases drastically following the law $C_p \propto R_p^{-2}$. The way chosen to reduce the resistance (heating of the sample or illumination at low temperature) does not affect the result. Experimental results are analyzed in terms of the impurity subsystem contribution to the capacitance value and possible influence of Maxwell–Wagner type effects.