

# Переход сверхпроводник-диэлектрик в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$

В. И. Козуб, Р. В. Парфеньев, Д. В. Шамшур<sup>1)</sup>, Д. В. Шакура, А. В. Черняев, С. А. Немов\*

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

\*Государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18 мая 2005 г.

После переработки 31 мая 2006 г.

Экспериментально исследован низкотемпературный переход сверхпроводник – диэлектрик, обнаруженный при гелиевых температурах в полупроводниковой системе  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$  при изменении концентрации свинца  $z = 0.5 \div 0.9$ . Реализация перехода связывается с изменением энергетических характеристик примесных центров In при варьировании количества свинца. Диэлектрическое состояние наблюдается при переходе от смешанной зонно-примесной проводимости, характеризующейся резонансным рассеянием носителей в примесную полосу квазилокальных состояний индия, к прыжковой проводимости по примесным состояниям индия. В образце с  $z = 0.8$  наблюдалась прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка, описываемая законом Мотта. Рассматриваются факторы, приводящие к прыжковым процессам проводимости носителей по примесной полосе.

PACS: 71.30.+h

Легирование соединений  $\text{A}^4\text{B}^6$  позволяет получать полупроводниковые материалы с заданными свойствами [1, 2], которыми можно управлять, изменяя в широких пределах составы твердых растворов и уровни легирования. Возможность наблюдения новых электрофизических и оптических свойств легированных материалов связана с образованием глубоких примесных центров, которые существенно влияют на процессы переноса, оптические и магнитные характеристики материала [3]. Отметим, что исследование роли мелких центров в материалах  $\text{A}^4\text{B}^6$  практически невозможно из-за высоких значений диэлектрической проницаемости, малых масс носителей и большого количества собственных дефектов, вследствие чего уровни кулоновских центров сливаются с разрешенными зонами.

Одним из наиболее изученных объектов данного класса материалов является непрерывный ряд твердых растворов  $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}$ , легированных элементом III группы таблицы Менделеева индием [3], занимающим позицию в узле металлической подрешетки. Примесный центр может находиться в различных зарядовых состояниях относительно металлической подрешетки: положительном  $\text{In}^+$  – на центре нет электронов, нейтральном  $\text{In}^0$  – на центре один электрон и отрицательном  $\text{In}^-$  – на центре два электрона [4]. В  $\text{PbTe}$  индий проявляет слабое донорное действие и образует узкую полосу примесных состояний на фоне зоны проводимости, которая стабилизирует

положение уровня Ферми на уровне 70 мэВ от края зоны [1–3]. При низких температурах в этом соединении наблюдаются долговременные релаксационные процессы перезарядки примесных состояний, что отражается в оптических, электрофизических и магнитных свойствах материала [4–7]. В другом бинарном соединении –  $\text{SnTe-In}$  выступает как акцептор, образуя (в отличие от  $\text{PbTe}$ ) широкую полосу примесных состояний, расположенную глубоко в валентной зоне на фоне зоны тяжелых дырок (с экстремумами в  $\Sigma$ -точках зоны Бриллюэна). В этом материале была обнаружена сверхпроводимость (СП) при уровне легирования индием  $N_{\text{In}} > 2$  ат. % с критической температурой  $T_c > 0.4$  К, возрастающей до 2.4 К при увеличении содержания индия до 20 ат. % (предел растворимости индия в теллуриде олова без выпадения второй фазы достигает 24 ат. %) [8, 9]. Предполагается, что за СП ответственны дырки, находящиеся в гибридных зонно-примесных состояниях [10].

Варьируя состав системы (добавляя свинец к  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ ), можно проследить, как происходит изменение свойств материалов от СП в  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  к эффектам долговременной релаксации в случае  $\text{Pb}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ . Увеличение количества свинца в твердом растворе приводит к смещению примесной полосы  $E_{\text{In}}$  (и пиннигованного ею уровня Ферми  $E_F$ ) вверх из валентной зоны теллурида олова в запрещенную зону и далее в зону проводимости  $\text{PbTe}$  (рис.1).

В работе [10] было исследовано СП состояние  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  в зависимости от состава твердого раствора и уровня легирования In. Было показана

<sup>1)</sup>e-mail: d.shamshur@mail.ioffe.ru

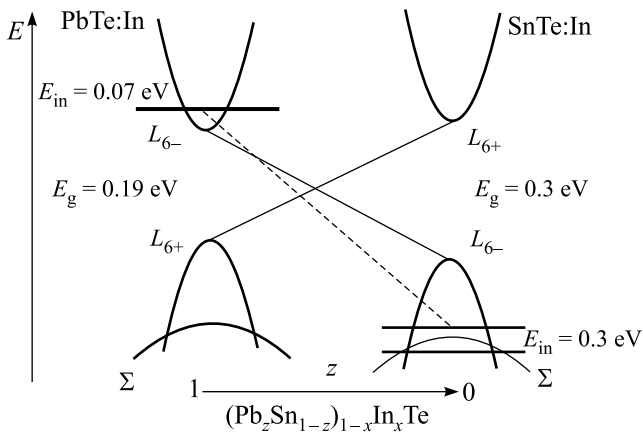


Рис.1. Схематичное изображение зонной структуры твердых растворов  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ ; пунктиром показано изменение положения примесных состояний индия ( $x \leq 0.01$ , данные [7])

но, что  $T_c$  возрастает с увеличением содержания Pb и In и достигает максимального значения  $T_c = 4.24$  К в материале  $(Pb_{0.5}Sn_{0.5})_{0.8}In_{0.2}Te$ ; одновременно наблюдается увеличение плотности состояний на уровне Ферми в нормальном состоянии  $N(0)$ . При больших содержаниях свинца СП исчезает, что связывалось с выходом примесной полосы индия из зоны тяжелых дырок в  $\Sigma$ -точке зоны Бриллюэна.

Дальнейшее увеличение количества свинца приводит к ситуации, когда примесная полоса стабилизирует уровень Ферми в запрещенной зоне, благодаря чему удалось получить полуизолирующий материал с рекордно низкими концентрациями свободных носителей для данного класса веществ. В  $(Pb_{0.78}Sn_{0.22})_{1-x}In_xTe$  была исследована прыжковая проводимость по примесным состояниям индия и сделан вывод о сильной локализации примесных состояний с радиусом локализации  $R \sim 5 \text{ \AA}$  [2]. В работе [11] удалось реализовать последовательный переход типа диэлектрик – металл – диэлектрик в  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  в условиях гидростатического сжатия.

В работе [12] исследовались электрофизические свойства  $Pb_{1-x}In_xTe$  с большим содержанием индия, вплоть до  $x = 0.22$ . Было показано, что с увеличением концентрации In энергия примесных состояний индия по шкале энергий электронов уменьшается; аналогичный процесс наблюдается и в  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  [9, 10]. Отмечалось также существование потенциального рельефа края зоны, влияющего на процессы переноса.

В настоящей работе исследованы электрические свойства твердых растворов  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.84}In_{0.16}Te$  в

области перехода от СП к диэлектрическому состоянию при изменении содержания свинца  $z = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9$  и фиксированной концентрации индия  $x = 0.16$ .

Получение монокристаллов четверных твердых растворов является сложной технологической проблемой, поэтому для изготовления однородных образцов твердых растворов нами была применена металлокерамическая технология, хорошо зарекомендовавшая себя для многоэлементных соединений группы  $A^{IV}B^{VI}$  [9]. В соответствии с ней синтез проводился в несколько этапов: сплавление в вакууме исходных компонентов, взятых в соответствующих пропорциях при температурах  $900\text{--}1000^\circ\text{C}$ , продолжительный отжиг (360 ч при  $T = 650^\circ\text{C}$ ) и закалка. Литые образцы, полученные на данном этапе, имеют крупные зерна и некоторую неоднородность по составу, что отражается в их повышенном удельном сопротивлении. Для большей композиционной однородности полученные слитки дробились до размеров зерен  $d \sim 100\text{--}200$  мкм, прессовались при  $T = 380^\circ\text{C}$  под давлением  $4 \text{ т/см}^2$  с последующим спеканием и гомогенизирующим отжигом при  $T = 660^\circ\text{C}$  и закалкой до комнатной температуры. Исследованные образцы представляли собой прямоугольные слитки  $4 \times 2 \times 10$  мм.

Измерения электропроводности в диапазоне температур от 0.4 до 300 К проводились по 4-зондовой схеме. Контакты изготавливались с использованием токопроводящей серебряной пасты.

Из температурных зависимостей сопротивления (рис.2) видно, что в  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.84}In_{0.16}Te$  с  $z = 0.5$  наблюдается СП состояние с  $T_c = 4.2$  К; при этом  $|dH_{c2}/dT|_{T_c} = 14 \text{ кЭ/К}$  [10]. Образец с  $z = 0.6$  является переходным: наблюдается некоторый рост сопротивления при уменьшении температуры ниже 100 К, при  $T = 3.2$  К наступает спад сопротивления до ненулевого значения, слабо зависящего от температуры. Остальные образцы демонстрируют рост сопротивления на несколько порядков по мере понижения температуры; в образце с  $z = 0.8$  сопротивление изменяется более чем на 6 порядков при изменении температуры от 100 до 0.4 К.

Для объяснения такой эволюции температурных зависимостей сопротивления мы предположили, что с изменением содержания свинца в  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  при  $x = 0.16$  энергетическое положение примесной полосы и, соответственно, уровня Ферми меняется по линейному закону в области исследуемых составов, как это наблюдалось при малых содержаниях индия  $x \leq 0.01$  в сплавах [11].

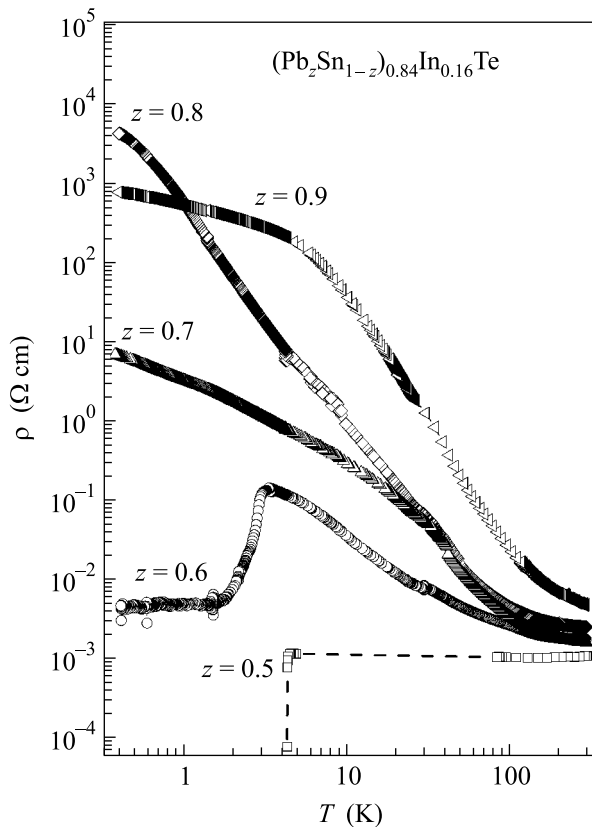


Рис.2. Температурные зависимости удельного сопротивления твердых растворов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$  (содержание свинца  $z = 0.5 \div 0.9$  указано около соответствующих кривых)

В  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$  примесная полоса In находится глубоко в валентной зоне [10] на фоне зоны тяжелых дырок с высокой плотностью состояний, приводящей к эффективному процессу обмена носителями заряда между примесными и зонными состояниями, что проявляется в резонансном рассеянии зонных дырок и высоких значениях параметров СП перехода ( $T_c \approx 4.2$  К и экстраполированное к нулю температуры второе критическое магнитное поле  $H_{c2}(0) \approx 55$  кЭ). Последующее увеличение количества свинца до  $z \geq 0.6$  приводит к смещению  $E_{\text{In}}$  к потолку валентной зоны и, соответственно, выходу примесной полосы In из зоны тяжелых дырок. Уменьшается обмен электронами между зонными и примесными состояниями, и СП в образце  $(\text{Pb}_{0.6}\text{Sn}_{0.4})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$  ослабляется, температурные зависимости сопротивления в большой степени определяются прыжковым переносом носителей по состояниям в примесной полосе. Однако из-за наличия флуктуаций состава возможно образование локальных СП областей, что является причиной спада сопротивления при  $T < 3.6$  К (рис.2). В образцах с  $z = 0.7$ ,

0.8 и 0.9 на фоне заметного (от 4 до 7 порядков) роста сопротивления с понижением температуры до 0.4 К локальных остатков СП не наблюдается.

Можно предположить, что в случае образца с  $z = 0.7$  примесная полоса индия  $E_{\text{In}}$  находится на фоне сплошного спектра валентной L-зоны с меньшей плотностью состояний. В образце с  $z = 0.8$   $E_{\text{In}}$  смещается в запрещенную зону, и при  $z = 0.9$  примесные состояния, по-видимому, частично располагаются на фоне края зоны проводимости. Изменение функциональных зависимостей сопротивления при понижении температуры в образцах с  $z = 0.7$  и 0.9 связано, по-видимому, с шунтированием прыжковой проводимости по примесной полосе зонной составляющей по валентной зоне ( $z = 0.7$ ) и зоне проводимости ( $z = 0.9$ ) твердого раствора.

На рис.3 изображены зависимости сопротивления исследованных твердых растворов в логарифмичес-

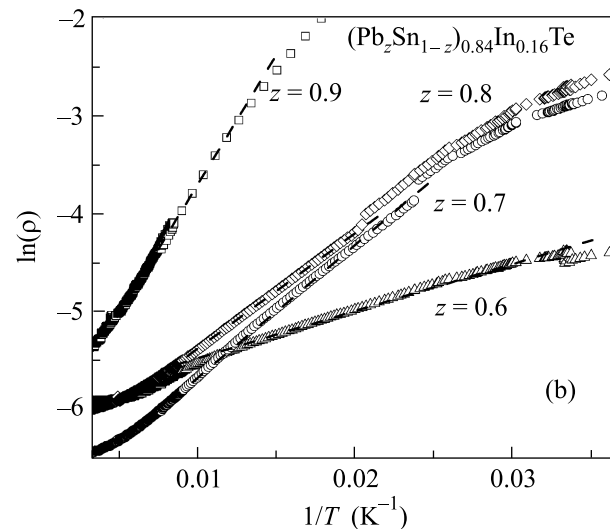


Рис.3. Температурные зависимости удельного сопротивления твердых растворов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$  в интервале температур 30 К ÷ 150 К. В соответствии с выражением  $\rho = \rho_0 \exp(E_a/kT)$  определены значения  $E_a$ , мэВ и  $\rho_0$ , (мОм · см) для образцов с  $z = 0.6$  (4.73 и 2.2, соответственно),  $z = 0.7$  (11.68 и 13),  $z = 0.8$  (10.18 и 2.4) и  $z = 0.9$  (22.1 и 2.8)

ком масштабе от обратной температуры в диапазоне от 30 до 150 К, на которых можно выделить линейные участки, отражающие экспоненциальный рост сопротивления в соответствии с формулой

$$\rho = \rho_0 \exp(E_a/kT), \quad (1)$$

где энергия активации  $E_a$  характеризует наклон кривых;  $E_a$  увеличивается с ростом  $z$  до  $E_a \approx 22.1$  мэВ при  $z = 0.9$ . На рис.1 зависимости (1) показаны пунктиром.

Особенности температурных зависимостей сопротивления, по-видимому, отражают прыжковый характер проводимости по локализованным примесным состояниям In. В области низких температур ( $3 \div 70$  К) они достаточно хорошо описываются законом Мотта для проводимости с переменной длиной прыжка [12]:

$$\rho = \rho_0 \exp((T_0/T)^{1/4}). \quad (2)$$

Зависимость (2) в образце с  $z = 0.8$ , в котором  $E_{\text{In}}$  располагается в области запрещенной зоны, проявляется в интервале температур  $T < 10$  К (рис.4). Величина  $T_0$ , определенная из зависимостей рис.4, имеет значение порядка  $10^4 \div 10^5$  К.

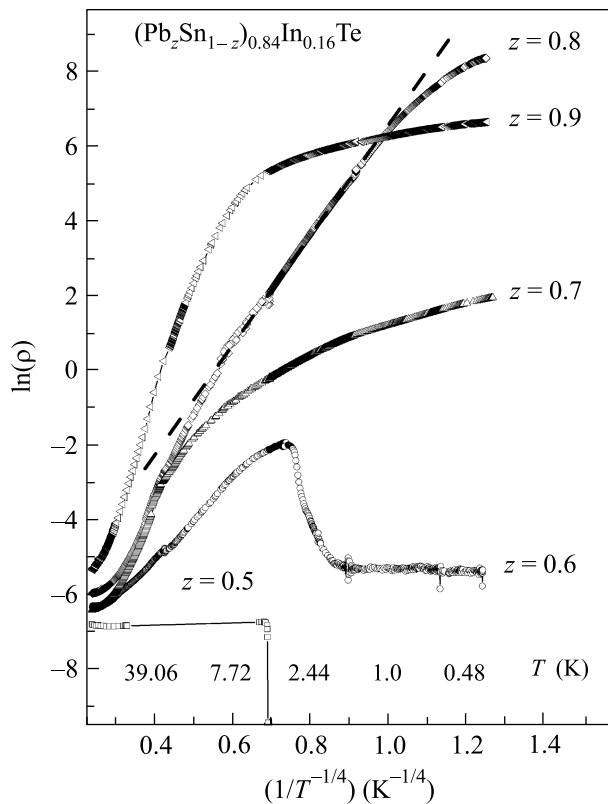


Рис.4. Температурные зависимости удельного сопротивления твердых растворов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ . В обр.  $z = 0.8$  при  $T < 10$  К выполняется закон Мотта  $\rho = \rho_0 \exp((T_0/T)^{1/4})$  – пунктир;  $T_0^{1/4} \approx 11.3 \text{ K}^{1/4}$

Как было показано выше, при сравнительно высоких температурах проводимость исследованных образцов твердых растворов носит выраженный активационный характер, причем в области промежуточных температур ( $3 \div 70$  К) она достаточно хорошо описывается законом Мотта. Однако в низкотемпературной области наблюдается явная тенденция к насыщению температурной зависимости сопротивления при

низких температурах, особенно в образце с  $z = 0.9$ . Такое поведение не может быть объяснено существующими моделями прыжкового переноса и свидетельствует о наличии некоторого “металлического шунта”. Наиболее реалистичным фактором для такого “шунта” является, с нашей точки зрения, пространственная неоднородность образца, а именно, – наличие границ зерен. Естественно предположить, что в сильно легированных образцах границы зерен могут служить областью стока примесных атомов In, что, соответственно, может приводить к различию электрических характеристик материала межзеренных границ и материала внутри зерен. В частности, можно ожидать, что, когда внутри зерен реализуется диэлектрическая фаза (андерсоновский изолятор), в окрестности межзеренных границ может реализоваться металлическая фаза (обогащение In). Предполагая, что линейные размеры зерен примерно одинаковы ( $L \sim 10^{-2}$  см), можно заключить, что типичное сопротивление межзеренной металлической фазы в расчете на одно зерно составляет для образцов с  $z = 0.9$ :  $R^* = 10^3 (\text{Ом} \cdot \text{см}) / 10^{-2} (\text{см}) \sim 10^5 \text{ Ом}$ . Заметим, что межзеренные границы формируют сетку “ячеек”, по которым при низких температурах и происходит электронный транспорт, тогда как объем зерен не вносит вклада в токоперенос. Поэтому оцененное выше элементарное сопротивление можно отнести к фрагменту такой ячейки, линейные размеры которого вдоль межзеренных границ примерно одинаковы.

Соответственно, указанное сопротивление в расчете на одно зерно может быть оценено как  $R^* = (h/e^2)\lambda^2/dl$  (где  $d$  – толщина металлического слоя,  $l$  – длина свободного пробега в нем, а  $\lambda$  – фермиевская длина волны электронов). Учитывая естественные ограничения  $\lambda \leq 1$ ,  $1 \leq d$ , можно заключить, что, если проводимость межзеренных границ является металлической,  $R^* \leq (h/e^2)$ . Хотя полученная выше оценка несколько превышает данный квантовый предел в силу грубости оценок и неучета реальной геометрии, можно предположить, что образец с  $z = 0.9$ , наиболее ярко демонстрирующий насыщение сопротивления, обладает металлической подсистемой, связанной с межзеренными границами. Однако поскольку сопротивление элемента сетки близко к квантовому пределу, – толщина слоя удовлетворяет условию  $d \sim l \sim \lambda$ . Иными словами, толщина металлической области вблизи межзеренной границы очень мала.

Последнее обстоятельство позволяет объяснить и результаты для образца с  $z = 0.6$ . Представляется, что в этом образце материал в объеме зерен соответствует диэлектрической, а не сверхпроводящей фазе

в отличие от образца с  $z = 0.5$ , где зерна целиком являются металлическими и сверхпроводящими. Однако область межзеренных границ является металлической и переходит в сверхпроводящее состояние при соответствующей температуре. Благодаря очень малой толщине металлического слоя, при температурах выше  $T_c$  проводимость, в основном, определяется объемом зерен и демонстрирует диэлектрическое поведение. Переход межзеренных границ в сверхпроводящее состояние приводит к резкому падению сопротивления при  $T < T_c$ . Тот факт, что сопротивление не падает до нуля, объясняется именно очень малой толщиной сверхпроводящих областей, которая может быть порядка нанометра, или наличием замкнутых сверхпроводящих кластеров.

Поэтому уже фоновые магнитные поля (в частности, поле Земли) создают вихревую структуру. В то же время, даже слабые токи могут как создавать вихри (за счет индуцированных магнитных полей), так и вызывать их диссипативное движение, обеспечивающее ненулевое сопротивление. Указанные факторы приводят к заметной нелинейности ВАХ. Наличие такой нелинейности подтверждается данными, представленными на рис.5 для образца с  $z = 0.6$ . Со-

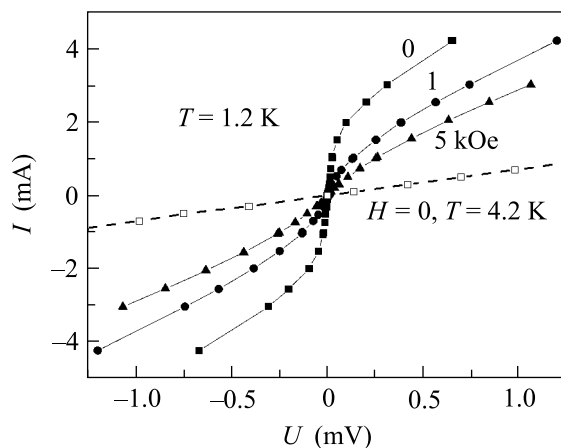


Рис.5. Вольт-амперные характеристики  $(Pb_{0.6}Sn_{0.4})_{0.84}In_{0.16}Te$  при  $T = 1.2$  К ( $H = 0, 1$  кЭ,  $5$  кЭ) и при  $T = 4.2$  К ( $H = 0$ )

противление в указанном режиме может быть значительно меньше, чем сопротивление соответствующих областей в нормальном состоянии (что и объясняет экспериментальные данные для образца с  $z = 0.6$  на рис.2). Отметим, что аналогичное поведение имело место для квазидвумерных сверхпроводящих пленок в работе [13], где наблюдалась фаза с сопротивлением, заметно меньшим, чем сопротивление в нормальном состоянии; при этом нелинейность ВАХ напоминала

поведение шунтированных джозефсоновских контактов.

Что касается образца с  $z = 0.7$ , который не обнаруживает выраженного насыщения сопротивления вплоть до самых низких температур, можно предположить, что это связано со сравнительно высокой проводимостью объема гранул при указанных температурах, которая все еще заметно превышает проводимость по межзеренным границам. Следует, однако, ожидать, что при дальнейшем понижении температуры рост сопротивления сменится его насыщением.

Несколько иная ситуация прослеживается для образца с  $z = 0.8$ , у которого при понижении температуры температурная зависимость заметно ослабляется, но насыщения не происходит. При этом удельное сопротивление примерно на порядок выше, чем для образца с  $z = 0.9$ . Соответственно, если связать сопротивление в низкотемпературной области для образца с  $z = 0.8$  с вкладом межзеренных границ, то сопротивление в расчете на одну ячейку заметно (более чем на порядок) превысит величину  $h/e^2$ . Поэтому можно ожидать, что у соответствующего образца и область межзеренных границ соответствует диэлектрической фазе, однако с существенно большей проводимостью, чем у объема зерен. Так что изгиб температурной зависимости, наблюдаемый для данного образца при  $T \sim 1$  К, может быть связан с кроссовером от прыжковой проводимости по объему гранул к (прыжковой) проводимости по межзеренным границам.

Рассмотрим теперь более подробно диэлектрическую фазу в объеме гранул. Оценки характерной температуры Мотта  $T_0$ , исходя из графиков рис.4, дают значения  $T_0 \sim 10^4 \div 10^5$  К. Имея в виду, что  $T_0 \sim 21/ga^3$ , где  $g$  — плотность состояний на уровне Ферми,  $a$  — радиус локализации [14], можно найти соотношение между  $g$  и  $a$ . Полагая, что прыжковый транспорт осуществляется по центрам In с концентрацией  $\sim 10^{21}$  см $^{-3}$  и с энергетическим уширением  $\Delta E \sim 0.1$  эВ [10], получаем для  $g \sim 5 \cdot 10^{21}$  эВ $^{-1} \cdot$  см $^{-3}$ . Соответственно, из значения  $T_0$  получаем оценку радиуса локализации  $a \sim 10^{-9}$  м. Конечно, эта оценка весьма грубая, однако она находится в качественном согласии с предположением, что транспорт происходит по центрам In.

Далее, нетрудно оценить, что ширина эффективной энергетической прыжковой полосы  $T(T_0/T)^{1/4}$  сравнивается с  $\Delta E$  при температурах порядка 200 К, соответственно, в области температур  $100 \div 200$  К можно ожидать перехода от прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка к активационной

проводимости по ближайшим соседям. Именно такой переход к активационной зависимости наблюдается в эксперименте. Хотя значения энергии активации оказываются примерно в 5 раз меньше, чем использованная выше оценка  $\Delta E$ , мы полагаем, что последнее обстоятельство связано как с грубостью наших оценок, так и с не полным учетом влияния беспорядка, который в рассматриваемой системе очень велик. В частности, это относится к проявлениям кластеризации, примесным корреляциям, эффектам самокомпенсации и др. Все эти последние факторы могут существенным образом влиять на реальную плотность состояний. Поэтому мы, во всяком случае, можем констатировать качественное согласие экспериментальных данных с предложенной моделью.

Таким образом, экспериментально установлен переход сверхпроводник – диэлектрик при вариации содержания свинца  $z$  в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ . Предложено качественное объяснение наблюдаемых эффектов, основанное на низкотемпературной прыжковой проводимости гранулированного материала с отличающимися свойствами объема и границ зерен.

Авторы выражают признательность М.С. Конончуку за помощь в проведении низкотемпературных экспериментов и в обработке полученных результатов.

Настоящая работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-16638а и грантом Президиума РАН.

1. B. A. Volkov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, УФН **172**, 875 (2002).
2. Yu. I. Ravich and S. A. Nemov, ФТП **36**, 3 (2002).
3. V. I. Kaidanov and Yu. I. Ravich, УФН **145**, 51 (1985).
4. I. A. Drabkin and B. Ya. Mojeis, ФТП **15**, 625 (1981).
5. B. A. Akimov, N. B. Brandt, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, Письма в ЖЭТФ **6**, 1269 (1980).
6. K. I. Geyman, I. A. Drabkin, E. A. Mojaev et al., ФТП **11**, 846 (1977).
7. B. A. Akimov, N. B. Brandt, S. A. Bogoslovskiy et al., Письма в ЖЭТФ **29**, 11 (1979).
8. H. Miyachi, T. Nakajima, and E. Kanda, J. Phys. Soc. Japan **36**, 1705 (1974).
9. G. S. Bushmarina, I. A. Drabkin, V. V. Kompanietc et al., ФТТ **28**, 1094 (1986).
10. R. V. Parfeniev, D. V. Shamshur, and S. A. Nemov, ФТП **43**, 1772 (2001).
11. B. A. Akimov, V. P. Zlomanov, L. I. Ryabova et al., ФТП **13**, 1293 (1979).
12. N. F. Mott, *Переходы металл-изолятор*, М.: Наука, 1979, стр. 344.
13. N. Mason and A. Kapitulnik, Phys. Rev. B **64**, 060504 (R) (2001).
14. B. I. Shklovskiy and A. L. Efros, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979, стр.416.