

©1995 г.

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПО СИЛЬНО ЛОКАЛИЗОВАННЫМ ПРИМЕСНЫМ СОСТОЯНИЯМ ИНДИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$

Ю.И.Равич, С.А.Немов, В.И.Прошин

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
125251, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 2 ноября 1994 г. Принята к печати 9 ноября 1994 г.)

Анализируются зависимости электропроводности от температуры и концентрации индия в области прыжковой проводимости в твердых растворах $(Pb_{0.78}Sn_{0.22})_{1-y}In_yTe$ с целью получения оценок энергии активации ϵ_3 и радиуса волновых функций примесных состояний a . Установлено, что ϵ_3 изменяется от ≈ 40 мэВ при $y = 0.03$ до ≈ 10 мэВ при $y = 0.15$. Полученный радиус $a \approx 6 \text{ \AA}$ свидетельствует о сильной локализации примесных состояний индия. В твердом растворе при $y = 0.2$ наблюдается переход Мотта к металлической проводимости.

Примесь индия в теллуриде свинца и твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ образует локализованные и квазилокальные состояния вблизи края зоны проводимости [1]. Характерной особенностью примесных состояний индия является чрезвычайно малый радиус их волновой функции, порядка постоянной решетки.

Исследование явлений переноса в твердых растворах $(Pb_{0.78}Sn_{0.22})_{1-y}In_yTe$ с большим содержанием In (до $y = 0.2$) показало [2], что энергетический спектр электронов вблизи края зоны проводимости носит сложный характер (рис. 1). Электронный спектр состоит из относительно широкой полосы локализованных состояний и перекрывающейся с ней зоны распространяющихся состояний. Границей между локализованными и распространяющимися состояниями является порог подвижности ϵ_c . Электропроводность при $y < 0.2$ носит активационный характер с энергией активации $\epsilon_1 = \epsilon_c - \mu$ для проводимости по делокализованным состояниям и ϵ_3 для прыжковой проводимости по локализованным состояниям (μ — уровень химического потенциала).

Можно отметить две особенности легированного индием твердого раствора $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ по сравнению с обычными слабо легированными полупроводниками [3]. Во-первых, сравнение энергий активации коэффициента Холла и электропроводности показало, что параметры ϵ_1

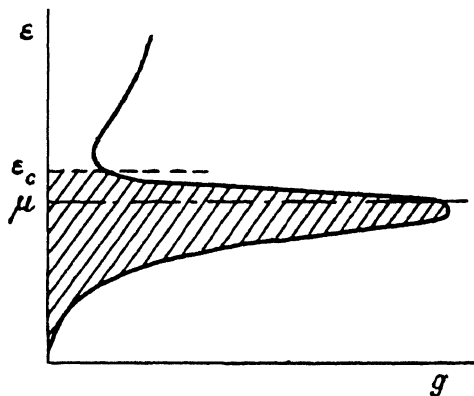


Рис. 1. Качественная картина плотности локализованных и делокализованных состояний электронов в $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$ с большим содержанием примеси In вблизи края зоны проводимости. μ — химический потенциал, ε_c — порог подвижности.

и ε_3 одного порядка и даже $\varepsilon_1 < \varepsilon_3$. Поэтому прыжковая проводимость наблюдается при относительно высоких температурах $\sim 100\text{--}300\text{ K}$. Во-вторых, вследствие очень сильной локализации примесных состояний индия в соединениях $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ прыжковая проводимость наблюдается при чрезвычайно высоких концентрациях индия $y \sim 0.05\text{--}0.15$, а переход к проводимости металлического типа (переход Мотта) происходит при $y \approx 0.2$. Анализ прыжковой проводимости, а также перехода металл-изолятор при увеличении содержания примеси позволяет оценить радиус примесных состояний.

В настоящей работе анализируются полученные нами и в [2] зависимости проводимости от температуры и концентрации In в области прыжковой проводимости с целью оценок энергии активации ε_3 и радиуса волновых функций примесных состояний a . Для оценок используются формулы, полученные для слабо легированных полупроводников, а затем рассматриваются условия их применимости. Обсуждается также переход типа металл-изолятор при увеличении содержания примеси In.

Обычно температурная зависимость прыжковой проводимости при относительно высоких температурах описывается формулой

$$\sigma = \sigma_3 \exp(-\varepsilon_3/k_B T), \quad (1)$$

и по зависимости $\ln \sigma$ от T^{-1} можно найти параметры σ_3 и ε_3 . На рис. 2 представлены указанные зависимости для интервала температур от 77 до 400 K. Как видно из рисунков, они могут быть аппроксимированы прямыми линиями; определенные по ним параметры σ_3 и ε_3 приведены в таблице.

Параметры прыжковой проводимости в $(\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22})_{1-y}\text{In}_y\text{Te}$

y	$N_{\text{In}}^{-1/3}, \text{ \AA}$	$\sigma_3, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ см}^{-1}$	$\varepsilon_3, \text{ мэВ}$
0.03	13	160	44
0.05	11	360	43
0.07	10	420	34
0.10	8.8	620	26
0.15	7.6	890	11

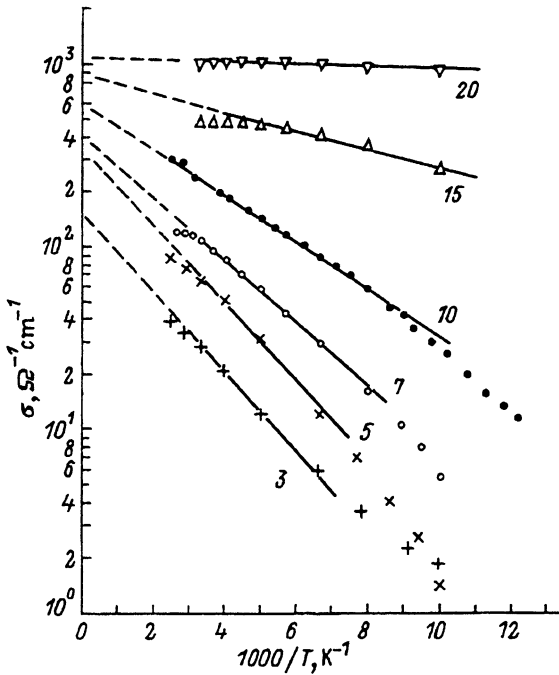


Рис. 2. Электропроводность σ в $(\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22})_{1-y}\text{In}_y\text{Te}$ как функция T^{-1} . Номера кривых соответствуют содержанию In в ат%. Точки при $T \geq 300$ К — наши данные, точки при $T = 77-300$ К — данные [2].

Энергия активации прыжковой проводимости ε_3 равна по порядку величины нескольким десяткам мэВ и заметно убывает с ростом концентрации индия. Убывание величины ε_3 , определяемой разбросом энергетических уровней локализованных состояний, можно понять, если предположить, что имеется корреляция энергии между близко расположенными примесями, обусловленная, например, крупномасштабным хаотическим потенциалом. В этом случае, чем больше концентрация, тем меньше длина прыжка и меньше разброс энергий между расположенными рядом примесными атомами.

Радиус волновой функции a можно оценить по зависимости величины σ_3 от концентрации примеси N_{In} . Формула для этой зависимости, полученная методами теории протекания, имеет вид [3]

$$\sigma_3 \sim \exp(-1.73/N_{\text{In}}^{1/3} a). \quad (2)$$

Зависимость $\ln \sigma_3$ от $N_{\text{In}}^{-1/3}$, согласно формуле (2), должна изображаться прямой линией, наклон которой определяется параметром a . Действительно, как видно из рис. 3, указанная зависимость близка к линейной, наклон этой прямой соответствует $a \approx 6 \text{ \AA}$. Таким образом, наши результаты подтверждают представление о сильной локализации примесных состояний индия в $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$. По порядку величины радиус волновой функции, найденный путем анализа прыжковой проводимости, соответствует оценкам, полученным ранее из других, качественных соображений [1]. По-видимому, использованный здесь метод определения размера примесной волновой функции является наиболее прямым и точным из примененных для исследования характера примесных состояний элементов III группы в $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$.

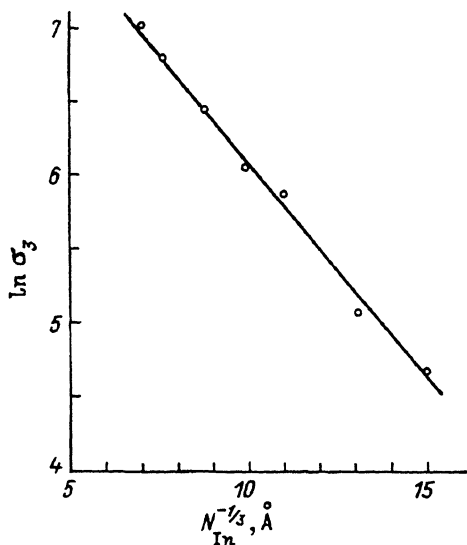


Рис. 3. Предельная прыжковая проводимость σ_3 как функция T^{-1} . Прямая линия соответствует значению $a = 5.8 \text{ \AA}$.

Для применимости формул (1) и (2) требуется выполнение неравенств

$$2/N_{\text{In}}^{1/3} a > \varepsilon_3/k_B T > 1. \quad (3)$$

Подстановка приведенных выше величин в (3) показывает, что неравенства соблюдаются в большей части температурного и концентрационного интервалов, но не являются сильными. Например, при $T = 200 \text{ K}$, $y = 0.07$ мы получаем $2/N_{\text{In}}^{1/3} a = 3.4$, $\varepsilon_3/k_B T = 2.0$. Таким образом, мы находимся на пределе применимости использованных формул, поэтому протяженность прямолинейных участков кривых невелика, а определение параметров имеет смысл лишь порядковых оценок. Соблюдения закона Мотта $\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ для проводимости с переменной длиной прыжка при низких температурах ожидать не следует, если энергетический спектр имеет сложный характер (рис. 1), с сильно и немонотонно зависящей от энергии плотностью состояний.

О радиусе волновых функций можно судить также по тому факту, что при повышении концентрации индия проводимость переходит от активационной проводимости к проводимости металлического типа при $y \approx 0.2$. Величина 0.2 является порогом протекания решеточной задачи для гранцентрированной кубической решетки. Это означает, что металлизация происходит, когда образуется бесконечный кластер из атомов индия, расположенных в соседних узлах гранцентрированной катионной кубической подрешетки, в которой располагаются примесные атомы индия в твердых растворах на основе PbTe . Из этого факта, как и из анализа концентрационной зависимости прыжковой проводимости, следует малость радиуса волновой функции, который должен иметь порядок нескольких ангстрем.

- [1] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН, 145 51 (1985).
- [2] С.А. Немов, Ю.И. Равич, А.В. Березин, В.Э. Гасумянц, М.К. Житинская, В.И. Прошин. ФТП, 27, 299 (1993).
- [3] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников (М., Наука, 1979).

Редактор В.В. Чалдышев

Hopping conductivity through extremely localized In-impurity states in $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$ solid solutions

Yu.I.Ravich, S.A.Nemov, V.I.Proshin

State Technical University, 195251 St.Petersburg, Russia

The activation energy ϵ_3 and the impurity wave function radius a have been estimated by the hopping conductivity dependences on temperature and indium concentration in $(\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22})_{1-y}\text{In}_y\text{Te}$ solid solutions. The value of ϵ_3 was found to range from ~ 40 meV (at $y = 0.03$) up to ~ 10 meV (at $y = 0.15$). The radius obtained ($a \sim 6 \text{ \AA}$) is an evidence in favour of a strong localization of the In impurity states. The Mott transition to the metallic conduction was observed in solutions with $y = 0.2$.
