

УДК 539.293

© 1991

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА У ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.1 < x < 0.16$)

Л. А. Куракозова, Н. Я. Минина, Г. Нойберт, З. Рогашевски

В монокристаллических полупроводниковых сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.1 < x < 0.16$) при 4.2 К исследованы сопротивление и эффект Холла в условиях сильного ($\approx 0.3\%$) одноосного сжатия вдоль бинарной и биссекторной осей. Вид характерных деформационных зависимостей этих величин определяется сильной анизотропией энергетического спектра сплавов висмут—сурьма, проявляющейся при эффектах перераспределения носителей в L -долинах под воздействием одноосной деформации, однако качественно различен для однородных и пространственно-неоднородных образцов и может служить критерием их совершенства.

Сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ представляют собой непрерывный ряд твердых растворов замещения, в которых происходит перестройка от энергетического спектра Bi к спектру Sb. В интервале концентраций $0.065 \leq x \leq 0.22$ сплав висмут—сурьма является полупроводником. Дно зоны проводимости сплава определяется тремя экстремумами в эквивалентных точках L зоны Бриллюэна, отделенных от соответствующих экстремумов в валентной зоне прямой энергетической щелью E_{gL} (рис. 1). Одной из отличительных особенностей этих материалов является относительная простота получения качественных монокристаллов, критерием однородности и совершенства которых до сих пор служила возможность наблюдения в них квантовых осцилляционных эффектов практически во всем интервале концентраций x . Последнее обстоятельство связано прежде всего с тем, что $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ являются сплавами изовалентных и изоструктурных элементов, основное отличие которых заключается в разнице атомных радиусов. Принято считать, что примесь в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ мало искажает зонный спектр [1], приводя лишь к небольшому ≈ 0.1 мэВ хвосту плотности состояний на границе энергетических зон.

Изменение зонной структуры Bi и сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0 < x < 0.3$) при сильном одноосном сжатии вдоль бинарной C_1 и биссекторной C_2 осей до деформаций $\varepsilon \approx 0.3\%$ изучено в работах [2–5] с помощью квантовых осцилляций магнитосопротивления. Было показано, что при сжатии имеет место неэквивалентное смещение относительно друг друга L_i -экстремумов как в валентной зоне, так и в зоне проводимости со скоростью по шкале энергий $\Delta E/\Delta\varepsilon \approx 10$ эВ/ед. деф., приводящее к перераспределению носителей заряда в этих экстремумах и происходящее таким образом, что величина E_{gL} остается неизменной [2, 3] (рис. 1). Деформационные потенциалы сплава $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, определенные в [3], позволяют рассчитать положение уровня Ферми (УФ) относительно зонных экстремумов для любого значения ε . Так, сжатие вдоль C_2 приводит при $\varepsilon = \varepsilon_{k_1}$ к переливу всех электронов в долину L_1^v , после которого величина $\Delta S/S_0$, где S — сечение соответствующего электронного «эллипсоида» поверхности Ферми (ПФ),

перестаёт изменяться вплоть до возникновения перекрытия зонного термина L_1^e при $\epsilon = \epsilon_{k_3}$ с поднимающимися дырочными терминами $L_{2,3}^h$ [4] (рис. 2). При сжатии вдоль C_1 аналогичный перелив носителей происходит в опускающиеся экстремумы $L_{2,3}^e$.

Очевидно, что достаточно сильная одноосная деформация вдоль осей C_1 и C_2 материала с сильно анизотропным законом дисперсии, каковым является сплав висмут—сурьма, должна приводить к сложной деформационной зависимости гальваномагнитных характеристик в результате перераспределения носителей заряда между ставшими неэквивалентными L_i -долинами. Однако такие кинетические характеристики, как сопротивление и коэффициент Холла, интерпретация которых при исследовании изменений энергетического спектра менее однозначна по сравнению с данными о ПФ,

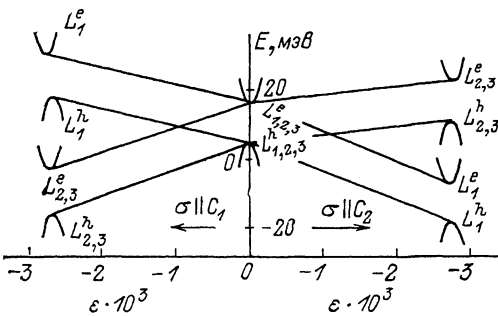


Рис. 1. Зонная структура сплава $\text{Bi}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ и ее перестройка при одноосном сжатии усилием $\sigma \parallel C_1$ или $\sigma \parallel C_2$.

Энергия отсчитывается от потолка валентной зоны в точке T [4].

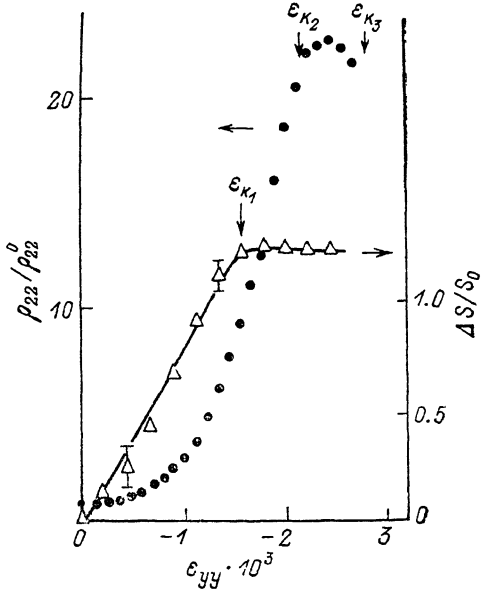


Рис. 2. Зависимость от деформации сжатия относительной величины электросопротивления (левая шкала) и относительной величины минимального сечения ПФ (правая шкала) для образца № 1.

Значения $\epsilon = \epsilon_{k_1}, \epsilon_{k_2}, \epsilon_{k_3}$ соответствуют полному переливу носителей в экстремум L_1^e , положению УФ в середине запрещенной зоны, возникновению перекрытия L_1^e с дырочными экстремумами $L_{2,3}$.

в работах [2–5] практически не изучены. Тем не менее отдельные результаты указывают на тот факт, что их изменение при сильном одноосном сжатии не совсем укладывается в общую картину происходящей трансформации ПФ. Так, в работе [4] при деформациях $\epsilon > \epsilon_{k_1}$, когда уже осуществлен перелив всех носителей заряда в экстремум L_1^e и наблюдается стабилизация сечения S электронной ПФ в L_1^e , электросопротивление продолжает изменяться (рис. 2). При этом зависимость $\rho_{22}(\epsilon)/\rho_{22}^0$ имеет вид характерного пика.

Для установления общих закономерностей поведения кинетических характеристик у полупроводниковых сплавов висмут—сурьма при сильном одноосном сжатии вдоль C_2 в настоящей работе были исследованы зависимости электросопротивления и коэффициента Холла до деформаций $\epsilon \approx -0.3\%$ у нескольких серий образцов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в интервале концентраций $0.1 < x < 0.16$. Измерения проводились как при температуре жидкого гелия, так и при отогреве до $T \approx 100$ К. Проводился также контроль пространственной однородности распределения сурьмы в сплаве.

1. Методика эксперимента

Деформирование образцов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ при низких температурах осуществлялось с помощью калиброванного растягивающего устройства, в кото-

ром растягивающее усилие, приложенное в направлении оси X к упругому кольцу из немагнитной стали, трансформировалось в одноосное сжатие исследуемого образца, имеющего форму параллелепипеда $3 \times 0.6 \times 0.6$ мм и жестко закрепленного в этом кольце с помощью полимеризованной смолы «Аральдит» в направлении Y , перпендикулярном оси X (данная методика описана в [4]).

Монокристаллические образцы $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0.1 < x < 0.16$) были получены из различных источников. Серия исследуемых образцов вырезалась из массивного блока вдоль оси C_1 , направление которой было определено с точностью $\approx 1^\circ$ по следам вторичных плоскостей скольжения на базисной плоскости (111). Характеристика образцов приведена в таблице. Все образцы были n -типа и отличались различным содержанием остаточных примесей; лишь в случае образцов серии № 1 сильное легирование примесью теллура было преднамеренным. Концентрация сурьмы в сплаве,¹ а также величина деформации образца определялись выборочно для характерных образцов серии с помощью рентгеновской дифрактометрии по изменению межплоскостных расстояний в зависимости от величины x или сжимающей нагрузки σ соответственно.

Характеристики исследованных образцов

Номер серии	Состав	Источник	$\frac{\rho_{1-2}}{\rho_{300}}$	$N_X, \text{ см}^{-3}$	$\mu_X, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\frac{\rho_{22}^c}{\rho_{22}^0}$	$E_F^0, \text{ мэВ}$
Группа I							
1*	$Bi_{0.9}Sb_{0.1} + 10^{-4} \text{ ат.}\% \text{ Te}$	ИМЕТ	0.59	$2.5 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$	23	9
2	$Bi_{0.89}Sb_{0.11}$	ЛГПИ	4.7	$3.8 \cdot 10^{15}$	$2.0 \cdot 10^6$	23	3.2
3	$Bi_{0.85}Sb_{0.15}$	БГУ	91	$4.2 \cdot 10^{14}$	$2.5 \cdot 10^5$	3	1
4	$Bi_{0.84}Sb_{0.16}$	БГУ	4.0	$3.3 \cdot 10^{15}$	$2.0 \cdot 10^6$	22	3.0
Группа II							
5	$Bi_{0.37}Sb_{0.13}$	БГУ	3.1	$9.0 \cdot 10^{15}$	$1.2 \cdot 10^6$	21	4.5
6	$Bi_{0.89}Sb_{0.11}$	ЛГПИ	4.3	$4.5 \cdot 10^{15}$	$3.0 \cdot 10^6$	18	3.5

* Впервые измерены в [3].

Электросопротивление и сигнал Холла измерялись стандартным методом с помощью фотогальванометрического усилителя Ф116/1. В тех случаях, когда было возможно наблюдать квантовые осцилляции магнитосопротивления, параллельно с кинетическими характеристиками исследовалась ПФ с помощью стандартной низкочастотной ($f \approx 23$ Гц) модуляционной методики. Получение температур выше 4.2 К в приборе с растягивающим устройством подробно описано в [4]. Термостатирование образца в этом случае достигается с помощью перевернутого стакана из пенопласта, укрепленного на длинном тонкостенном стальном штоке, служащем основой растягивающей системы.

Контроль степени однородности распределения сурьмы в образцах проводился с помощью сканирующего электронного микронзондового квантометра SEMQX ARL/USA по изменению интенсивности тормозного рентгеновского излучения электронного пучка на различных участках образца с длиной скана 80 и разрешением 1 мкм.²

2. Электросопротивление и коэффициент Холла

Электросопротивление и коэффициент Холла исследованы на более чем 40 образцах сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ из полупроводникового интервала концентраций $0.1 < x < 0.16$. Характерные «представители» отдельных серий

¹ Средняя концентрация в области 1 мм² между потенциальными контактами.

² Измерения проведены в Берлинском государственном университете им. Гумбольдта (БГУ).

образцов, вырезанных, как правило, из одного массивного слитка, приведены в таблице. Сжатие образцов производилось по биссекторной оси C_2 , направление тока j совпадало с направлением сжатия ($j \parallel C_2$). Коэффициент Холла измерялся в слабых магнитных полях до 10 Э .

По характеру изменения электросопротивления с деформацией $\rho(\epsilon)$ все исследованные образцы (см. таблицу) можно разделить на две группы. Группа I: к ней относятся сплавы, у которых зависимость $\rho(\epsilon)$ имеет вид характерного пика, относительная высота которого $\rho(\epsilon)/\rho_0 \approx 20 \div 25$ (рис. 2, 3), однако иногда изменяется всего в 2—3 раза (рис. 4). Деформационная зависимость электросопротивления в форме пика имела место

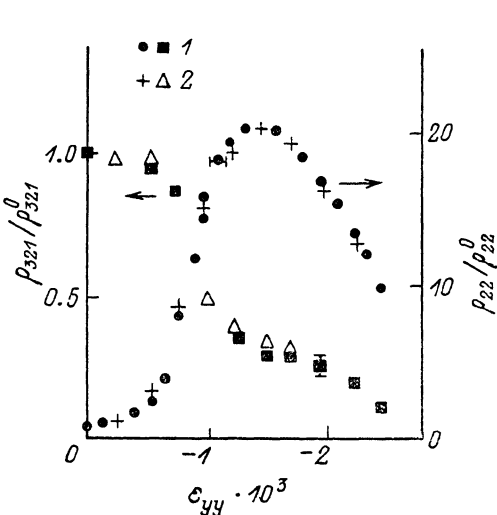


Рис. 3. Деформационная зависимость относительной величины коэффициента Холла (левая шкала) и электросопротивления (правая шкала) для образца № 4.

1 — цикл приложения нагрузки, 2 — цикл снятия нагрузки.

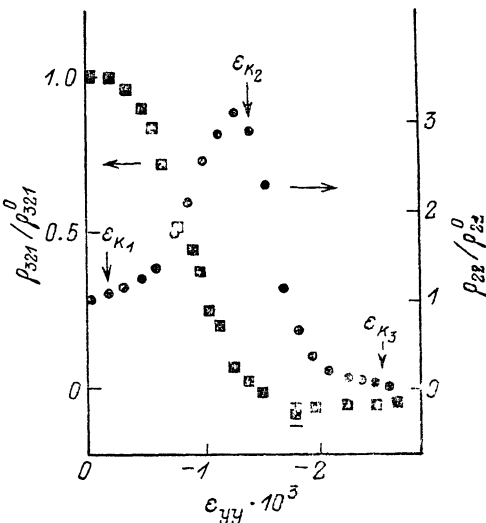


Рис. 4. Зависимость от деформации сжатия относительной величины коэффициента Холла (левая шкала) и относительной величины электросопротивления (правая шкала) для образца № 3.

у подавляющего числа образцов и могла бы считаться характерной, если бы не наблюдение у некоторых монокристаллов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ из исследуемого диапазона концентраций четкого плато на зависимости $\rho(\epsilon)/\rho_0$ (см. таблицу; группа II, серии № 5, 6). Для образцов (№ 5), на которых было возможно исследовать квантовые осцилляции магнитосопротивления, это плато коррелирует с плато на зависимости сечения ПФ от величины деформации (рис. 5).

Коэффициент Холла соответственно также меняется качественно различным образом: если для образцов с плато на зависимости $\rho_{22}(\epsilon)$ коэффициент Холла $\rho_{321}(\epsilon)$ также имеет участок, где он с деформацией не меняется (рис. 5), то для образцов типа № 3 с малым пиком сопротивления горизонтальный участок отсутствует (рис. 4), а у образцов с хорошо развитым максимумом сопротивления имеет место характерный перегиб (рис. 3). Если максимум широкий и напоминает по форме сильно размытое плато, то горизонтальный участок на зависимости $\rho_{321}(\epsilon)/\rho_{321}^0$ может снова проявиться.

Деформационные зависимости сопротивления при различных температурах приведены на рис. 6. С повышением температуры пик уменьшается, а плато превращается в пик, высота которого с ростом температуры падает. Изменение сопротивления в каждом цикле нагрузки полностью обратимо. Возрастание как начального сопротивления, так и сопротивления на «плато» зависимости $R(\epsilon)$ в интервале $4.2 < T < 25 \text{ K}$ не связано с порчей образца, а обусловлено температурной зависимостью; при $T > 30 \text{ K}$ ($E_F \approx kT$) начальное сопротивление начинает уменьшаться.

Расчет изменения зонной структуры в процессе сжатия для ряда характерных образцов из таблицы, проведенный с использованием деформационных потенциалов из работы [3, 6] (пример такого расчета для образца № 5 дан на рис. 7), позволил установить, что у всех образцов с максимумом сопротивления положение последнего соответствует деформации ε_{k_2} , при которой УФ находится приблизительно в середине запрещенного промежутка $E_{gL_2, 3}$ (в пределах точности $\Delta E \simeq \pm 3$ мэВ). Для образцов с плато на зависимостях $\rho_{22}(\varepsilon)/\rho_{22}^0$ (рис. 5) при учете температурного размытия УФ наблюдается соответствие положения концов плато с ε_1 , ε_2 по шкале деформаций с критическими значениями деформации ε_{k_1} и ε_{k_3} , при которых УФ пересекает дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в $L_{2, 3}$ соответственно. При этом энергетический промежуток

$$\Delta E = \sum_{i,j=1}^3 D_{ij}\varepsilon_{ij} = k(\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \simeq 18 \text{ мэВ},$$

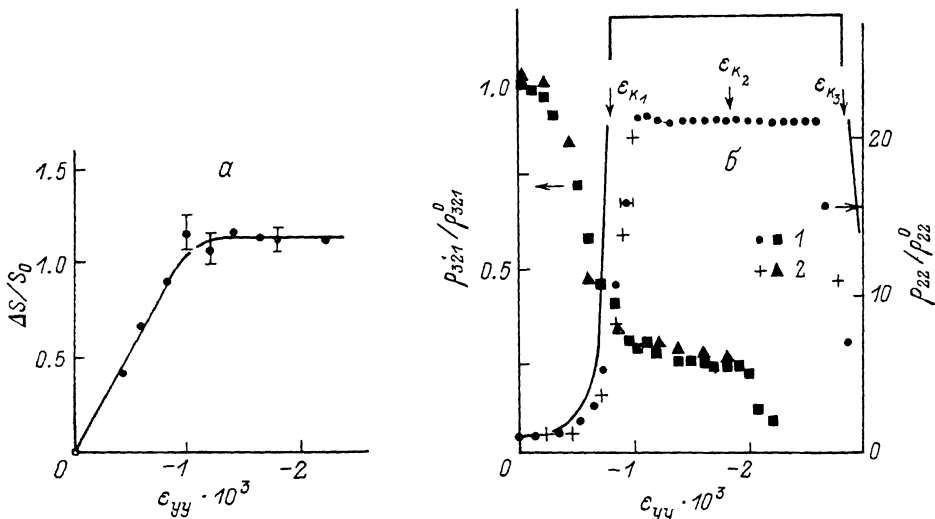


Рис. 5. Зависимость от деформации сжатия относительного измерения величины минимального сечения ПФ у образца № 5 (а). Деформационная зависимость относительной величины коэффициента Холла (левая шкала) и электросопротивления (правая шкала) для образца № 5 (б).

1 — приложение нагрузки, 2 — снятие нагрузки. Сплошная линия — расчетная зависимость $\rho_{22}(\varepsilon)/\rho_{22}^0$.

$k = -\mu_1 D_{11} + D_{22} - \mu_3 D_{33} + \eta D_{23}$; μ_1, μ_3 — коэффициенты Пуассона; η характеризует деформацию сдвига, возникающую в плоскости, перпендикулярной тригональной оси, при сжатии вдоль C_2 ; D_{ij} — деформационные потенциалы запрещенного промежутка в $L_{2, 3}$ [3]. В пределах указанной выше точности это значение совпадает с величиной запрещенной зоны E_{gL} , определенной по эмпирической зависимости от концентрации сурьмы x из [7]: $E_{gL} = (10 - 242x)$ мэВ = 21.5 мэВ (для образцов серии № 5 $x = 13$).

Причиной сильного обратимого (т. е. не связанного с порчей образца) возрастания сопротивления у исследуемых образцов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ при сжатии вдоль C_2 и токе $j \parallel C_2$ является сильная анизотропия электронных и дырочных долин в точках L . Так, по данным работы [8], отношение подвижности вдоль бинарной оси образца μ_1 к подвижности носителей заряда вдоль биссекторной оси μ_2 для сплава $\text{Bi}_{0.87}\text{Sb}_{0.13}$ составляет $\mu_1/\mu_2 = 119.6$. В результате перетекания носителей в долину с большей эффективной массой электросопротивление образца увеличивается. Расчет изменения сопротивления при сжатии вдоль C_2 (рис. 5, б, сплошная линия; образец № 5) был проведен на основании выражения для тензора проводимости

полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ и зависимости концентрации носителей заряда в опускающемся экстремуме L_1 от E_F в этом экстремуме.

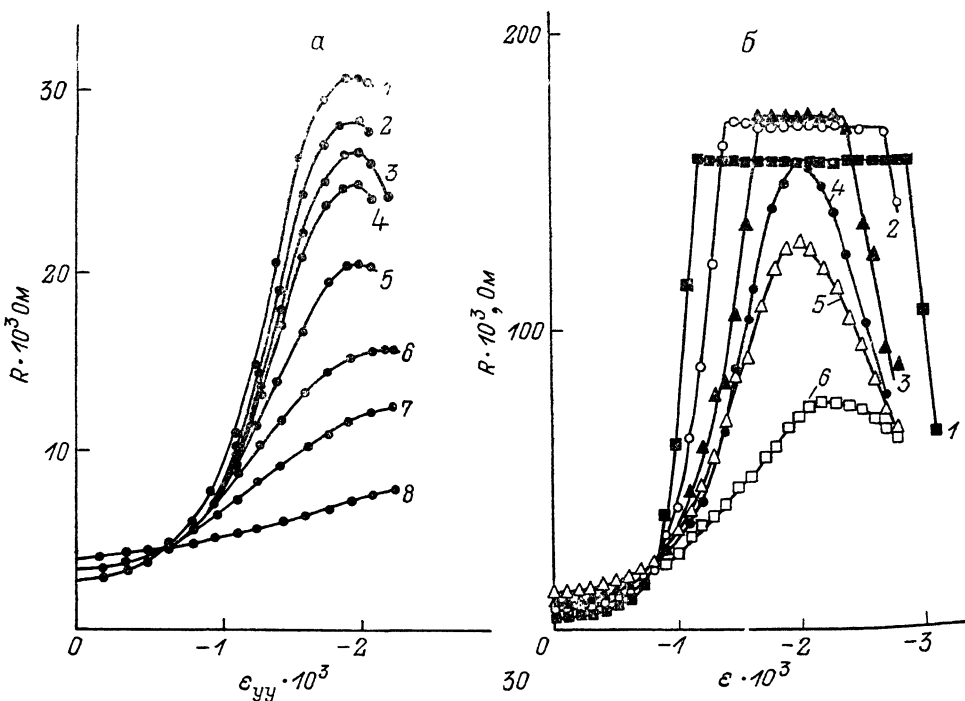


Рис. 6. Деформационная зависимость сопротивления при различных значениях температуры у образца № 1 (а). Зависимость от деформации сжатия относительной величины электросопротивления для образца № 5 при различных температурах (б).
 а: 1 — 4.2, 2 — 11, 3 — 14 (последний цикл деформирования), 4 — 17.5, 5 — 26, 6 — 32, 7 — 41, 8 — 58 К; б: 1 — 4.2, 2 — 11.9, 3 — 20, 4 — 25.4, 5 — 30.1, 6 — 35.1 К.

Исходное значение энергии Ферми и концентрация носителей тока определялись по величине минимального сечения ПФ с помощью модели энергетического спектра Bi и сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ Мак-Клора [9].³ Расчет изме-

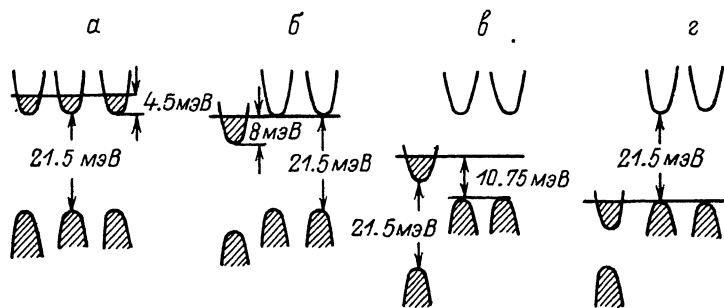


Рис. 7. Смещение электронных и дырочных экстремумов у образца № 5 при сжатии вдоль C_2 .

$$a - \epsilon = 0, \quad b - \epsilon_{k_1} = -0.80 \cdot 10^{-3}, \quad c - \epsilon_{k_2} = 1.85 \cdot 10^{-3}, \quad d - \epsilon_{k_3} = -2.90 \cdot 10^{-3}.$$

нения энергии Ферми с деформацией в различных L -долинах проводился с использованием тензора деформационного потенциала для этих сплавов [6] и условия сохранения разности концентраций электронов и дырок. При расчетах использовалась анизотропия подвижностей из работы [8],

³ Параметры спектра Мак-Клора взяты из работы [7].

границы зоны предполагались четко выраженными. При полном переливе всех носителей из более «легких» долин $L_{2,3}$ в «тяжелую» долину L_1 в результате одноосного сжатия вдоль оси C_2 ($j \parallel C_2$) относительное возрастание сопротивления определяется соотношением

$$\rho_{22}^*/\rho_{22}^0 = \mu_3 (\mu_1 + \mu_2)/2 (\mu_2 \mu_3 - \mu_1^2),$$

что для анизотропии подвижностей из [8] приводит к величине $\rho_{22}^*/\rho_{22}^0 = 86.7$ (для $x=0.13$) в момент полного перетекания носителей в экстремум L_1^e . Это в несколько раз превышает экспериментально наблюдаемое возрастание $\rho_{22}^*/\rho_{22}^0 \approx 20 \div 30$ (рис. 2, 5, таблица) для образцов обеих групп. Такое расхождение можно объяснить тем, что при расчетах не учитывались выключение канала междолинного рассеяния, а также уменьшение эффективности рассеяния на ионизированной примеси из-за роста E_F в экстремуме L_1^e при переходе в процессе деформирования от трехдолинного к однодолинному спектру [10], что должно привести к росту подвижности при $\epsilon > \epsilon_{k_1}$ в 3—4 раза. Видно (рис. 2—5), что для образцов группы II (с плато на зависимости $\rho_{22}(\epsilon)/\rho_{22}^0$) максимальное возрастание сопротивления действительно происходит при деформации $\approx \epsilon_{k_1}$, когда УФ проходит через дно зоны проводимости в $L_{2,3}$, тогда как у образцов группы I оно затягивается до деформаций ϵ_{k_2} , при которых УФ попадает в середину запрещенного промежутка E_{gL} (рис. 7).

Сравнение с расчетом дает основание считать, что в рамках существующих представлений о зонной структуре сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ и ее изменения при одноосном сжатии экспериментальные кривые $\rho_{22}(\epsilon)/\rho_{22}^0$, имеющие четко выраженное плато на участке $\epsilon_{k_1} < \epsilon < \epsilon_{k_2}$ (при этих деформациях УФ в опускающемся вниз экстремуме L_1 пересекает запрещенный промежуток в $L_{2,3}$; рис. 7), отражают процесс перелива носителей, их анизотропию и полностью коррелируют с происходящими изменениями ПФ (рис. 5). Напротив, деформационные зависимости электросопротивления с максимумом представляются аномальными, несмотря на то что они характерны для большей части исследованных образцов.

Причину такого аномального на первый взгляд поведения следует искать в существенном размытии границ энергетических зон, имеющем место в большей или меньшей степени для всех образцов группы I. К такому выводу приводит характер изменения с температурой вида деформационных зависимостей $\rho_{22}(\epsilon)/\rho_{22}^0$ (рис. 6, б), который позволяет считать, что трансформация от плато к пику, происходящая на зависимостях в результате температурного размытия энергетической щели, может иметь место и при 4.2 К как следствие достаточно сильной пространственной неоднородности образцов. Под неоднородностью распределения примесей здесь понимаются их микроскопические флуктуации, которые следует отличать от равномерного изменения концентрации вдоль длины кристалла в результате сегрегации примеси в процессе роста. В последнем случае всегда можно выбрать достаточно небольшой участок, где изменение концентрации пренебрежимо мало. Насколько нам известно, исследование микронеподнородности сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в сканирующем режиме до настоящего времени не проводилось.

3. Пространственное распределение висмута и сурьмы в бинарных сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$

Как упоминалось выше, концентрация Sb в сплавах (см. таблицу) определена на рентгеновском дифрактометре по изменению межплоскостных расстояний в направлении [111]: концентрационная зависимость межплоскостных расстояний в этом направлении установлена в [11]. Этим способом измеряется средняя концентрация сурьмы на облучаемой рентгеновскими лучами площади, которая в настоящей работе $\approx 1 \text{ мм}^2$, что соответствует расстоянию между потенциальными контактами.

Используемая в настоящей работе установка SEMQX ARL/USA позволяет осуществить рентгеновский микроанализ в точке ~ 1 мкм² и провести непрерывный контроль за соотношением компонент в сплаве на участке 80—100 мкм. Было исследовано по два образца из обеих групп с различным характером деформационной зависимости электросопротивления (образцы № 1, 3 с максимумом и образцы типа № 5 с плато; см. таблицу). Сканирование проводилось на свежих сколах (111) в 8—10 произвольных точках на поверхности каждого образца. На рис. 8 приведены характерные пространственные зависимости интенсивности J рентгеновского излучения, соответствующего атомам Bi (кривые 1) и атомам Sb (кривые 2) при линейном сканировании образцов типа I (а, б) и II (в).

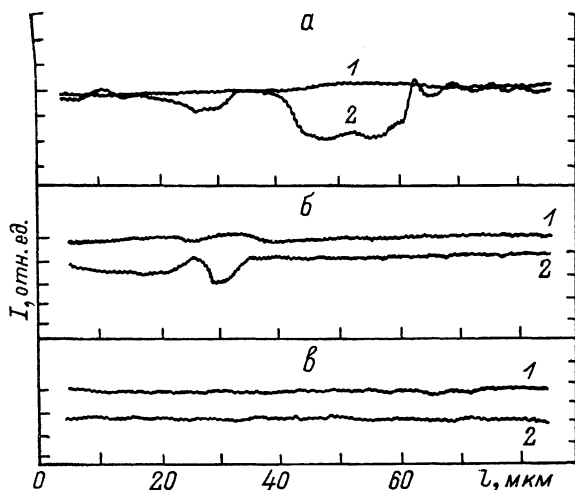


Рис. 8. Характерные пространственные зависимости интенсивности рентгеновского излучения, соответствующего атомам Bi (кривые 1, левая шкала) и атомам Sb (кривые 2, правая шкала) при линейном сканировании образцов типа № 1 (группа I) (а), № 3 (группа I) (б), № 5 (группа II) (в).

Сигналы, соответствующие линиям 1 и 2 на рис. 8, отсчитываются от нулевого фона ($x=0$), а их колебания однозначно указывают на изменение концентрации компонент в сплаве $Bi_{1-x}Sb_x$. Величина сигнала 1 на рис. 8, а соответствует в среднем 90 ат. % Bi, тогда как сигнал 2 соответствует ≈ 10 ат. % Sb. Поэтому относительно глубоким минимумам (или максимумам) на кривой 2 соответствует относительно небольшое увеличение (или уменьшение) интенсивности на кривой 1. На всех без исключения исследованных участках образцов из группы I наблюдалась заметная микроскопическая неоднородность состава (рис. 8, а, б). Характерный размер областей, в которых меняется соотношение концентрации Bi и Sb, составляет 10—30 мкм, а колебания концентрации в них достигают 1—3 ат. %. На всех исследованных участках образцов из группы II колебаний интенсивности рентгеновского излучения при сканировании поверхности не обнаружено (рис. 8, в).

4. Обсуждение результатов

Имеет место вполне четкая корреляция между характером деформационных зависимостей электросопротивления и коэффициента Холла и степенью однородности распределения примеси Sb у образцов группы I и II. Как упоминалось выше, величина прямой энергетической щели в точках L описывается эмпирической зависимостью от концентрации сурьмы x : $E_{gL} = (10 - 242x)$ мэВ. Флуктуации примеси сурьмы на 1—3 ат. % приводят к изменениям величины E_{gL} в объеме сплава на 2.5—7.5 мэВ,

которые в кинетических эффектах проявляются как ее размытие на ту же величину. Это связано с тем, что уровень Ферми в объеме сплава одинаков и, следовательно, в областях с меньшей E_{gL} локальное значение E_F больше и полное перетекание электронов в экстремум L_1 происходит при больших значениях деформации, а перекрытие с дырочными экстремумами $L_{2,3}$ — при меньших.

Следует заметить, что для превращения плато в пик на температурных зависимостях $\rho_{22}(\epsilon)$ достаточно размытия $2kT \simeq 5$ мэВ (рис. 6, б). Такой эффект вполне объясняется рассмотренными выше флуктуациями концентрации компонент Вi и Sb в сплаве, приводящими к вариации энергетической щели до 7.5 мэВ. Исключением является образец № 3 (соответствующие сканы для этого образца приведены на рис. 8, б), малая величина пиков сопротивления у которого предполагает вариацию $E_{gL} \simeq E_{gL}/2 \simeq \simeq 10$ мэВ, тогда как флуктуации основных компонент сплава у этого образца сравнительно невелики.

Дополнительным механизмом размытия границ энергетических зон могут служить также флуктуации концентрации заряженных примесей. Обнаружить такие флуктуации с помощью используемой в настоящей работе аппаратуры невозможно вследствие предела ее чувствительности $\simeq (0.5 \div 1)$ ат.%, однако полностью исключить их вероятность, особенно в неоднородных сплавах, нельзя. Известно [12], что флуктуации заряженных примесей приводят к появлению сильного потенциального рельефа дна (или потолка) зоны и глубоким хвостам плотности состояний, особенно в сильно компенсированных полупроводниках. По-видимому, такая ситуация реализуется в образцах № 3. Они обладают наиболее низкой концентрацией электронов среди всех исследованных образцов при самой низкой их подвижности (см. таблицу), что свидетельствует о присутствии значительного числа акцепторов. Примечательно, что деформационная зависимость коэффициента Холла у этих образцов, изменяющего знак практически сразу за пиком сопротивления, свидетельствует о том, что приток легких дырок из $L_{2,3}^h$ происходит уже при деформациях $> \epsilon_{k_2}$ (УФ в середине запрещенной щели). У остальных образцов группы I точка инверсии коэффициента Холла коррелирует со степенью размытия пика (рис. 3, 4, 6).

Уменьшение коэффициента Холла в $\simeq 3$ раза до точки перегиба, наблюдающееся у образцов обеих групп (кроме образцов серии № 1), трудно объяснить одним лишь изменением Холл-фактора.

Существующее представление о высоком совершенстве и пренебрежимо малом размытии зонных границ у монокристаллических сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ действительно справедливо для отдельных образцов (№ 5, 6; см. таблицу), однако наблюдение квантовых осцилляций магнитосопротивления не может служить единственным критерием такого совершенства. Существование таких осцилляций, так же как и наличие достаточно четких дифракционных максимумов при рентгенографических исследованиях, отражает лишь факт однородности основной части объема образца. Именно по этой причине представление о совершенстве сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ является в целом завышенным.

Существенно более чувствительными к неоднородности образца оказываются транспортные свойства, особенно при одноосных деформациях, позволяющих в процессе одного эксперимента непрерывно провести УФ через дно энергетической зоны и запрещенный промежуток. Вид характерных деформационных зависимостей таких величин, как электросопротивление и коэффициент Холла, определяется сильной анизотропией энергетического спектра сплавов висмут—сурьма, проявляющейся при эффектах перераспределения носителей в L -долинах под воздействием одноосной деформации, однако, как было показано выше, отражает степень размытия границ энергетических зон и качественно различен для однородных и неоднородных образцов. При этом обнаружена специфическая неоднородность, имеющая место в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, определяющаяся, по-видимому, условиями роста кристалла и заключающаяся в существовании микроско-

пических областей, соотношение компонент в которых отлично от основной части объема.

Вид деформационных зависимостей сопротивления и коэффициента Холла может служить хорошим критерием кристаллического совершенства сплава и четкости границ энергетических зон. Не исключается, что отбор образцов с четко выраженными зонными границами может привести к определенным успехам в их практическом использовании в качестве приемников (а, возможно, и источников) инфракрасного излучения. Используемый нами метод одноосной деформации при исследовании зонной структуры является также перспективным при исследовании примесных состояний и может быть успешно использован при изучении других полупроводников с узкой запрещенной зоной.

В заключение мы пользуемся случаем выразить нашу признательность д-ру А. Крафф и д-ру В. Крааку из Берлинского государственного университета им. Гумбольдта за предоставление высококачественных образцов $Bi_{1-x}Sb_x$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Брандт Н. Б., Дитманн Х., Пономарев Я. Г. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 10. С. 2860—2865.
- [2] Брандт Н. Б., Германн Р., Кульбачинский В. А., Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я., Шнайдер Г. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 7. С. 1966—1972.
- [3] Богданов Е. В., Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я. // ФТП. 1988. Т. 22. № 8. С. 1348—1352.
- [4] Егоров В. С., Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я., Савин А. М. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 1. С. 25—28.
- [5] Брандт Н. Б., Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я., Савин А. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6. С. 235—249.
- [6] Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 1. С. 52—57.
- [7] Брандт Н. Б., Гольшева Г. И., Нгуень Минь Тьху, Судакова М. В., Каширин К. Н., Пономарев Я. Г. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 11. С. 1209—1212.
- [8] Редько Н. А., Польшин В. И., Иванов Г. А. // ФТТ. Т. 26. № 1. С. 10—13.
- [9] McClure J. W. // J. Low Temp. Phys. 1976. V. 25. N 5/6. P. 527—540.
- [10] Киракозова Л. А., Минина Н. Я., Савин А. М. // Письма в ЖЭТФ. Т. 52. № 1. С. 693—696.
- [11] Berger H., Christ B., Troschke J. — Cristal res. and Technol. 1982. V. 17. N 10. P. 1233—1239.
- [12] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. С. 365.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступило в Редакцию
4 марта 1991 г.