

# Рентгеноспектральный микроанализ четверных полупроводниковых твердых растворов и его применение к системе (SnTe–SnSe):In

© В.А. Мошников, А.В. Мошников, С.А. Немов\*, Р.В. Парфеньев\*\*, А.И. Румянцева, А.В. Черняев\*\*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

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

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

(Поступила в Редакцию 3 сентября 1998 г.)

Разработана надежная методика локального определения химического состава многокомпонентных полупроводниковых твердых растворов и проверена возможность ее применения к системе четверных твердых растворов SnTe–SnSe, легированных 16 at% In. Изучено поведение электрического сопротивления образцов данных твердых растворов при низких температурах 0.4–4.2 К. Определены критическая температура  $T_c$  и второе критическое магнитное поле  $H_{c2}$  сверхпроводящего перехода и их зависимости от состава твердых растворов. Сверхпроводящий переход с  $T_c \approx 2\text{--}3\text{ К}$  обусловлен дырками резонансных состояний примеси In, наблюдаемое изменение параметров сверхпроводящего перехода при увеличении содержания Se в твердом растворе связывается со взаимным смещением экстремумов валентной зоны и полосы резонансных состояний In.

Соединения  $A^{IV}B^{VI}$  представляют как научный, так и практический интерес благодаря необычным свойствам, связанным с легированием этих соединений примесями III группы, в данном случае — с легированием In твердых растворов на основе SnTe. Примесные атомы In образуют в энергетическом спектре SnTe и в твердых растворах  $\text{Sn}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  ( $x \leq 0.2$ ) [1] и  $\text{Sn}_{1-x}\text{Pb}_x\text{Te}$  ( $x \leq 0.4$ ) [2] полосу квазилокальных (резонансных) состояний, расположенных на фоне валентной зоны. Глубина залегания примесной полосы и ее уширение существенно зависят от уровня легирования  $N_{\text{In}}$  — концентрация введенного в кристалл In — и состава твердого раствора. Существование полосы квазилокальных состояний In с высокой плотностью состояний  $g_{\text{In}} \sim N_{\text{In}}$  приводит к появлению ряда новых физических явлений, таких как пиннинг уровня Ферми  $\epsilon_F$  дырок и резонансное рассеяние дырок в полосу In [2, 3]. В частности, для SnTe с примесью In характерны аномальные температурные и концентрационные зависимости основных кинетических коэффициентов и низкие холловские подвижности ( $R\sigma \lesssim 100\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ). С заполнением примесных резонансных состояний тесно связано появление сверхпроводимости с относительно высокими для полупроводников критическими температурами сверхпроводящего перехода в области гелиевых температур и критическими магнитными полями порядка 10–30 kOe [3–5]. Необходимо отметить, что  $T_c$  и  $H_{c2}$  в SnTe без примеси In имеют значения на порядок ниже [6]. Поэтому твердые растворы на основе SnTe:In могут быть перспективными материалами для создания низкотемпературных болометров для гелиевой области температур. Кроме того, тесная взаимосвязь существования резонансных примесных состояний и связанной с ними сверхпроводимости позволяет использовать изучение сверхпроводящих свойств таких материалов в качестве

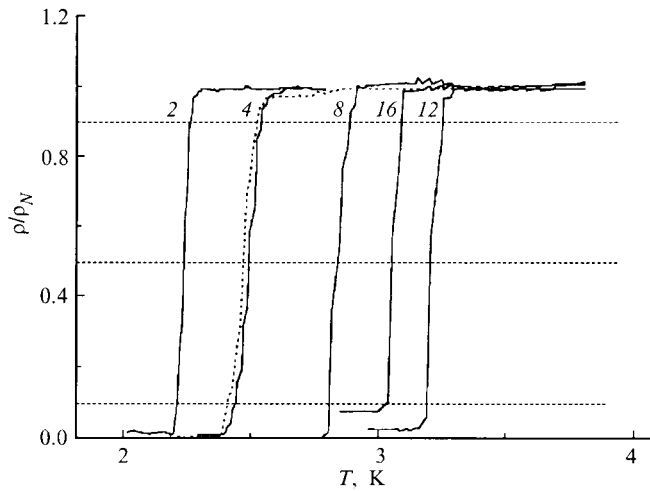
метода изучения резонансных примесных состояний. Однако точное определение сверхпроводящих параметров и создание болометрических элементов возможно только лишь на высокооднородных объемных образцах и пленках без включений второй фазы. Поэтому необходим качественный контроль состава образцов изучаемых твердых растворов.

Одним из наиболее перспективных в настоящее время методов количественного анализа химического состава вещества является рентгеноспектральный микроанализ. Преимуществами метода являются высокая локальность измерений — 1–3  $\mu\text{m}$ , чувствительность  $5 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ , а также практически неразрушающее воздействие электронного зонда на поверхность образца.

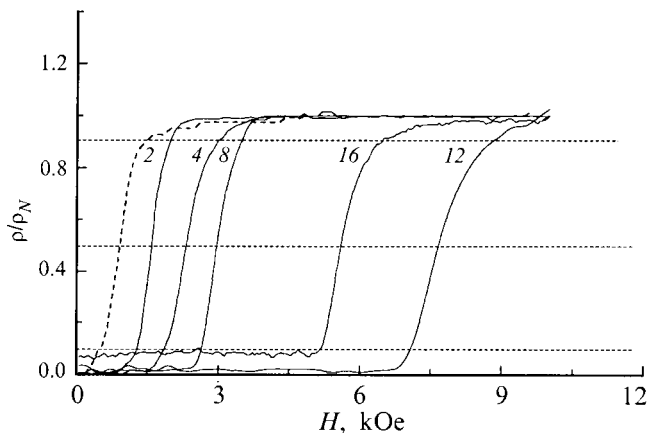
Цель настоящей работы — создание надежной методики локального определения химического состава четверных полупроводниковых твердых растворов и проверка возможности применения изложенной далее методики к системе твердых растворов (SnTe–SnSe):In.

## 1. Образцы

Образцы, состав которых соответствовал химической формуле  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$  ( $y = 0.02, 0.04, 0.08, 0.12, 0.16$ ), были приготовлены металлокерамическим методом. Синтез слитков проводился сплавлением в вакууме исходных компонентов полупроводниковой чистоты. После измельчения слитков (размер зерна  $d \lesssim 0.1\text{ mm}$ ) проводилось горячее прессование при температуре 350°C. В дальнейшем образцы отжигались в вакууме при температуре 600°C в течение 100 h. Проведенный рентгеноспектральный микроанализ не выявил наличия следов второй фазы в образцах вплоть до содержания Se  $y = 0.16$ .



**Рис. 1.** Сверхпроводящий переход в твердых растворах  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$ . Цифры соответствуют содержанию Se в at%. Критическая температура  $T_c$ , К (ширина перехода  $\Delta T_c$ , К): 2 — 2.23 (0.03), 4 — 2.49 (0.09), 8 — 2.83 (0.06), 12 — 3.17 (0.04), 16 — 3.05 (0.04). Удельное сопротивление образцов в нормальном состоянии  $\rho_N$ , мОм · см: 2 — 6.70, 4 — 14.56, 8 — 0.68, 12 — 1.10, 16 — 0.34. Пунктирной линией показан сверхпроводящий переход в образце  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$  ( $T_c = 2.46$  К,  $\Delta T_c = 0.10$  К).



**Рис. 2.** Сверхпроводящий переход в магнитном поле в твердых растворах  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$ . Цифры соответствуют содержанию Se в at%. Второе критическое магнитное поле  $H_{c2}$  Ое (ширина перехода по магнитному полю  $\Delta H_{c2}$ , Ое): 2 — 1550 (600), 4 — 2300 (1080), 8 — 3050 (970), 12 — 5450 (1770), 16 — 7675 (1120). Данные экспериментальные кривые приведены при 2.31 К для образцов 2, 4; при 2.41 К для образцов 8, 12, 16. Штриховой линией показана соответствующая зависимость для образца  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ , измеренная при  $T = 2.35$  К ( $H_{c2} = 900$  Ое,  $\Delta H_{c2} = 1000$  Ое).

Исследование сверхпроводящих свойств данных твердых растворов показало, что скачок сопротивления при переходе в сверхпроводящее состояние (рис. 1) является резким, без каких-либо ступенек или изломов, что свидетельствует об отсутствии сверхпроводящих фаз другого

состава. Подобный вид имеют и кривые, описывающие разрушение сверхпроводящего состояния в магнитном поле (рис. 2). Малые значения ширины сверхпроводящего перехода  $\Delta T_c \ll T_c$  (рис. 1) и ширины сверхпроводящего перехода в магнитном поле  $\Delta H_{c2}$  (рис. 2) свидетельствуют о хорошем качестве образцов и их высокой однородности по объему. Ширины переходов по температуре и магнитному полю определялись как разности температур (или магнитных полей) на уровнях  $\rho = 0.9\rho_N$  и  $\rho = 0.1\rho_N$  ( $\rho_N$  — удельное сопротивление образцов в нормальном состоянии). Сами сверхпроводящие параметры —  $T_c$  и  $H_{c2}$  — определялись из условия  $\rho = 0.5\rho_N$ . Необходимо отметить, что в образце, не содержащем Se, наблюдаются приблизительно такие же значения этих величин. Падение сопротивления исследованных образцов практически до нулевого уровня (уровень нулевого сигнала определялся по выключению тока через образец) является показателем отсутствия в них несверхпроводящей фазы.

Учитывая значительное содержание In в образцах, можно было ожидать выпадения данного компонента в виде отдельной фазы. Однако отличие параметров сверхпроводящего перехода In (для чистого In  $T_c = 3.405$  К, второе критическое магнитное поле при нулевой температуре  $H_{c2}(0) = 285$  Ое) [7] от наблюдаемых авторами в твердых растворах (рис. 1, 2) свидетельствует о том, что сверхпроводящий переход происходит именно в материале твердого раствора  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$ .

Отметим, что объемный характер сверхпроводимости в  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  был установлен путем измерений теплоемкости  $C(T)$  [8].

## 2. Методика рентгеноспектрального микроанализа четверных твердых растворов

Существует большое количество вариантов обработки экспериментально получаемой аналитической информации (интенсивности характеристического рентгеновского излучения (ХРИ)): метод  $\alpha$ -коэффициентов, ZAF-коррекции, метод Монте-Карло и др. [9–12]. Методы на основе модели Монте-Карло используются для моделирования распределения ХРИ в образце и определения локальностей в продольном и поперечном направлениях и для оценки интенсивности выходящего ХРИ. При расчетах, как правило, задается состав образца, количество слоев и их геометрия. Для обработки экспериментальных данных и нахождения состава непосредственно в ходе измерений используется алгоритм расчета на основе схемы моделей ZAF, в которых поправочные функции на возникающие эффекты генерации и поглощения ХРИ, а также на флуоресценцию от ХРИ или тормозного спектра рассчитываются раздельно [13]. Расчет поправок требует гипотетического задания составов с последующей коррекцией введенных значений по сопоставлению с результатами эксперимента. Разработано

несколько алгоритмов осуществления этой процедуры. Наиболее часто последовательные итерации проводят по схеме Вегштейна [14]. В любом случае процедура заканчивается, когда сумма концентраций всех компонентов становится близкой к 1.

Для твердых растворов проведение подобных расчетов из-за погрешностей экспериментального и теоретического характеров не является корректным: возникают противоречия с физико-химическим требованием существования полупроводниковых твердых растворов в квазибинарных разрезах. Кроме того, существует неопределенность выбора конкретного алгоритма расчета из-за большого количества предложенных вариантов формул коррекции по схеме ZAF, обеспечивающих удовлетворительное согласие для узкого круга исследуемых материалов. Более того, диффузионная модель Арчарда-Малви, являющаяся основой метода ZAF, из-за своих ограничений должна приводить к возрастанию погрешности при переходе к анализу более многокомпонентных материалов.

Полупроводниковые твердые растворы кристаллизуются в квазибинарных разрезах. Это свойство позволяет для тройных твердых растворов ( $A_xA_{1-x}^*B$  или  $AB_xB_{1-x}^*$ ) использовать калибровочные зависимости, а также обеспечивает возможность нахождения оптимального алгоритма. Для микроанализа многокомпонентных образцов на основе данных о бинарных системах в [15] предложен графоаналитический метод (метод изогипс). Этот метод для некоторых четверных твердых растворов дает вполне удовлетворительные результаты, в то время как для других — погрешности значительны.

Теоретически, как показано в [16], это связано с тем, что метод изогипс основан на нахождении точки пересечения поверхностей (прямых в случае тройных систем), отвечающих условию постоянного значения интенсивности ХРИ. Пересечение таких прямых — изогипс, отвечающих опытным значениям интенсивностей ХРИ для анализируемых элементов, дает конфигуративную точку искомого состава. Линейная интерполяция практически означает, что на этом этапе расчета пренебрегают отклонением от линейной зависимости ХРИ от массовой концентрации.

В четверных системах полупроводниковые твердые растворы лежат в плоскостях, проходящих через конфигуративные точки, соответствующие бинарным соединениям (рис. 3). Однако сечение будет плоским только в тетраэдре, построенном по мольным концентрациям (а не по массовым). Кроме того, интенсивности ХРИ — нелинейные функции от концентраций, поэтому применение линейной аппроксимации зачастую является слишком грубым допущением.

Сущность предлагаемой методики является снятие линейных ограничений, присущих методу изогипс, путем расчета линий равной интенсивности в нелинейном приближении. При этом также уничтожаются ограничения, возникающие из-за противоречия плоскостности разреза четверных систем при построении тетраэдра в атомных

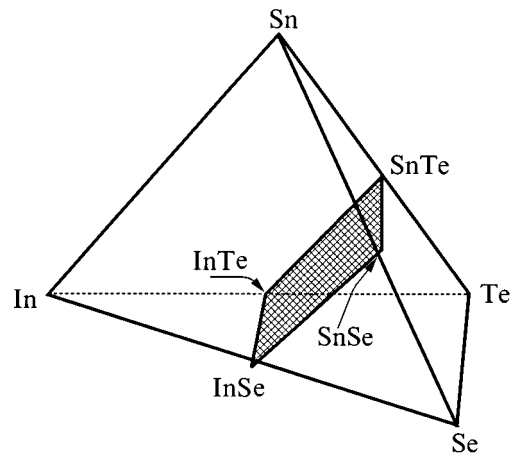


Рис. 3. Плоскость квазибинарного разреза в системе Sn–In–Se–Te.

долях и зависимости  $I_{is}/I_{i\text{etal}}$  от массовой концентрации, где  $I_{is}$  и  $I_{i\text{etal}}$  — интенсивности характеристического излучения  $i$ -го компонента, возбуждаемого электронным зондом в образце и эталоне соответственно.

Методика основана на приемах нелинейной интерполяции и может быть использована как для тройных и четверных систем, так и для твердых растворов, содержащих большее количество компонентов. Алгоритм включает следующие этапы:

1) нахождение коэффициента нелинейности  $C_i$  из зависимости  $I_{is}/I_{i\text{etal}} = F_i$  для тройной системы  $A_{1-x}B_xC$

$$F_i = xI_i^{AC}/I_i + (1-x)I_i^{BC}/I_i + C_i^{AC-BC}x(1-x);$$

2) расчет  $F_i$  в многокомпонентной системе для каждого  $i$ -го компонента;

3) определение состава, отвечающего точке пересечения семейства линий  $F_i$ .

Для четверной системы  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$   $F_i(x, y) = I_{is}/I_{i\text{etal}}$  описывается зависимостью

$$\begin{aligned} F_i(x, y) = & F_{i4} + [F_{i3} - F_{i4}]x + [F_{i2} - F_{i4}]y \\ & + [F_{i1} + F_{i4} - F_{i2} - F_{i3}]xy \\ & - [C_{i24} + \{C_{i13} - C_{i24}\}x]y[1-y] \\ & - [C_{i34} + \{C_{i12} - C_{i34}\}y]x[1-x], \end{aligned}$$

при этом бинарным соединениям присвоены индексы AC — 1, BC — 2, AD — 3, BD — 4.

Для четверных систем вида  $A_xB_yC_{1-x-y}D$  и  $AB_xC_yD_{1-x-y}$

$$\begin{aligned} F_{i3}(x, y) = & F_{i3} + (F_{i1} - F_{i3})x + (F_{i2} - F_{i3})y \\ & - C_{i12}xy - C_{i13}x(1-x-y) - C_{i23}y(1-x-y), \end{aligned}$$

где бинарным соединениям присвоены индексы AD — 1, BD — 2, CD — 3 (для  $A_xB_yC_{1-x-y}D$ ) или AD — 1, BD — 2, CD — 3 для  $AB_xC_yD_{1-x-y}$ .

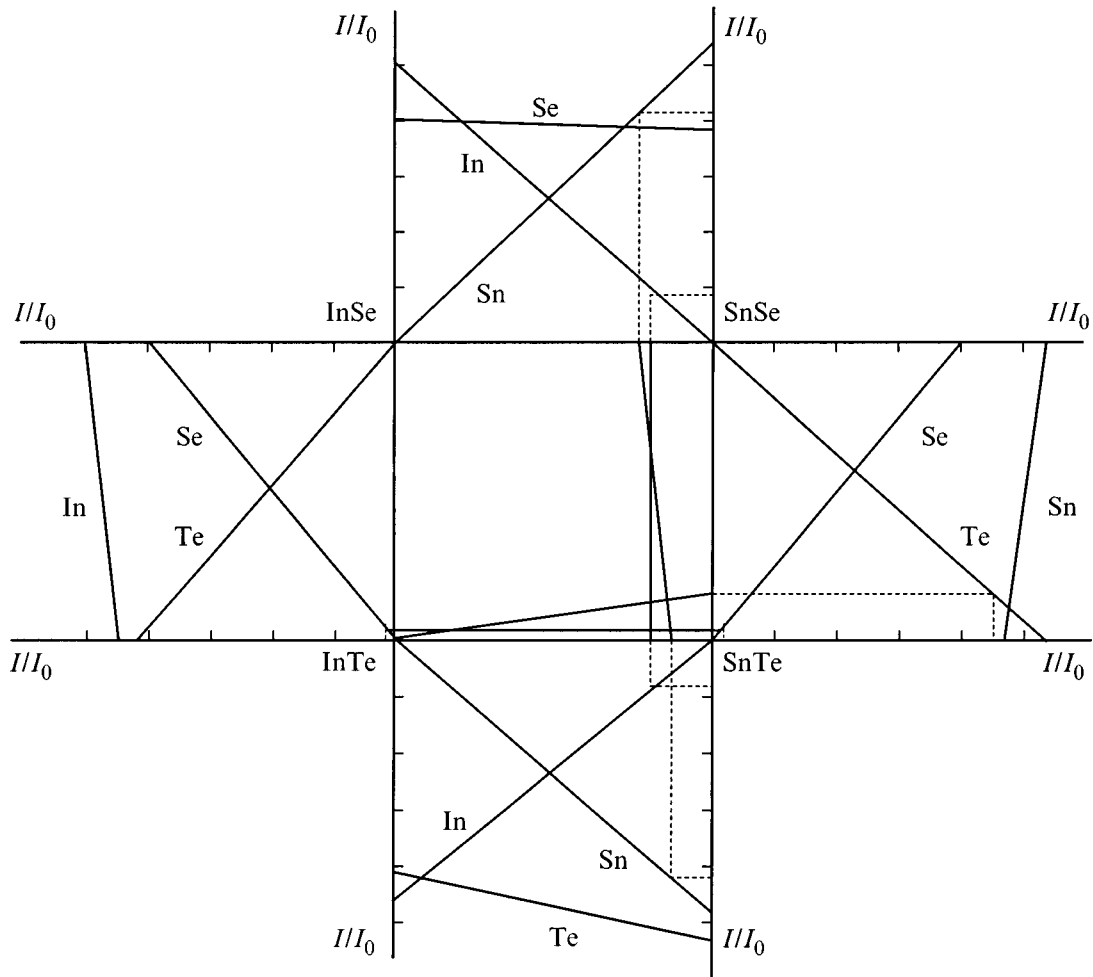


Рис. 4. Графоаналитический метод анализа состава четверной системы (SnTe–SnSe):In.

Для пятикомпонентной системы вида  $A_x B_{1-x} C_y D_z E_{1-x-y}$  нелинейная интерполяция дает выражение для  $F_i(x, y, z)$

$$F_i(x, y, z) = x[yF_{i1} + zF_{i3} + wF_{i5} - C_{i13}xz - C_{i15}yw - C_{i35}zw] + (1-x)[yF_{i2} + zF_{i4} + wF_{i6} - C_{i24}yz - C_{i26}yw - C_{i46}zw] - x(1-x) \times [yC_{i12} + zC_{i34} + wC_{i56}], \text{ где } w = 1 - y - z,$$

при этом бинарным соединениям присвоены индексы AC — 1, BC — 2, AD — 3, BD — 4, AE — 5, BE — 6.

Аналогичным образом могут быть рассчитаны функции  $F_i$  и для систем с большим количеством компонентов.

В табл. 1 приведены результаты расчета коэффициентов нелинейности для базовых тройных твердых растворов четырехкомпонентного твердого раствора  $Sn_{1-x}In_xSe_yTe_{1-y}$ , графические зависимости относительных интенсивностей которых приведены на рис. 4. Расчет поправочных функций на эффект генерации (атомный

номер) произведен по соотношению Данкамба–Шилдса, на эффект поглощения — по соотношению Филибера с постоянной Ленарда, модифицированному Хейнрихом, поправка на эффект вторичной флуоресценции вводилась в соответствии с расчетным выражением Рида–Лонга. Угол отбора рентгеновского излучения  $\theta$  составлял  $18^\circ$ , значение ускоряющего напряжения — 20 kV.

Сложность экспериментальной проверки предложенного алгоритма расчета заключалась в необходимости сравнения теоретических данных с опытными, из-

Таблица 1. Коэффициенты нелинейности  $C_i$  для базовых тройных твердых растворов в системе Sn–In–Se–Te

Элемент	Система			
	SnSe–InSe	SnTe–SnSe	SnTe–InTe	InTe–InSe
Sn	$1.138 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$9.712 \cdot 10^{-3}$	0
In	$1.142 \cdot 10^{-2}$	0	$8.342 \cdot 10^{-3}$	$3.306 \cdot 10^{-3}$
Te	0	$3.957 \cdot 10^{-2}$	$4.326 \cdot 10^{-2}$	$1.116 \cdot 10^{-2}$
Se	$8.6 \cdot 10^{-5}$	$8.114 \cdot 10^{-2}$	0	$8.167 \cdot 10^{-2}$

Таблица 2. Составы исследованных образцов

По закладке в шихту		По результатам обработки экспериментальных данных	
$x$	$y$	$x$	$y$
0.16	0.02	0.1610	0.0205
0.16	0.04	0.1600	0.0402
0.16	0.08	0.1600	0.0803
0.16	0.12	0.1600	0.1201
0.16	0.16	0.1600	0.1600

меренными на многокомпонентных образцах, соответствующих требованиям, предъявляемым к эталонам. В  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$  возможно как возникновение неоднородностей по составам  $x$  и  $y$ , так и выделение избыточных компонентов в виде микровключений. Исследования проводились на установке "Сатеса", ускоряющее напряжение также составляло величину 20 кВ, угол отбора ХРИ — 18°.

Предварительный анализ состава образцов  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$  может быть проведен по калибровочным зависимостям (графоаналитический метод). В качестве примера на рис. 4 показано применение указанного метода для анализа системы Sn–In–Se–Te. Для нахождения состава  $x$  ( $y$ ) экспериментальные значения интенсивности ХРИ каждого элемента откладываются на соответствующих осях и проецируются на стороны квадрата, строятся изогипсы. Следует отметить, что при абсолютно правильном определении концентраций всех компонентов твердого раствора конфигурационная точка внутри квадрата отвечает пересечению двух прямых в точке  $(x, y)$ . При наличии погрешностей экспериментального характера образуется четырехугольник несоответствия; так как статистика рентгеновских квантов подчиняется распределению Пуассона, более достоверными являются экспериментальные данные для элементов с меньшими концентрациями (In, Se). Составы исходной загрузки и результаты обработки экспериментальных данных по предложенной методике, основанной на приемах параболической интерполяции, сведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, между составами исходной шихты и результатами исследования состава образцов наблюдается хорошее согласие.

### 3. Сверхпроводящие свойства образцов

Температурная зависимость удельного сопротивления образцов  $\rho(T)$  измерялась в диапазоне температур 0.4–4.2 К в отсутствие и при наличии магнитного поля  $H$  до 10 кОе (рис. 1). Величины производных  $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c}$  для каждого образца находились из соответствующих экспериментальных зависимостей  $H_{c2}(T)$ , приведенных на рис. 5. Температурные зависимости

$\rho(T)$  изображены на рис. 1, из которого видно, что в исследованных твердых растворах  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$  ( $y = 0.2-0.16$ ) сверхпроводящий переход наблюдается в интервале 2–3 К. Столь высокие значения  $T_c$  были характерны также для твердых растворов  $\text{Sn}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}:\text{In}$  и  $\text{Sn}_{1-x}\text{Pb}_x\text{Te}:\text{In}$ , исследованных ранее [1, 3 5], для которых установлено, что сверхпроводимость обусловлена уровнем заполнения дырками примесных резонансных состояний примеси In. Поэтому именно с наличием резонансных состояний In в валентной зоне можно связать наблюдение сверхпроводящего перехода в изученных авторами твердых растворах  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ . К сожалению, зонная структура твердых растворов SnTe–SnSe, насколько нам известно, не изучалась. Поэтому для оценок были использованы данные [17] о зонной структуре SnTe. Используя холловские данные о концентрации ды-

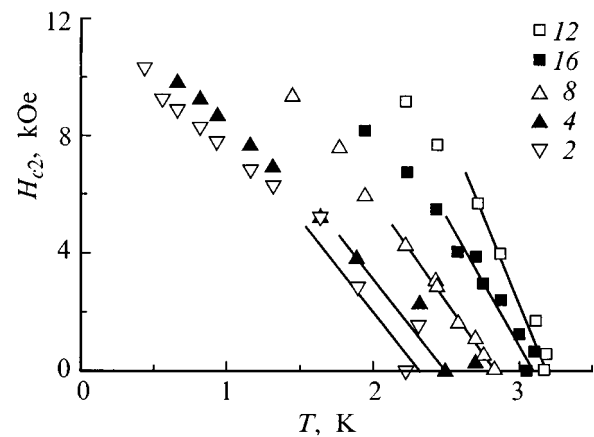


Рис. 5. Температурные зависимости второго критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  в образцах твердых растворов  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$ . Цифры соответствуют содержанию Se в at%.

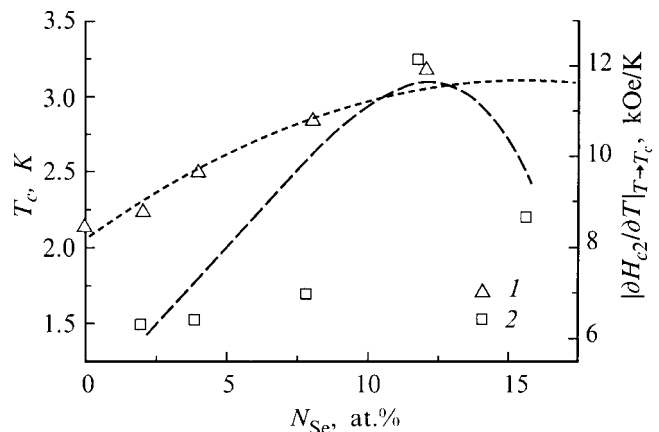


Рис. 6. Зависимости от состава ( $y$ ) температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  (1) и модуля производной второго критического магнитного поля по температуре в точке сверхпроводящего перехода  $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c}$  (2) для образцов твердых растворов  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$ .

рок ( $\rho \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) и результаты [17], мы получили, что в исследованных образцах уровень Ферми  $\varepsilon_F$  расположен приблизительно на 0.3 eV ниже вершины основного экстремума валентной зоны (в  $L$ -точке зоны Бриллюэна) и заходит в  $\Sigma$ -зону. Как отмечалось выше, приблизительно при этих же энергиях расположена полоса резонансных состояний In,  $\varepsilon_{\text{In}} \approx \varepsilon_F$ .

Разработанная методика рентгеноспектрального микроанализа четырехкомпонентных материалов позволила надежно определить состав исследуемых образцов. Это позволило авторам исследовать зависимость параметров сверхпроводящего перехода от содержания Se в твердом растворе (рис. 6). Наблюдаемую немонотонную зависимость критической температуры  $T_c(y)$  от количества введенного Se, учитывая сложное строение валентной зоны в SnTe (наличие экстремумов в  $L$ -,  $\Sigma$ - и  $\Delta$ -точках зоны Бриллюэна) [17], можно связать со взаимным смещением экстремумов валентной зоны и полосы примесных состояний In по мере увеличения содержания Se в твердом растворе  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$ ,  $y = 0.16$ .

Таким образом, в настоящей работе предложена методика рентгеноспектрального микроанализа многокомпонентных полупроводниковых твердых растворов, основанная на приемах нелинейной интерполяции. Данная методика, позволяющая существенно повысить точность определения состава четверных твердых растворов, апробирована на образцах с составами  $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$  ( $y = 0.02-0.16$ ). Кроме того, показано, что использование приемов нелинейной интерполяции (параболическое приближение) позволяет проводить анализ состава не только четверных, но и пяттерных твердых растворов.

Знание состава исследуемых образцов позволило установить зависимость параметров сверхпроводящего перехода от содержания Se в твердых растворах  $\text{SnSe}_y\text{Te}_{1-y}$ : In при фиксированном содержании примеси In (16 at%).

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы" (проект № 75, 1997 г.) и частично при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96–02–17848).

## Список литературы

- [1] А.В. Березин, М.К. Житинская, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур. ФТТ **34**, 4, 1216 (1992).
- [2] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН **145**, 1, 51 (1985).
- [3] Г.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, В.В. Компаниец, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, М.А. Шахов. ФТТ **28**, 4, 1094 (1986).
- [4] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич. ФТП **26**, 201 (1992).
- [5] R.V. Parfeniev, D.V. Shamshur, M.A. Shakhov, Zb. Chrapkiewicz. J. of Alloys and Compounds **219**, 313 (1995).

- [6] R.A. Hein, P.H.E. Meier. Phys. Rev. **179**, 2, 497 (1969).
- [7] H.R.O'Neal, N.E. Phillips. Phys. Rev. **A748**, 137 (1965).
- [8] H. Miyauchi, T. Nakajima, E. Kanda. J. Phys. Soc. Jpn. **34**, 282 (1973.)
- [9] С.Г. Конников, А.Ф. Сидоров. Электронно-зондовые методы исследования полупроводниковых материалов и приборов. Энергия, М. (1978). 136 с.
- [10] Количественный электронно-зондовый микроанализ/ Под ред. В. Скотта, Г. Лава. Мир, М. (1986). 352 с.
- [11] Л.А. Павлова, Л.Ф. Парадина. Рентгеноспектральный микроанализ и его применение в минералогии. Якутский научный центр СО АН СССР, Якутск (1990). 188 с.
- [12] В.П. Афонин, В.И. Лебедь. Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном микроанализе. Наука, Новосибирск (1989). 150 с.
- [13] В.А. Мошников, Д.А. Яськов. Рентгеноспектральный микроанализ в физической химии полупроводников. Учеб. пособие. ЛЭТИ, Л. (1986). 48 с.
- [14] С. Рид. Электронно-зондовый микроанализ. Пер. с англ. Мир, М. (1979). 423 с.
- [15] А.И. Заславский, Т.Т. Дедегкаев, А.Ф. Сидоров. Графоаналитический микронзондовый анализ тройных систем. Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Машиностроение, **17**, 163 Л. (1975).
- [16] R. Assenov, A. Moshnikov, B. Patarov, D. Yaskov. Cryst. Res. Techn. **22**, 10, 1289 (1987).
- [17] Г.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, М.А. Квантов, О.Е. Квятковский. ФТТ **32**, 10, 2869 (1990).