

Зависимость параметров сверхпроводящего перехода от состава твердого раствора и избытка Te в $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te} : \text{In}$

© Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, С.А. Немов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Nemov@tvonet.stu.neva.ru

(Поступила в Редакцию 17 мая 1999 г.)

Температурные зависимости удельного сопротивления двух серий образцов — SnTe_{1+y} и твердого раствора $\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Te}_{1+y}$, легированных 5 at.% In — измерены при низких температурах 0.4–4.2 К. Определены параметры сверхпроводящего перехода: критическая температура T_c и второе критическое магнитное поле H_{c2} и их зависимости от величины избытка теллура ($0 \leq y \leq 0.06$). Наблюдаемое изменение критических параметров при увеличении избытка теллура в образцах связывается с изменением степени заполнения дырками резонансных состояний примеси индия.

Легирование индием соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ приводит к возникновению необычных физических свойств материалов, обусловленных существованием примесных резонансных состояний, расположенных на фоне разрешенного спектра электронов (дырок) [1]. В теллуриде олова и твердых растворах $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te}$ ($z \leq 0.4$) резонансные состояния индия расположены на фоне валентной зоны [2,3]. Энергия резонансных состояний In (E_{In}) и их уширение (Γ) существенно зависят от состава твердого раствора (z) и концентрации легирующей примеси индия N_{In} [3]. Существование полосы резонансных состояний In с высокой плотностью состояний $N(0) \sim N_{\text{In}}$ (превышающей плотность состояний в валентной зоне SnTe [3,4]) приводит к появлению ряда новых физических явлений, таких как пиннинг уровня Ферми E_F дырками и резонансное рассеяние зонных носителей в примесные состояния In [2,5]. С заполнением резонансных состояний In тесно связано появление объемной сверхпроводимости с относительно высокими для полупроводников критическими температурами T_c сверхпроводящего перехода в гелиевой области температур и критическими магнитными полями $H_{c2}(0\text{K}) \sim 10\text{--}50\text{ kOe}$ [2–6]. Необходимо отметить, что SnTe и $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te}$ без примеси In также являются сверхпроводниками, однако характеризуются на порядок меньшими критическими температурами и магнитными полями [7]. Исследованные материалы — SnTe и твердые растворы на его основе — представляют интерес для разработки сверхпроводящих приемников излучения (болометров) для гелиевой области температур. В настоящей работе проведено сравнительное изучение влияния избытка теллура на сверхпроводящий переход в SnTe и твердом растворе $\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Te}$, легированных 5 at.% In.

1. Образцы

По металлокерамической технологии были изготовлены образцы, состав которых соответствовал химическим формулам $\text{Sn}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$ и $(\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$

($y = 0, 0.5, 1, 1.5, 1.75, 2, 2.5, 3, 5, 6\text{ at.}\%$). Синтез слитков проводился сплавлением в вакууме исходных компонентов полупроводниковой чистоты с последующей закалкой при комнатной температуре. После измельчения слитков до размера зерна $d \sim 0.1\text{ mm}$ проводилось теплое прессование ($P = 2000\text{ kg/cm}^2$). Затем образцы отжигались в вакууме при температуре 600°C в течение 200 h. Проведенный рентгеноспектральный микроанализ не выявил наличия следов второй фазы в исследованных образцах.

2. Эксперимент

Исследованы температурные зависимости удельного сопротивления ρ образцов при температурах 0.4–4.2 К в магнитных полях H до 13 кОе. Наличие скачка на зависимостях $\rho(T)$ и $\rho(H)$ свидетельствовало о переходе в сверхпроводящее состояние. Сверхпроводящий переход наблюдался также при исследовании зависимости магнитной восприимчивости от температуры. Отметим, что объемный характер сверхпроводимости в $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ был установлен при исследовании низкотемпературной теплоемкости [8].

Критические параметры T_c и $H_{c2}(T)$ определялись из условия $\rho = 0.5\rho_N$ (ρ_N — сопротивление в нормальном состоянии при $T \leq 4.2\text{ K}$). Из зависимостей $H_{c2}(T)$ затем находились величины производных $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c}$ для каждого образца. Концентрация дырок определялась из данных по эффекту Холла при комнатной температуре по формуле $p_{300} = (eR)^{-1}$, где R — коэффициент Холла, e — модуль заряда электрона. Полученные в работе экспериментальные данные приведены на рис. 1, 2.

3. Обсуждение результатов

Прежде чем начать обсуждение результатов, отметим, что в исследованных нами твердых растворах $(\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$, так же как и в SnTe с примесью

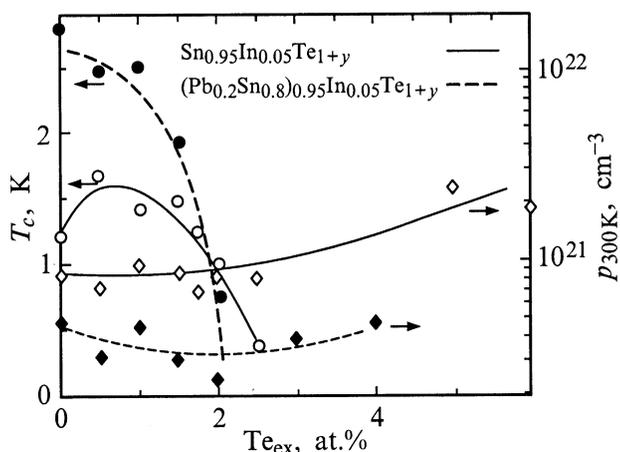


Рис. 1. Зависимости критической температуры сверхпроводящего перехода T_c и холловской концентрации дырок p_{300} от величины избытка теллура (y) в твердых растворах $\text{Sn}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$ и $(\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$.

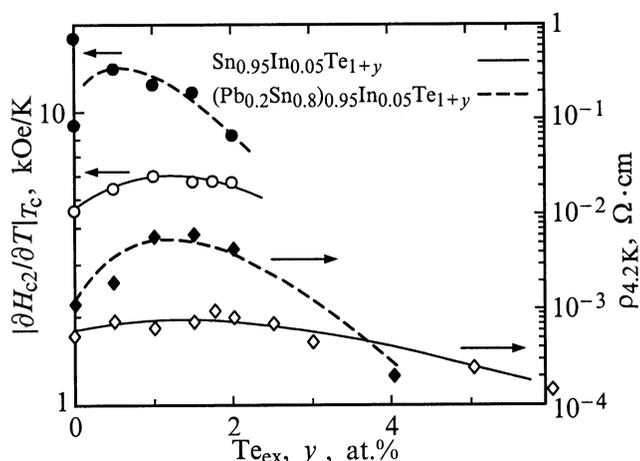


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления $\rho_{4.2}$ в нормальном состоянии при $T = 4.2$ К и величины производной второго критического магнитного поля по температуре $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c}$ от величины введенного избытка теллура (y) в твердых растворах $\text{Sn}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$ и $(\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$.

In, наблюдается переход в сверхпроводящее состояние со значительно более высокими критическими параметрами (T_c достигает 3 К и $H_{c2}(T = 0 \text{ К}) = 24 \text{ кОе}$) по сравнению с образцами, не содержащими примеси In [2,3,7], что свидетельствует о необычном характере сверхпроводимости в материалах с примесными резонансными состояниями, сильно взаимодействующими с зонными состояниями.

Рассмотрим более подробно экспериментальные данные. Как видно из рис. 1, 2, зависимости сверхпроводящих параметров T_c и $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c}$ от избытка Te (y) в SnTe и твердом растворе ($z = 0.2$) подобны. Увеличение избытка Te в составе образцов вызывает быстрое уменьшение критических параметров и приводит к отсутствию сверхпроводимости при $T > 0.4 \text{ К}$.

Отметим, что избыток (y) Te в SnTe_{1+y} и $\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Te}_{1+y}$ является электрически активным, создавая вакансии металла, которые в соединениях $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ являются акцепторами (создают две дырки в валентной зоне на вакансию). Однако в материалах, легированных In, мы не наблюдаем заметного роста концентрации дырок в валентной зоне (рис. 1). Это связано с пиннингом уровня Ферми E_F примесными резонансными состояниями In, которые, как отмечалось выше, создают большой пик плотности состояний. Таким образом, введение избытка Te в $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te}:\text{In}$ не приводит к существенному смещению E_F в валентной зоне, однако увеличивает заполнение резонансных состояний In дырками (вплоть до полного заполнения). При этом происходит постепенный выход E_F из полосы In, причем смещение E_F от центра примесной полосы с максимальной плотностью резонансных состояний к ее нижнему краю (в шкале энергий электронов) сопровождается уменьшением плотности состояний на уровне Ферми $N(0)$ и уменьшением интенсивности взаимодействия электронов в зонных и примесных состояниях. Об этом свидетельствуют оценки плотности состояний на уровне Ферми, сделанные на основе полученных экспериментальных данных в соответствии с формулой $N(0) = 2.84 \cdot 10^{14} |\partial H_{c2}/\partial T|_{T_c} \rho_N^{-1}$, и данные по удельному сопротивлению образцов (рис. 2). Именно с отмеченными факторами связан общий вид наблюдаемых зависимостей, характеризующихся уменьшением критических параметров сверхпроводящего перехода при введении избытка теллура в исследованных составах.

Вместе с тем зависимости параметров сверхпроводящего перехода в исследованных сериях ($z = 0$ и 0.2) характеризуются количественными различиями. В $(\text{Sn}_{0.8}\text{Pb}_{0.2})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$ (при малых y) T_c и $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c}$ заметно выше; в то же время по мере роста избытка Te (y) в образцах критические параметры уменьшаются более резко, чем в $\text{Sn}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}_{1+y}$ (рис. 1, 2). Отмеченные особенности экспериментальных данных находят объяснение, если учесть сложное строение валентной зоны исследованных материалов. При этом необходимо учесть в соответствии с результатами [9], что с ростом содержания Pb в твердом растворе $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te}$ взаимное расположение глубоких экстремумов (предположительно в точках Δ, Σ зоны Бриллюэна) изменяется относительно мало (при $z < 0.5$), а резонансные состояния In быстро смещаются к потолку валентной зоны (экстремумы в L-точках зоны Бриллюэна). В результате с ростом z в твердом растворе происходит увеличение заполнения полосы In дырками за счет перехода дырок из дополнительных экстремумов в резонансные состояния и, как следствие, рост критических параметров. Происходящее при этом уменьшение суммарной плотности зонных состояний на уровне Ферми должно приводить к более сильной зависимости от величины избытка Te параметров сверхпроводящего перехода и интенсивности резонансного рассеяния в твердом растворе $\text{Sn}_{1-z}\text{Pb}_z\text{Te}:\text{In}$; этот вывод согласуется с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки за 1997–2000 гг." (проект № 75) и РФФИ (проект № 99-02-1856).

Список литературы

- [1] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН **145**, 1, 51 (1985).
- [2] Г.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, В.В. Компаниец, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, М.А. Шахов. ФТТ **28**, 4, 1094 (1986).
- [3] R.V. Parfeniev, D.V. Shamshur, M.A. Shakhov, Zb. Chrapkiewicz. J. of Alloys and Compounds **219**, 313 (1995).
- [4] Г.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, М.А. Квантов, О.Е. Квятковский. ФТТ **32**, 10, 2869 (1990).
- [5] С.А. Немов, Ю.И. Равич. УФН **168**, 8, 817 (1998).
- [6] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур. Письма в ЖЭТФ **35**, 12, 517 (1982).
- [7] R.A. Hein, R.H.E. Meier. Phys. Rev. **179**, 2, 497 (1969).
- [8] H. Miyauchi, T. Nakaima, E. Kanda. J. Phys. Soc. Japan **34**, 282 (1973).
- [9] А.В. Березин, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур. ФТТ **35**, 1, 53 (1993).