

МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ n -Bi–Sb

В. Д. Каган, Н. А. Редько, Н. А. Родионов, В. И. Польшин*

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

Поступила в редакцию 26 декабря 2001 г.

Для вырожденных полупроводниковых сплавов n -Bi–Sb, в которых в явлениях переноса участвуют только L -электроны, в зависимости диффузионной термоэдс $\alpha_{22}(H)$ ($\nabla T \parallel C_1$) от магнитного поля при $H \parallel C_3$ наблюдается максимум. По величине магнитного поля, соответствующей максимуму диффузионной термоэдс, определялось время релаксации электронов. С использованием зависимостей времени релаксации электронов от температуры, концентраций компонент сплава и легирующей примеси (концентрации электронов) были выделены составляющие времени релаксации электронов при рассеянии на фононах, ионизованных примесях и флуктуациях концентрации компонент сплава. Последний механизм рассеяния электронов («сплавной») впервые рассмотрен для сплавов Bi–Sb, и его вклад оказался сравним с другими механизмами рассеяния. Найденные времена релаксации использованы для расчета теоретических зависимостей термоэдс и коэффициента Нернста–Эттингсгаузена от магнитного поля. Получено удовлетворительное согласие расчета с экспериментом.

PACS: 72.15.Jf, 72.15.Lh

1. ВВЕДЕНИЕ

Бинарные сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ образуют непрерывный ряд твердых растворов, в узлах кристаллической решетки (D_{3d}) которых находятся атомы висмута ($m_{\text{Bi}} = 209$) и сурьмы ($m_{\text{Sb}} \approx 172$). Различие атомных масс и ионных радиусов висмута и сурьмы ($r_{\text{Bi}} \approx 0.62 \text{ \AA}$, $r_{\text{Sb}} \approx 0.74 \text{ \AA}$), а также силовых констант в кристаллической решетке сплава $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ приводит к 1) образованию локальных дефектов, 2) зависимости постоянной решетки сплава от концентрации сурьмы [1], 3) перестройке энергетического спектра носителей заряда в сплавах в зависимости от концентрации сурьмы: из полуметаллического состояния ($0 \leq x < 0.07$) в полупроводниковое ($0.07 < x < 0.22$) и далее опять в полуметаллическое ($0.22 < x \leq 1$) [2].

Наличие локальных дефектов, обусловленных различием атомных параметров висмута и сурьмы, а также наличием флуктуационного потенциала, возникающего в результате нерегулярного расположения атомов сурьмы в узлах кристаллической ре-

шетки сплава, приводит к рассеянию носителей заряда и тепла — электронов и фононов. Влияние такого рассеяния в сплавах Bi–Sb на фононную теплопроводность изучалось ранее [3]. Рассмотрение рассеяния электронов в сплавах Bi–Sb на флуктуационном потенциале впервые приводится в настоящей работе.

В полупроводниках с изотропным электронным спектром наблюдается монотонная зависимость диффузионной термоэдс в поперечном магнитном поле с выходом на постоянное значение в классически сильных магнитных полях [4]. При рассеянии электронов на акустических фононах или на точечных дефектах диффузионная термоэдс в поперечном магнитном поле растет по величине, а при рассеянии на ионизованных примесях — уменьшается.

В полупроводниковых сплавах Bi–Sb с L -электронами в явлениях переноса впервые обнаружена немонотонная зависимость диффузионной термоэдс в поперечном магнитном поле [5]. Заметим, что наличие максимума на зависимости диффузионной термоэдс в поперечном магнитном поле наблюдалось и ранее на образцах висмута, легированного

*E-mail: nikolaj.a.redko@pop.ioffe.rssi.ru

теллуrom, когда в явлениях переноса участвовали L -электроны [6]. В то же время максимум отсутствовал на полевой зависимости фононной термоэдс как в сплавах n -Bi-Sb, так и в n -Bi.

Максимум на полевой зависимости термоэдс объясняется в работе [7] многодолинностью и сильной анизотропией электронного спектра. Согласно этой работе, можно определить время релаксации электронов по величине магнитного поля, соответствующего максимуму диффузионной термоэдс. Этот вопрос также рассматривается в настоящей работе.

Обычно компоненты тензора времени релаксации для носителей заряда в висмуте и сплавах Bi-Sb определяются с использованием компонент тензора удельного сопротивления и магнитосопротивления [8–13].

Согласно исследованиям кинетических коэффициентов в сплавах Bi-Sb было установлено, что механизм рассеяния электронов является смешанным: при низких температурах ($T < 10$ К) преобладает рассеяние на ионизованных примесях и точечных дефектах [2, 10], а при $T > 10$ К — на акустических фононах [10].

Настоящая работа посвящена анализу механизмов релаксации L -электронов в полупроводниковых сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$), она дополняет и расширяет прежние представления по этому вопросу.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения температурной зависимости термоэдс $\alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) в отсутствие магнитного поля, термомагнитных эффектов $Q_{12,3}(H, T)$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$), а также изменения термоэдс в магнитном поле, $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$, проводились на монокристаллических образцах полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$), легированных донорной примесью — теллуrom. Образцы вырезались на электроэрозионной установке из средней части монокристаллического слитка, выращенного методом горизонтальной зонной перекристаллизации. При выращивании монокристаллического слитка применялась модификация метода зонной плавки с использованием охлаждаемой затравки [14].

Для вырезанной средней части слитка сплава производился скол вдоль плоскости спайности (базисной плоскости), на котором обычно вырисовывается равносторонний треугольник от следов скола вдоль бинарных осей (C_2). Следы скола на слит-

ке вдоль бинарных осей в форме треугольника в базисной плоскости и тригональная ось (C_3), перпендикулярная базисной плоскости, используются при вырезании образцов электроэрозионным способом из слитка в виде прямоугольного параллелепипеда с гранями, перпендикулярными кристаллографическим осям C_1 , C_2 и C_3 . Вырезанные образцы травились в растворе $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}-\text{HNO}_3$ (1:1). Размеры измеряемых образцов в форме прямоугольных параллелепипедов были $3 \times 3 \times 30$ мм³, и наибольший размер из них совпадал с направлением вдоль биссекторной оси C_1 . Состав сплава определялся из рентгенографического измерения, а неоднородность концентрации электронов оценивалась по измерению коэффициента Холла вдоль образца и не превышала 5%. Малая величина неоднородности концентрации электронов на образце подтверждается наличием квантовых осцилляций термоэдс при $T \leq 4.2$ К. Основные параметры измеренных образцов представлены в табл. 1.

Исследуемый образец с нагревателями на его торцах припаивался ко дну вакуумной камеры (диаметром около 18 мм), погруженной в термостатирующую жидкость (гелий, водород, азот). Нагреватель на образце у дна камеры служил для регулирования средней температуры образца, а нагреватель на другом его конце — для создания градиента температуры (∇T) на образце. Измерение температуры проводилось в двух точках образца ($l_T \approx 15$ мм) при постоянном потоке тепла: в области $1.5 \text{ К} < T < 40 \text{ К}$ угольными термометрами сопротивления, а в области $30 \text{ К} < T < 80 \text{ К}$ медь-константановыми термодарами. Термоэдс исследуемых образцов измерялась в паре с медью, для которой абсолютная термоэдс не превышала 1 мкВ/К во всей исследуемой области температур. Экспериментальные значения термоэдс приведены ниже без учета этого обстоятельства. Измерения термомагнитных эффектов проводились в магнитных полях $0 \leq H < 18$ кЭ и при температурах $1.4 \text{ К} \leq T < 40 \text{ К}$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследованных полупроводниковых сплавов n -Bi-Sb электронный газ в области примесной проводимости ($T < 40$ К) является вырожденным, а поверхность Ферми в сплавах состоит из трех электронных эллипсоидов с центрами в точках L зоны Бриллюэна, находящихся в плоскостях отражения (рис. 1). Одна из меньших осей эллипсоида совпадает

Таблица 1. Основные параметры для исследованных образцов полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$)

№	x	φ	ε_{gL} , мэВ	n , 10^{17} см^{-3}	ζ , мэВ	m_1/m_0 , 10^{-3}	m_2/m_0	m_3/m_0 , 10^{-3}
1	0.07	5.7°	7.5	1.37	18.6	0.91	0.32	1.2
2	0.09	5.55°	11	1.95	19	1.43	0.48	1.74
3	0.12	5.3°	16.4	1.57	15.5	2.42	0.72	2.58
4	0.13	5.14°	19	1.58	14.3	3.1	0.83	3.0
5	0.15	4.97°	22	1.61	13.7	3.86	0.94	3.45
6	0.16	4.88°	23.6	1.71	13.5	4.37	1.0	3.7

Примечание. Здесь x , φ , ε_{gL} , n , ζ , m_i — соответственно концентрация сурьмы в сплаве, угол наклона электронных эллипсоидов к кристаллографическим осям C_1 и C_3 , энергия запрещенной зоны в полупроводниковом сплаве, концентрация электронов в образце, химический потенциал электронов в образце, эффективные массы электронов в эллипсоиде на дне зоны в сплаве.

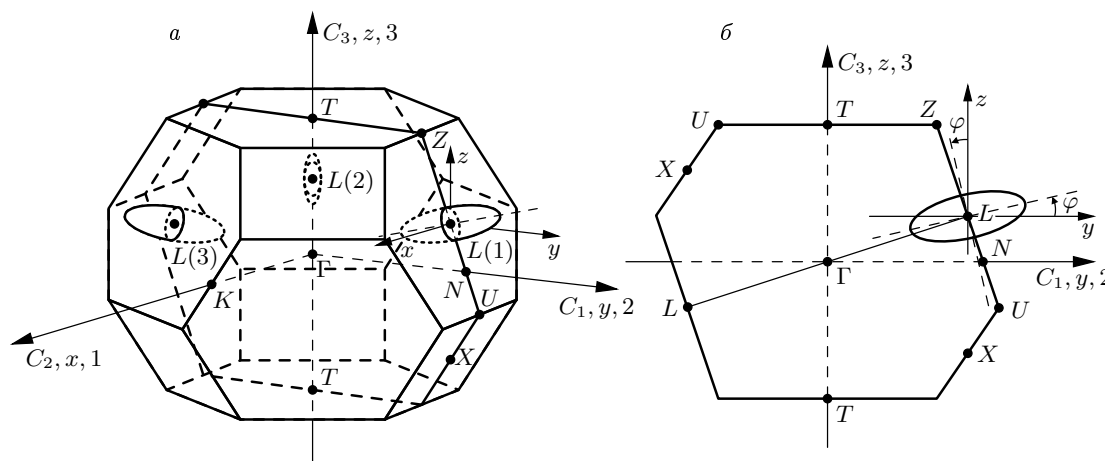


Рис. 1. а) Зона Бриллюэна вырожденных полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ с тремя электронными эллипсоидами, центры которых находятся в точках L и через которые проходят плоскости отражения. б) Одно из трех сечений зоны Бриллюэна плоскостью отражения. Эллипсоиды в зоне эквивалентны между собой и наклонены относительно осей кристалла. Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, а две другие оси эллипсоида составляют углы φ с тригональной C_3 и биссекторной C_1 осями

ет с бинарной осью C_2 кристалла, вокруг которой эллипсоиды повернуты на небольшой угол φ , величина его для исследованных сплавов приведена в табл. 1. В результате такого поворота эллипсоидов две другие оси эллипсоида составляют угол φ с кристаллографическими осями C_1 и C_3 . Электронные эллипсоиды в сплавах являются эквивалентными в соответствии с симметрией кристалла и с сильно анизотропными эффективными массами (табл. 1), которые и обуславливают немонотонную зависимость диффу-

зионной термоэдс от магнитного поля.

На рис. 2 приведены изменения термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) в зависимости от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с $x = 0.07$ и $x = 0.13$ при различных температурах. На рис. 3 даны те же зависимости для температуры $T = 21 \text{ К}$ и построены теоретические зависимости, которые обсуждаются ниже.

На рис. 4 приведена температурная зависимость

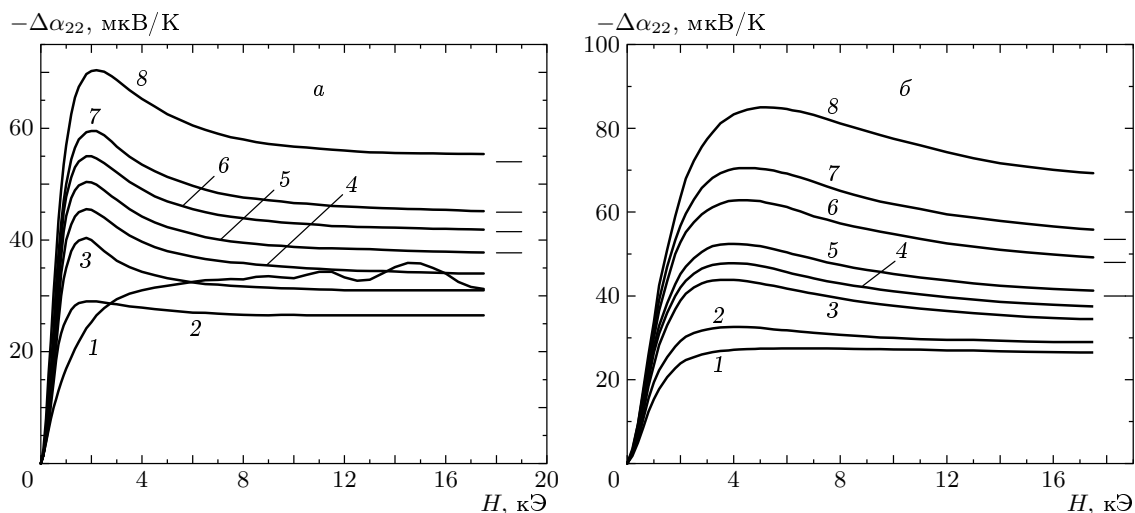


Рис. 2. Зависимости изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) в поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ (а) и $n\text{-Bi}_{0.87}\text{Sb}_{0.13}$ (б) при различных температурах: а) 1 — 4.8 К; 2 — 10.6 К; 3 — 12.3 К; 4 — 15.4 К; 5 — 18.6 К; 6 — 21 К; 7 — 23.2 К; 8 — 25.1 К; б) 1 — 9.6 К; 2 — 12.6 К; 3 — 17.2 К; 4 — 18.9 К; 5 — 21 К; 6 — 25.2 К; 7 — 28 К; 8 — 35.4 К. Вынесенные в конце кривых для различных температур отрезки соответствуют величинам $\Delta\alpha_\infty$

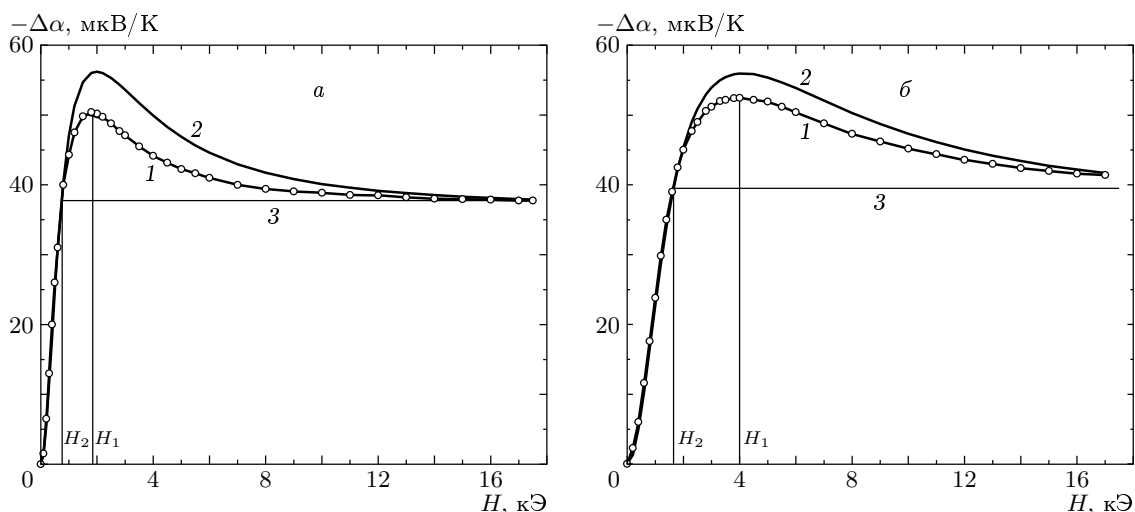


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные зависимости изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0)$ в поперечном магнитном поле с параметрами электронов для сплавов $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ (а) и $n\text{-Bi}_{0.87}\text{Sb}_{0.13}$ (б): 1 — экспериментальная кривая $\Delta\alpha_{22}(H)$ ($\nabla T \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$) при $T = 21$ К; 2 — расчет $\Delta\alpha(H)$, выполненный по формуле (7) при $T = 21$ К с $\beta = 1.33$ (а) и $\beta = 1.04$ (б); 3 — прямая, соответствующая величине $\Delta\alpha_\infty$; H_1 и H_2 — величины магнитного поля, найденные соответственно по $\Delta\alpha_{max}$ и $\Delta\alpha_{22}(H_2) = \Delta\alpha_\infty$

термоэдс для сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. Наблюдаемые на этом рисунке отступления от линейной температурной зависимости для $\alpha_{22}(0)$ и α_∞ при $T < 18$ К демонстрируют преобладание фоновой составляющей термоэдс, обусловленной увлечением электронов фононами. Термоэдс при $T > 18$ К линейно за-

висит от температуры, что указывает на преобладание диффузионной составляющей термоэдс. Отклонение температурной зависимости диффузионной термоэдс от линейной при $T > 40$ К связано с переходом из области примесной проводимости при $T < 40$ К в область собственной проводимости при

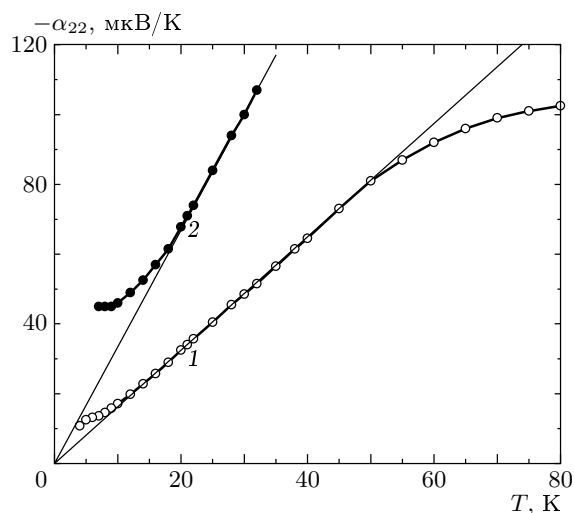


Рис. 4. Температурная зависимость термоэдс полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ в нулевом магнитном поле, $\alpha_{22}(0)$, при $\nabla T \parallel C_1$ (кривая 1) и в поперечном классически сильном магнитном поле, α_∞ , при $\mathbf{H} \parallel C_3$ (кривая 2). Сплошные линии проведены по экспериментальным данным для диффузионной термоэдс при $T > 18$ К и экстраполированы до температуры $T = 0$ К

$T > 40$ К. В полупроводниковом сплаве такой переход обусловлен небольшой величиной энергии запрещенной зоны, что приводит к тепловому забросу электронов при $\varepsilon_g \approx 2kT$ из валентной зоны в зону проводимости. С повышением температуры заброс электронов увеличивается, в результате чего растут как концентрация электронов в зоне проводимости, так и концентрация дырок в валентной зоне. Это приводит к уменьшению по абсолютной величине термоэдс в области собственной проводимости ($\alpha = (\alpha_h \sigma_h - \alpha_e \sigma_e) / (\sigma_h + \sigma_e)$, где $\alpha_{e,h}$ и $\sigma_{e,h}$ — парциальные значения термоэдс и проводимости для электронов и дырок), которое наблюдается в эксперименте. Отметим, что поведение температурной зависимости термоэдс аналогично и для других сплавов. В настоящей работе исследуются явления переноса в сплавах Bi-Sb в области примесной проводимости при $T < 40$ К.

На рис. 2 зависимости $\Delta\alpha_{22}(H)$ для диффузионной термоэдс ($T > 18$ К) представлены кривыми 5–8, а для фоновой термоэдс ($T < 10$ К) — кривой 1. В температурном интервале $10 \text{ К} < T < 18$ К термоэдс складывается из диффузионной и фоновой составляющих, и в этом случае зависимости $\Delta\alpha_{22}(H)$ соответствуют кривые 2–4.

Согласно кривым 2–8, приведенным на рис. 2,

диффузионная составляющая термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H)$ является немонотонной функцией магнитного поля, тогда как ее фоновая составляющая зависит от магнитного поля монотонно вплоть до квантующих магнитных полей (кривая 1). Максимум на зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля обусловлен наличием сильной анизотропии электронного спектра в сплавах и присутствием в явлениях переноса электронов трех эквивалентных эллипсоидов. Подробное обсуждение этого вопроса содержится в нашей работе [7].

Диффузионная термоэдс без учета температурного размытия поверхности Ферми равна нулю. Она отлична от нуля только в первом приближении по отношению kT к энергии Ферми, т. е. пропорциональна малой разности термоэлектрических токов электронов над и под поверхностью Ферми. Дифференциальный характер диффузионной термоэдс подчеркивает особенности энергетической зависимости времени релаксации, а в случае сильно непараболического спектра электронов — и зависимость эффективной массы от энергии. Поэтому в полевой зависимости диффузионной термоэдс при определенных условиях может появиться максимум.

Фоновая термоэдс, в отличие от диффузионной, является интегральной характеристикой, в которой особенности анизотропии электронного и фононного спектров, а также процессов релаксации усредняются. Поэтому она монотонно зависит от магнитного поля. В этом фоновая термоэдс подобна таким интегральным кинетическим коэффициентам, как сопротивление и коэффициент Холла, которые тоже зависят от магнитного поля монотонно. В сплавах с вырожденным электронным спектром термоэдс фононного увлечения растет по величине в магнитном поле (рис. 2, 4). Такое поведение фоновой термоэдс можно объяснить, как показывает анализ, только с учетом анизотропии электронного спектра.

Заметим, что в сплавах Bi-Sb по поведению термоэдс в магнитном поле можно судить о том, какая из ее составляющих, фоновая (отсутствие максимума на кривой $\Delta\alpha_{22}(H)$) или диффузионная (наличие максимума на кривой $\Delta\alpha_{22}(H)$), является преобладающей при данной температуре (см. рис. 2).

4. ТЕОРИЯ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Зависимость тензора диффузионной термоэдс от магнитного поля находилась при решении кинети-

ческого уравнения для сильно анизотропного непараболического закона дисперсии L -электронов полупроводниковых сплавов Bi-Sb в рамках модели Лэкса:

$$\varepsilon_{\mathbf{p}} = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_g}{2}\right)^2 + \frac{\varepsilon_g}{2} \left(\frac{p_1^2}{m_1} + \frac{p_2^2}{m_2} + \frac{p_3^2}{m_3}\right)} - \frac{\varepsilon_g}{2}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ — энергия электрона с импульсом \mathbf{p} , m_i — эффективные массы электронов в эллипсоиде, ε_g — энергия запрещенной зоны. При решении кинетического уравнения мы ограничивались приближением изотропного времени релаксации τ при рассеянии электронов и в результате получили для диффузионной термоэдс следующее выражение ее зависимости от магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ [7]:

$$\alpha(H) = -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e\zeta} \times \left\{ \frac{3(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)}{2(1 + \zeta/\varepsilon_g)} + \beta \frac{\Omega^2 \tau^2 (\delta - 2) - \delta}{(1 + \Omega^2 \tau^2)(\delta + \Omega^2 \tau^2)} \right\}, \quad (2)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона, ζ — химический потенциал электронов, $\Omega = eH/c\sqrt{M_1 M_4}$ — циклотронная частота электронов, одинаковая для всех трех эллипсоидов при $\mathbf{H} \parallel C_3$, $\delta = (M_1 + M_4)^2/4M_1 M_4$ — параметр, учитывающий анизотропию энергетического спектра электронов, $M_i = m_i(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)$ — эффективные массы электронов на уровне Ферми. В сплавах Bi-Sb в результате наклона эллипсоидов к осям кристалла C_1 и C_3 на угол φ эффективная масса электронов вдоль оси C_1 определяется выражением [7]

$$\frac{1}{M_4} = \frac{\cos^2 \varphi}{M_2} + \frac{\sin^2 \varphi}{M_3}. \quad (3)$$

Параметр β в формуле (2) возникает благодаря дифференциальному характеру диффузионной термоэдс и связан с зависимостью времени релаксации τ и эффективной массы M электронов от энергии Ферми:

$$\beta = \frac{d \ln(1/\tau(\zeta))}{d \ln \zeta} + \frac{d \ln M}{d \ln \zeta}. \quad (4)$$

Из формулы (2) для полупроводников n -типа можно выделить выражения для диффузионной термоэдс как в нулевом, так и в поперечном классически сильном магнитном поле, α_{∞} ($\Omega\tau \gg 1$), при $\mathbf{H} \parallel C_3$, а также изменение диффузионной термоэдс как в произвольном поперечном магнитном поле, $\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0)$, так и в классически сильном магнитном поле, $\Delta\alpha_{\infty}$ [7]:

$$\alpha(0) = -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e\zeta} \left\{ \frac{3(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)}{2(1 + \zeta/\varepsilon_g)} - \beta \right\}, \quad (5)$$

$$\alpha_{\infty} = -\frac{\pi^2 k^2 T(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)}{2e\zeta(1 + \zeta/\varepsilon_g)}, \quad (6)$$

$$\Delta\alpha(H) = -\frac{\pi^2 k^2 T\beta}{3e\zeta} \left\{ 1 + \frac{\Omega^2 \tau^2 (\delta - 2) - \delta}{(1 + \Omega^2 \tau^2)(\delta + \Omega^2 \tau^2)} \right\}, \quad (7)$$

$$\Delta\alpha_{\infty} = -\frac{\pi^2 k^2 T\beta}{3e\zeta}. \quad (8)$$

Из уравнения (7) следует, что только при $\delta > 2$ функция $\Delta\alpha(H)$ имеет максимум при

$$(\Omega_1 \tau)_{max}^2 = \frac{\delta + (\delta - 1)\sqrt{2\delta}}{\delta - 2}. \quad (9)$$

Для исследованных сплавов $\delta > 2$, например, $\delta = 24.5$ для сплавов с $x = 0.07$ и $\delta = 21.6$ для сплавов с $x = 0.13$.

В работе используется сопоставление теоретической формулы (7) с экспериментальными результатами $\Delta\alpha_{22}(H)$ при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для определения времени релаксации электронов в сплаве двумя способами. В первом способе величина τ_1 находилась из уравнения (9) по величине магнитного поля H_1 , соответствующего максимуму на зависимости $\Delta\alpha_{22}(H)$. Во втором способе значение τ_2 находилось по величине магнитного поля H_2 , определяемого равенством $\Delta\alpha_{22}(H_2) = \Delta\alpha_{\infty}$ с использованием соотношения

$$(\Omega_2 \tau)^2 = \delta/(\delta - 2), \quad (10)$$

полученного из формулы (7). На рис. 3 для сплавов Bi_{1-x}Sb_x с $x = 0.07$ и $x = 0.13$ приведен способ нахождения магнитных полей H_1 и H_2 по $\Delta\alpha_{max}$ и $\Delta\alpha_{\infty}$ из зависимостей $\Delta\alpha_{22}(H)$.

Используемые в эксперименте магнитные поля до 18 кЭ удовлетворяют условию классически сильных магнитных полей ($\Omega\tau \gg 1$) только при низких температурах и не удовлетворяют этому условию при высоких температурах. Поэтому в последнем случае величина $\Delta\alpha_{\infty}$ находилась по экстраполяции формуле типа Родо:

$$\Delta\alpha(H) = AH^2/(BH^2 - 1), \quad \Delta\alpha_{\infty} = A/B. \quad (11)$$

Замена положительного слагаемого (+1) в формуле Родо на отрицательное (-1) в формуле (11) обусловлена тем, что формула применяется на убывающем участке полевой зависимости $\Delta\alpha_{22}(H)$ (рис. 2) справа от максимума. На рис. 2 вынесенные отрезки в конце семейства кривых $\Delta\alpha_{22}(H)$ при различных температурах соответствуют значениям $\Delta\alpha_{\infty}$ в классически сильных магнитных полях.

В полупроводниках электроны рассеиваются на фононах и на примесях; при этом

$$1/\tau = 1/\tau_{ph} + 1/\tau_{im}. \quad (12)$$

В полупроводниковых сплавах Bi–Sb примесное рассеяние электронов складывается из рассеяния на ионизованных примесях и «сплавного» рассеяния (см. ниже):

$$1/\tau_{im} = 1/\tau_{ion} + 1/\tau_{alloy}. \quad (13)$$

При рассеянии электронов на ионизованных примесях время релаксации можно строго вычислить только для изотропного непараболического потенциала [4]:

$$\frac{1}{\tau_{ion}} = \frac{\sqrt{m^3 [\varepsilon_{\mathbf{p}}(1 + \varepsilon_{\mathbf{p}}/\varepsilon_g)](1 + 2\varepsilon_{\mathbf{p}}/\varepsilon_g)} C_1 N_{ion}}{m^2 \varepsilon_{\mathbf{p}}^2 (1 + \varepsilon_{\mathbf{p}}/\varepsilon_g)^2} \quad (14)$$

где C_1 — коэффициент, определяемый зарядом примеси и диэлектрической проницаемостью кристалла, N_{ion} — концентрация ионизованных примесей, которая равна концентрации электронов. Для анизотропного электронного спектра действие оператора столкновений на неравновесную токовую функцию распределения невозможно представить в виде произведения этой функции и обратного времени релаксации. Тем не менее введем время релаксации электронов при рассеянии на ионизованных примесях в виде функции (14), где m^3 в числителе заменим на $m_1 m_2 m_3$, а m^2 в знаменателе — на $m_1 m_3$. В числителе формулы (14) стоит плотность состояний электронов с энергией $\varepsilon_{\mathbf{p}}$:

$$\rho(\varepsilon_{\mathbf{p}}) = 2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}) = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \times \\ \times \left(1 + \frac{2\varepsilon_{\mathbf{p}}}{\varepsilon_g}\right) \frac{1 + 2\varepsilon_{\mathbf{p}}}{\varepsilon_g} \sqrt{2m_1 m_2 m_3 \varepsilon_{\mathbf{p}}} \left(1 + \frac{\varepsilon_{\mathbf{p}}}{\varepsilon_g}\right). \quad (15)$$

Формулой (15) представлена плотность состояний электронов в одном эллипсоиде. Знаменатель формулы (14) определяется матричным элементом кулоновского взаимодействия электрона с заряженным примесным атомом.

Теперь остановимся на другом механизме рассеяния электронов в полупроводниковом сплаве Bi–Sb. Сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0 \leq x \leq 1$) представляют собой непрерывный ряд твердых растворов, в которых атомы сурьмы ($m_{\text{Sb}} = 121.76$) замещают атомы висмута ($m_{\text{Bi}} = 209$). В сплаве имеются флуктуации концентраций атомов компонент состава в результате статистического распределения атомов, что приводит к образованию флуктуирующего потенциала, на котором рассеиваются электроны («сплавное» рассеяние). Отметим, что до настоящего времени этот механизм рассеяния в сплавах Bi–Sb не рассматривался так подробно, как это было сделано в работе [15] для полупроводникового твердого раствора

Ge–Si и в работе [16] для твердых растворов на основе PbTe. Авторы этих работ впервые рассмотрели вклад сплавного рассеяния на подвижность электронов в твердых растворах. Для этого механизма рассеяния время релаксации выражается следующей формулой:

$$\frac{1}{\tau_{alloy}^{(1)}} = \int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} \frac{2\pi}{\hbar} |U_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}|^2 \times \\ \times x(1-x)(1 - \cos\theta) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}), \quad (16)$$

где θ — угол между начальным \mathbf{p} и конечным \mathbf{p}' импульсами электрона. Флуктуации концентрации компонент сплава дают обычную зависимость $x(1-x)$, показывающую, что в чистом веществе сплавное рассеяние отсутствует. Атомный потенциал $U(\mathbf{r})$ является короткодействующим [15], что позволяет пренебречь зависимостью матричного элемента $U_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}$ от аргумента, т. е. положить импульс $\mathbf{p} - \mathbf{p}'$ равным нулю. Тогда становится равным нулю и слагаемое с $\cos\theta$, т. е. время релаксации определяется только членами ухода в кинетическом уравнении. Окончательно величина $1/\tau_{alloy}^{(1)}$ оказывается пропорциональной плотности состояний электронов (15)

$$\frac{1}{\tau_{alloy}^{(1)}} = \frac{\pi}{\hbar} |U_0|^2 x(1-x) \rho(\varepsilon_{\mathbf{p}}) \quad (17)$$

(для исследованных сплавов $\rho(\zeta) \approx 10^{31}$ эрг $^{-1}$ ·см $^{-3}$). Это время релаксации описывает переходы электронов при сплавном рассеянии внутри одной долины, но сплавное рассеяние может привести и к переходу электронов между эквивалентными долинами. Для такого перехода

$$\frac{1}{\tau_{alloy}^{(2)}} = \int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} \frac{2\pi}{\hbar} |U_{\mathbf{p}_0+\mathbf{p}-\mathbf{p}'}|^2 \times \\ \times x(1-x) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}), \quad (18)$$

где \mathbf{p}_0 — импульс, связывающий центры долин в импульсном пространстве, а кинетические импульсы электрона \mathbf{p} и \mathbf{p}' отсчитываются от центра своей долины. Импульс p_0 намного превышает значения p и p' , так что в аргументе матричного элемента потенциала оставим только импульс \mathbf{p}_0 . Тогда $1/\tau_{alloy}^{(2)}$ выражается аналогично $1/\tau_{alloy}^{(1)}$:

$$\frac{1}{\tau_{alloy}^{(2)}} = \frac{\pi}{\hbar} |U_{\mathbf{p}_0}|^2 x(1-x) \rho(\varepsilon_{\mathbf{p}}). \quad (19)$$

Если бы радиус атомного потенциала $U(\mathbf{r})$ был намного меньше постоянной решетки, можно было бы

положить \mathbf{p}_0 равным нулю и время релаксации при сплавленном рассеянии в эквивалентную долину равнялось бы времени внутривалинной релаксации. Однако эти расстояния сравнимы по величине, и пренебречь импульсом \mathbf{p}_0 в аргументе $U_{\mathbf{p}_0}$ нельзя. Модуль компоненты Фурье потенциала $U_{\mathbf{p}_0}$ всегда меньше модуля нулевой компоненты Фурье U_0 , так что отношение $1/\tau_{alloy}^{(2)}$ и $1/\tau_{alloy}^{(1)}$ является положительным числом ξ , меньшим единицы. Полное время релаксации электронов при сплавленном рассеянии равно

$$\frac{1}{\tau_{alloy}} = \frac{1}{\tau_{alloy}^{(1)}} + \frac{N-1}{\tau_{alloy}^{(2)}} = C_2 x(1-x) \times \left(1 + \frac{2\varepsilon_{\mathbf{p}}}{\varepsilon_g}\right) \sqrt{m_1 m_2 m_3 \varepsilon_{\mathbf{p}} \left(1 + \frac{\varepsilon_{\mathbf{p}}}{\varepsilon_g}\right)}. \quad (20)$$

Здесь коэффициент C_2 определяется величиной короткодействующего потенциала, а N — число эквивалентных долин (в нашем случае $N = 3$). В результате

$$\frac{1}{\tau_{alloy}} = \frac{1+2\xi}{\tau_{alloy}^{(1)}}. \quad (21)$$

Отметим, что сплавленый механизм рассеяния отсутствует в классических многодолинных полупроводниках (Ge, Si и др.). Поэтому междолинное рассеяние электронов в них может осуществляться с помощью, например, коротковолновых фононов [17].

Теперь рассмотрим электрон-фононное взаимодействие. Запишем обратное время релаксации электронов в упругом приближении для электрон-фононного рассеяния:

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} |C_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}|^2 \times (2N_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'} + 1)(1 - \cos \vartheta) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}), \quad (22)$$

где $C_{\mathbf{q}}$ — константа электрон-фононного взаимодействия ($\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$), ϑ — угол между импульсами \mathbf{p} и \mathbf{p}' , $N_{\mathbf{q}}$ — равновесная функция распределения Планка для фононов. Для температур, больших электронной температуры Дебая, $T > \Theta_e$ (для электронного эллипсоида исследуемых сплавов $\Theta_{min} \approx 1 \text{ K} \leq \Theta_e \leq \Theta_{max} \approx 20 \text{ K}$), число фононов велико и функция распределения Планка переходит в распределение Рэлея

$$N_{\mathbf{q}} = kT/\hbar\omega_{\mathbf{q}},$$

где $\omega_{\mathbf{q}}$ — частота фонона. В формуле (22) сохраняется только слагаемое, пропорциональное температуре. Для изотропного деформационного взаимодействия электронов с продольными акустическими фононами величины $|C_{\mathbf{q}}|^2$ и $N_{\mathbf{q}}$ пропорционально соответственно q и $1/q$, т. е. результирующий матричный

элемент $|C_{\mathbf{q}}|^2 N_{\mathbf{q}}$ не зависит от импульса, как и в случае рассеяния электронов на точечном потенциале. После усреднения по импульсам \mathbf{p}' слагаемое, содержащее $\cos \vartheta$, равняется нулю, а оставшееся выражение пропорционально плотности состояний электронов с энергией $\varepsilon_{\mathbf{p}}$, и его энергетическая зависимость совпадает с зависимостью (20) для сплавленного рассеяния.

В висмуте и сплавах Bi-Sb имеются четыре значения компонент деформационного потенциала и электрон-фононное взаимодействие не является изотропным. Поэтому для различных ветвей спектра акустических фононов и анизотропного электронного спектра трудно рассчитать энергетическую зависимость обратного времени релаксации для электронов. Однако при $T > \Theta_e$ важным результатом для обратного времени релаксации электронов на фононах является его линейная температурная зависимость.

Поскольку в работе рассматривается вырожденный электронный газ, в формулы (2), (7), (9), (10) входит значение τ при энергии, равной энергии Ферми. В настоящей работе не учитываются малые поправки, связанные с температурным размытием функции распределения Ферми.

Время релаксации электронов в сплавах зависит от температуры, концентрации легирующей примеси теллура, которая совпадает с концентрацией электронов, и концентрации атомов компонент сплава. Температурная зависимость полного времени релаксации электронов определяется только электрон-фононным рассеянием (22). Рассеяние на ионизированных примесях (14) содержит прямую зависимость от концентрации примесей, но имеется и существенная косвенная зависимость. Так, концентрация электронов n зависит от химического потенциала:

$$n = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{m_1 m_2 m_3} \left[2\zeta \left(1 + \frac{\zeta}{\varepsilon_g} \right) \right]^3. \quad (23)$$

Косвенная зависимость от концентрации электронов имеется в каждом из трех слагаемых полного обратного времени релаксации. Такой же сложной является зависимость от концентрации компонент сплава. Кроме прямой зависимости сплавленного рассеяния (20) от концентрации компонент сплава имеется также заметная косвенная зависимость, содержащаяся в зависимости эффективных масс от величины энергии запрещенной зоны, которая, в свою очередь, зависит от концентрации сурьмы x в сплаве [2, 5]. Таким образом, каждое из трех слагаемых полного времени релаксации электронов оказывает

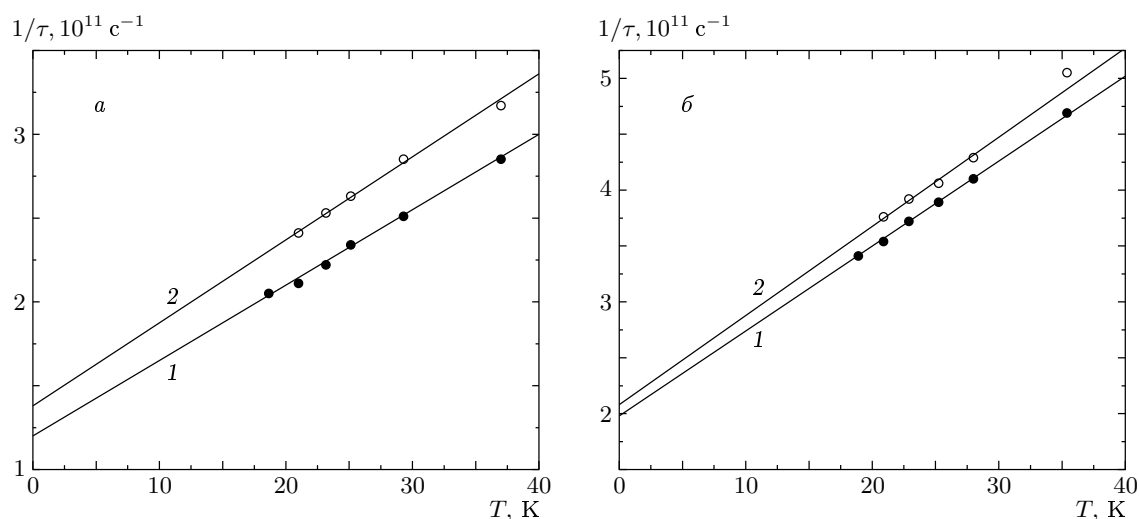


Рис. 5. Температурные зависимости обратных времен релаксации электронов, $1/\tau_1$ (1) и $1/\tau_2$ (2), для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ (а) и $n\text{-Bi}_{0.87}\text{Sb}_{0.13}$ (б), найденные из диффузионной термоэдс в магнитном поле с использованием формул (9) и (10), экстраполированы линейной зависимостью до температуры $T = 0 \text{ K}$

ся определенным образом зависящим от концентраций сурьмы и висмута в сплаве. Выделение обратного времени релаксации каждого из механизмов рассеяния электронов в сплавах при обработке теоретических формул (14), (20) было выполнено с учетом как прямых, так и косвенных зависимостей от n и x .

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе ставится задача выделения составляющих времени релаксации электронов, соответствующих различным механизмам рассеяния, что позволяет найти коэффициенты C_i в формулах (14), (20) для обратного времени релаксации при рассеянии электронов на ионизованных примесях и на флуктуациях концентрации сурьмы и висмута в сплаве.

Для полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$) по экспериментальным кривым $\Delta\alpha_{22}(H)$, полученным при различных температурах, были определены величины времен релаксации электронов, τ_1 и τ_2 , с помощью формул (9) и (10). Выше на рис. 3 представлены характерные зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля, $\Delta\alpha_{22}(H)$, при $T = 21 \text{ K}$ и приведены значения магнитных полей H_1 и H_2 , найденные по $\Delta\alpha_{\text{max}}$ и $\Delta\alpha_{\infty}$. Полученные величины времен релаксации электронов для исследованных сплавов при различных температурах использовались для построения графиков зависимостей $1/\tau_1$ и $1/\tau_2$ от

температуры. Такие зависимости приведены на рис. 5 для сплавов с $x = 0.07$ и 0.13 и аппроксимированы линейной зависимостью от температуры из-за наличия электрон-фононного рассеяния. Различие величин $1/\tau_1$ и $1/\tau_2$ может быть связано с недостатком использованной модели, в которой действие интегрального оператора рассеяния на функцию распределения электронов заменено на произведение обратного времени релаксации и этой функции распределения. Строго математически так делать нельзя, а надо находить решения интегрального уравнения. В то же время близость величин $1/\tau_1$ и $1/\tau_2$ и идентичность их температурного поведения для исследованных сплавов показывают, что модель изотропного времени релаксации дает достаточно хорошие результаты.

По наклону этих прямых определена составляющая обратного времени релаксации при рассеянии электронов на фонах, $1/\tau_{ph}$, а отсекаемая прямой линией величина обратного времени релаксации на оси ординат при $T = 0 \text{ K}$ соответствует рассеянию электронов на примесях, $1/\tau_{im}$. Найденные составляющие времени релаксации электронов для исследованных сплавов Bi-Sb приведены в табл. 2.

Величина $1/\tau_{im}$ включает в себя как рассеяние электронов на ионизованных примесях (14), так и сплавное рассеяние (20). Для нахождения этих составляющих обратного времени релаксации, $1/\tau_{ion}$ и $1/\tau_{alloy}$, в сплавах были введены новые переменные y и Z , которые включают как прямые, так и

Таблица 2. Времена релаксации электронов для исследованных полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$)

№	$\tau, 10^{-12} \text{ с}$ ($T = 21 \text{ К}$)	$\tau_{ph}, 10^{-12} \text{ с}$ ($T = 21 \text{ К}$)	$\tau_{im}, 10^{-12} \text{ с}$	$\tau_{ion}, 10^{-11} \text{ с}$	$\tau_{alloy}, 10^{-11} \text{ с}$
1	4.4	9.9	7.5	1.3	1.8
2	3.4	8	5.8	1.1	1.2
3	3.5	7.8	5.6	1.2	1
4	2.7	6.2	5	1.2	0.87
5	2.7	6.6	4.5	1.2	0.7
6	2.4	5.9	4.2	1.2	0.64

Примечание. Здесь τ и τ_{ph} , τ_{im} , τ_{ion} , τ_{alloy} — соответственно полное время релаксации электронов и его составляющие при рассеянии электронов на акустических фононах, на примесях, на ионизованных примесях, на флуктуациях концентрации компонент сплава.

косвенные влияния концентраций сурьмы x и электронов n :

$$y = x(1 - x)b/a, \tag{24}$$

$$Z = 1/\tau_{im}a, \tag{25}$$

где

$$a = \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3 \zeta (1 + \zeta/\epsilon_g) (1 + 2\zeta/\epsilon_g) n}}{m_1 m_3 \zeta^2 (1 + \zeta/\epsilon_g)^2}, \tag{26}$$

$$b = \sqrt{m_1 m_2 m_3 \zeta (1 + \zeta/\epsilon_g) (1 + 2\zeta/\epsilon_g)}. \tag{27}$$

С помощью этих переменных формулы (14), (20) можно представить уравнением

$$Z = C_2 y + C_1, \tag{28}$$

где коэффициенты C_1 и C_2 , как и в уравнениях (14), (20), характеризуют рассеяние электронов соответственно на ионизованных примесях и на флуктуациях концентрации компонент сплава.

Найденные значения обратного времени релаксации электронов при рассеянии на примесях, $1/\tau_{im}$, для исследованных сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$) позволили вычислить новые переменные Z и y по формулам (24)–(28), построить график зависимости $Z(y)$ и аппроксимировать его линейной зависимостью (рис. 6). Такая аппроксимация оказалась возможной из-за небольших по величине значений x ($x \leq 0.16$). Две прямые на этом рисунке соответствуют двум способам определения времени релаксации τ_1 по формуле (9) и τ_2 по формуле (10). Из наклона прямых находилась средняя

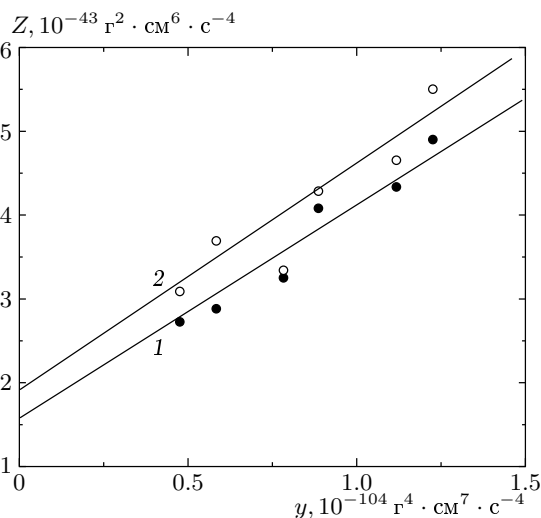


Рис. 6. Зависимость Z (25) от y (24) для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$) и линейная экстраполяция результатов до значения $y = 0$. Здесь $Z \propto 1/\tau_{1im}$ (1) и $Z \propto 1/\tau_{2im}$ (2) в соответствии с двумя способами нахождения времени релаксации в сплавах с помощью формул (9) и (10)

величина коэффициента C_2 , который характеризует сплавное рассеяние, а пересечение прямых с осью Z при $y = 0$ позволило определить среднюю величину коэффициента C_1 , характеризующего рассеяние электронов в сплаве на ионизованных примесях. Исследованные сплавы были легированы донорной примесью с концентрацией около 10^{-3} ат.%. Те и

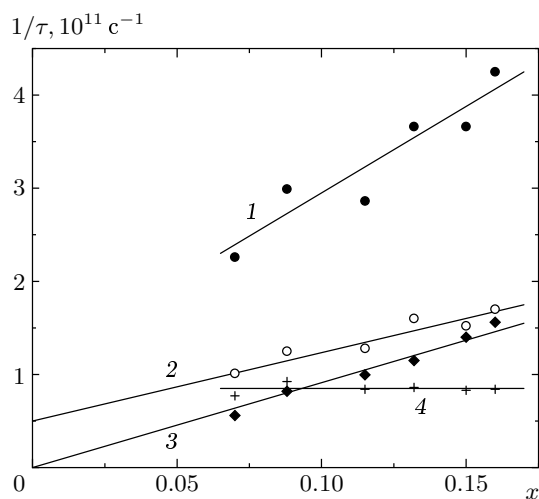


Рис. 7. Зависимость обратного времени релаксации электронов от концентрации сурьмы в сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.16$) и линейная экстраполяция результатов до значения $x = 0$. Полное обратное время релаксации электронов в сплавах $1/\tau$ (1) и его составляющие при рассеянии электронов на акустических фоновых, $1/\tau_{ph}$ (2), на флуктуациях концентраций атомов Bi и Sb в сплаве, $1/\tau_{alloy}$ (3), и на ионизованных примесях, $1/\tau_{ion}$ (4)

имели концентрацию электронов приблизительно $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Средние величины найденных коэффициентов: $C_1 = 1.75 \cdot 10^{-43} \text{ г}^2 \cdot \text{см}^6 \cdot \text{с}^{-4}$, $C_2 = 1.65 \cdot 10^{61} \text{ г}^{-2} \cdot \text{см}^{-1}$. С использованием этих коэффициентов, данных для x , n и других параметров исследованных образцов сплавов Bi–Sb (см. табл. 1) по формулам (24)–(28) были определены значения времен релаксаций τ_{ion} и τ_{alloy} , которые приведены в табл. 2.

На рис. 7 для исследованных сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ приведены зависимости как полного обратного времени релаксации электронов (кривая 1), так и его составляющих (кривые 2–4) от концентрации сурьмы x . Этими составляющими являются обратные времена релаксации при рассеянии электронов на акустических фоновых при $T = 21 \text{ К}$ (кривая 2), на флуктуациях концентрации компонент состава сплава (кривая 3) и на ионизованных примесях (кривая 4). Зависимость обратного времени релаксации при рассеянии электронов на акустических фоновых в сплавах при $T = 21 \text{ К}$ от концентрации сурьмы хорошо экстраполируется линейной зависимостью (кривая 2). Прямая отсекает при $x = 0$ на оси ординат величину обратного времени релаксации $1/\tau_{ph} = 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, которая соответствует элек-

тронам висмута. Основным механизмом рассеяния для электронов чистого висмута является внутридолинное рассеяние на акустических фоновых согласно данным, например, работ [9, 18, 19]. В работе [8] приводятся значения компонент времени релаксации для электронов висмута в зависимости от температуры (4.2–15.7 К). После экстраполяции этих температурных зависимостей компонент тензора обратного времени релаксации электронов висмута в сторону повышения температуры получим значения $1/\tau_{ie}$ ($i = 1, 2, 3$) при $T = 21 \text{ К}$; их средняя величина $1/\tau_e = 1/(\prod_i \tau_{ie})^{1/3} \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Полученная в результате экстраполяции зависимости $\tau_{ph}^{-1}(x)$ к $x = 0$ величина $1/\tau_{ph} = 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ для чистого висмута хорошо согласуется с результатами работы [8]. Линейная зависимость $\tau_{ph}^{-1}(x)$ в сплавах с концентрацией электронов $n \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 21 \text{ К}$ описывается уравнением

$$1/\tau_{ph}[\text{с}^{-1}] = 7.3 \cdot 10^{11}x + 5 \cdot 10^{10}. \quad (29)$$

Выражение (29) позволяет найти $1/\tau_{ph}$ при температурах $T > \Theta_e$:

$$1/\tau_{ph}[\text{с}^{-1}] = (3.48 \cdot 10^{10}x + 2.38 \cdot 10^9)T. \quad (30)$$

Линейная экстраполяция результатов составляющей обратного времени релаксации для сплавного рассеяния электронов (прямая 3 на рис. 7) в зависимости от концентрации сурьмы x возможна при $x \leq 0.16$ и для исследованных образцов описывается уравнением

$$1/\tau_{alloy}[\text{с}^{-1}] = 9.1 \cdot 10^{11}x. \quad (31)$$

Для полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ составляющая обратного времени релаксации $1/\tau_{alloy}$ может быть найдена по формуле (20) с использованием коэффициента $C_2 = 1.65 \cdot 10^{61} \text{ г}^{-2} \cdot \text{см}^{-1}$ и значений параметров x , m_i , ε_g , ζ .

Составляющая обратного времени релаксации при рассеянии на ионизованных примесях для исследуемых в работе сплавов является в среднем постоянной величиной: $1/\tau_{ion} = 8.5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (прямая 4 на рис. 7). Величина $1/\tau_{ion}$ зависит от степени легирования сплава и может быть оценена по формулам (25), (28): $1/\tau_{ion} = C_1 a$ с использованием коэффициента $C_1 = 1.75 \cdot 10^{-43} \text{ г}^2 \cdot \text{см}^6 \cdot \text{с}^{-4}$.

Нахождение составляющих обратного времени релаксации электронов в исследуемом сплаве позволяет оценить и величину полного обратного времени релаксации электронов:

$$1/\tau = 1/\tau_{ph} + 1/\tau_{alloy} + 1/\tau_{ion}.$$

Выполненные для полупроводниковых сплавов расчеты составляющих обратного времени релаксации при рассеянии электронов на ионизованных примесях (25), (28) и на флуктуациях концентрации компонент сплава (20) в зависимости от энергии Ферми (концентрации электронов) позволяют сделать следующие выводы. В сплавах при низких температурах ($T \leq 4.2$ К) электроны с концентрацией $n < 10^{16}$ см⁻³ преимущественно рассеиваются на ионизованных примесях, а при $n > 10^{17}$ см⁻³ сплавное рассеяние для электронов становится преимущественным.

В работах [11, 12, 20] измерялись квантовые осцилляции Шубникова–де Гааза в полупроводниковых сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.1 < x < 0.16$) при сильной одноосной деформации, что приводило к изменению энергетического спектра электронов из трехдолинного в однодолинный при сжатии образца вдоль бисекторной оси C_1 или в двухдолинный при сжатии вдоль бинарной оси C_2 .

В полупроводниках при низких температурах рассеяние электронов на примесях приводит к уширению квантовых уровней Ландау. В результате этого амплитуда квантовых осцилляций в магнитном поле экспоненциально уменьшается. В теории такое уменьшение описывается введением эффективной температуры Дингла $T_D = h/2\pi k\tau_D$, где τ_D — характерное время релаксации электронов [21, 22].

Авторами работ [11, 12, 20] было обнаружено уменьшение температуры Дингла в пять–шесть раз при сильной одноосной деформации полупроводниковых сплавов Bi-Sb . Авторы этих работ объясняли это изменение исключением междолинного сплавного рассеяния электронов, считая его существенно преобладающим над полным примесным внутридолинным рассеянием. В этих работах учитывалась роль сплавного рассеяния в сплавах Bi-Sb , но только для междолинного рассеяния. При этом, однако, авторы неоправданно пренебрегают внутридолинным сплавным рассеянием, тогда как единая природа сплавного рассеяния обнаруживает универсальную связь внутридолинного и междолинного рассеяний — формула (21). Поэтому при полном перетекании всех электронов в один, нижний по энергии, эллипсоид, т. е. при полном исключении междолинного рассеяния, сплавное рассеяние уменьшается в $1 + 2\xi$ раз. Кроме того, для определения полного изменения величины сплавного рассеяния нужно учесть изменение плотности состояний на уровне Ферми, поскольку суммарная концентрация электронов сохраняется, а перераспределение электронов из трех долин в одну изменяет величину

химического потенциала. Соотношение измененной и первоначальной величин химического потенциала как раз определяется этим условием постоянства концентрации. При этом важно знать, как изменились в процессе деформации величины ε_g и m_i . Если считать эти величины неизменяющимися, можно определить измененный химический потенциал и плотность состояний на уровне Ферми. После деформации величина обратного времени релаксации для сплавного рассеяния равна

$$\frac{1}{\tau_{alloy}^{(3)}} = \frac{3^{1/3} \sqrt{\varepsilon_g^2 + 4 \cdot 3^{2/3} \zeta (\varepsilon_g + \zeta)}}{\tau_{alloy} (1 + 2\xi) (\varepsilon_g + 2\xi)}, \quad (32)$$

где ζ — химический потенциал электронов в сплаве до деформации. При малом ξ величина $1/\tau_{alloy}^{(3)}$ может быть даже больше $1/\tau_{alloy}$. Так, для сплавов с $x = 0.07$ и 0.13 имеем $1/\tau_{alloy}^{(3)} \approx 1/\tau_{alloy}$ при $\xi = 0.5$, $1/\tau_{alloy}^{(3)} = 0.7/\tau_{alloy}$ при $\xi = 1$.

По нашему мнению, значительное изменение T_D при одноосной деформации, которое наблюдалось в работах [11, 12, 20], невозможно объяснить исключением междолинного рассеяния, если полагать, что параметры ε_g и m_i при деформации остаются неизменными.

Теперь остановимся на влиянии различных механизмов рассеяния, содержащихся в коэффициенте β , на термоэдс и коэффициент Нернста–Эттингсгаузена [7]. Величина β может быть представлена в виде

$$\beta = \beta_1 \frac{\tau}{\tau_{alloy}} - \beta_2 \frac{\tau}{\tau_{ion}} + \beta_3 \frac{\tau}{\tau_{ph}} + \frac{2\xi}{\varepsilon_g + 2\xi}. \quad (33)$$

Последнее слагаемое определяется зависимостью эффективной массы от энергии для непараболического спектра формулы (4):

$$\frac{d \ln M}{d \ln \zeta} = \frac{2\xi}{\varepsilon_g + 2\xi}.$$

Согласно формуле (4), можно вычислить коэффициенты β_1 и β_2 , соответствующие сплавному механизму рассеяния и рассеянию электронов на ионизованных примесях:

$$\beta_1 = \frac{\varepsilon_g^2 + 8\xi\varepsilon_g + 8\xi^2}{2(\varepsilon_g + \zeta)(\varepsilon_g + 2\xi)}, \quad (34)$$

$$\beta_2 = \frac{3\varepsilon_g^2 + 8\xi\varepsilon_g + 8\xi^2}{2(\varepsilon_g + \zeta)(\varepsilon_g + 2\xi)}. \quad (35)$$

Выражение для β_2 определяется зависимостью (14), справедливой при рассеянии на ионизованных примесях электронов с изотропным спектром. Предположение, что для анизотропного спектра электронов можно использовать такую же зависимость, может

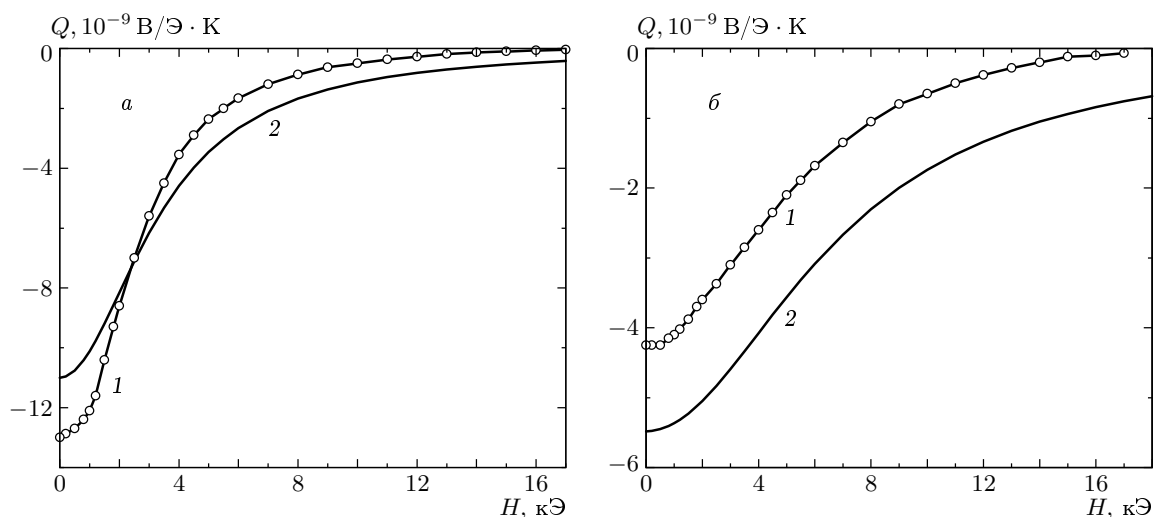


Рис. 8. Зависимость коэффициента Нернста–Эттинггаузена $Q_{12,3}$ ($\nabla T \parallel C_1, \mathbf{H} \parallel C_3$) от магнитного поля для полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ (а) и $n\text{-Bi}_{0.87}\text{Sb}_{0.13}$ (б) при температуре $T = 21$ К: 1 — эксперимент; 2 — расчет по формуле (36) с $\beta = 1.33$ (а) и 1.04 (б)

внести численную ошибку в значение коэффициента β_2 .

В модели изотропного взаимодействия электронов с продольными фононами $\beta_3 = \beta_1$. Но такой моделью нельзя ограничиться в висмуте и сплавах Bi-Sb. В исследованных сплавах экспериментальная величина β всегда положительна, что, по нашему мнению, определяется существенным вкладом сплавного механизма рассеяния электронов. Через величину β выражается экспериментально определяемая величина $\alpha_{22}(0)$ — термоэдс в отсутствие магнитного поля (5). Если бы величина β_3 была вычислена теоретически, как β_1 (34) и β_2 (35), то формула (5) позволила бы определить $\alpha(0)$ как функцию температуры.

Можно попытаться принять для β_3 значение β_1 , вычислить $\alpha(0)$ и сопоставить с экспериментальными данными. Однако соответствие оказывается плохим, что, по нашему мнению, связано с неприменимостью для сплавов Bi-Sb модели изотропного электрон-фононного взаимодействия и, следовательно, с отличием величины β_3 от β_1 . Величину коэффициента β можно найти по экспериментальным значениям диффузионной термоэдс в нулевом магнитном поле, $\alpha_{22}(0)$, используя формулу (5), или по изменению диффузионной термоэдс в классически сильном магнитном поле, $\Delta\alpha_\infty$, с помощью формулы (8). Определенная из эксперимента величина β позволила построить расчетную кривую для $\Delta\alpha(H)$ в зависимости от магнитного поля по формуле (7): при расче-

тах используется среднее время релаксации электронов, τ , определенное из ранее описанной процедуры с использованием формул (9) и (10). На рис. 3а и 3б представлены расчетные кривые $\Delta\alpha(H)$ соответственно для сплавов с $x = 0.07$, $\beta = 1.33$ и $x = 0.13$, $\beta = 1.04$, где приведенная величина β найдена из эксперимента.

Последнее слагаемое в (33), $2\zeta/(\epsilon_g + 2\zeta) = d \ln M / d \ln \zeta$, для исследованных сплавов составляет около 60% от экспериментальной величины β . Таким образом, значительный положительный вклад в β не связан с механизмами рассеяния электронов, а определяется непараболичностью электронного спектра.

Для исследованных сплавов Bi-Sb был измерен коэффициент Нернста–Эттинггаузена, который в зависимости от температуры изменяет знак вблизи $T = 10$ К. Коэффициент Нернста–Эттинггаузена положителен при низких температурах и отрицателен при высоких [7]. При низких температурах коэффициент Нернста–Эттинггаузена Q подобно термоэдс определяется эффектом фононного увлечения электронов фононами. В отсутствие фононного увлечения электронов ($T > 10$ К) было найдено выражение для Q в той же модели, что и в случае диффузионной термоэдс [7]:

$$Q = -\frac{\pi^2 k^2 T \beta}{6\zeta} \frac{(M_1 + M_4)\tau}{M_1 M_4 c(\delta + \Omega^2 \tau^2)}. \quad (36)$$

В формулу (36) входит тот же самый коэффициент β , что и в (2). Связь между ростом диффу-

зионной термоэдс в магнитном поле и отрицательным знаком Q , которые определяются механизмом рассеяния электронов [7], подтверждается экспериментально. Несмотря на то что коэффициент Нернста–Эттингсгаузена является дифференциальным, что проявляется в присутствии коэффициента β в формуле (36), его зависимость от магнитного поля монотонна в отличие от термоэдс. На рис. 8 представлены экспериментальные результаты для сплавов с $x = 0.07$ и 0.13 при $T = 21$ К и результаты расчета, выполненного с использованием формулы (36) и усредненных значений τ , найденных ранее из зависимости $\Delta\alpha(H)$. На рис. 3 также были построены расчетные кривые $\Delta\alpha(H)$ с использованием усредненного времени релаксации электронов. Расчетные кривые $\Delta\alpha(H)$ в целом отражают поведение экспериментальных кривых, но наблюдается численное расхождение по величине вблизи максимума. Эти несоответствия расчета эксперименту как для $\Delta\alpha(H)$, так и для Q можно приписать несовершенству модели, заменяющей действие оператора столкновений на неравновесную функцию распределения электронов на произведение этой функции и изотропного времени релаксации. Тем не менее, мы думаем, что определенные выше времена релаксации правильно передают порядок величины оператора столкновений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим, что наблюдаемая в полупроводниковых сплавах немонотонная зависимость диффузионной термоэдс от магнитного поля может быть не только качественно объяснена теоретически, но также позволяет проанализировать механизмы релаксации электронов при различных температурах, концентрациях атомов компонент состава сплава и легирующей примеси (концентрации электронов). В сплавах n -Bi–Sb с сильно анизотропным электронным спектром наблюдаемые в эксперименте при $T > 18$ К рост диффузионной термоэдс в магнитном поле и отрицательный знак коэффициента Нернста–Эттингсгаузена при преобладающей роли сплавного и электрон-фононного рассеяний по сравнению с рассеянием электронов на ионизированных примесях согласуются с аналогичным поведением диффузионной термоэдс в магнитном поле и отрицательным знаком коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в вырожденных полупроводниках с изотропным электронным спектром [4].

В результате проведенного анализа оказалось,

что сплавное рассеяние электронов является сравнимым по величине с обычными механизмами рассеяния электронов на акустических фононах и на ионизированных примесях. Можно думать, что сплавное рассеяние необходимо учитывать при исследовании кинетических явлений не только в сплавах Bi–Sb, но и в других твердых растворах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Berger, В. Christ, and J. Troschke, *Crystal Res. Technol.* **17**, 1233 (1982).
2. Н. Б. Брандт, Р. Германн, Г. И. Голышева и др., *ЖЭТФ* **83**, 2152 (1982); Г. А. Миронова, М. В. Судакова, Я. Г. Пономарев, *ФТТ* **22**, 3628 (1980).
3. В. Д. Каган, Н. А. Редько, *ЖЭТФ* **100**, 1205 (1991); В. Д. Каган, Н. А. Редько, *ФТТ* **35**, 1686 (1993), **36**, 1978 (1994).
4. Б. М. Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Ленинград (1970).
5. Н. А. Редько, В. И. Польшин, В. В. Косарев, Г. А. Иванов, *ФТТ* **25**, 3138 (1983).
6. И. Я. Коренблит, М. Е. Кузнецов, С. С. Шалыт, *ЖЭТФ* **56**, 8 (1969).
7. В. Д. Каган, Н. А. Редько, Н. А. Родионов, В. И. Польшин, *ФТТ* **42**, 1376 (2000).
8. R. Hartman, *Phys. Rev.* **181**, 1070 (1969).
9. В. Н. Копылов, Л. П. Межов-Деглин, *ЖЭТФ* **65**, 720 (1973).
10. Н. А. Родионов, Н. А. Редько, Г. А. Иванов, *ФТТ* **21**, 2556 (1979); Н. А. Редько, В. И. Польшин, Г. А. Иванов, *ФТТ* **26**, 10 (1984).
11. Л. А. Киракозова, Н. Я. Минина, А. М. Савин, *Письма в ЖЭТФ* **52**(1), 693 (1990).
12. Н. Я. Минина, Л. А. Киракозова, *ЖЭТФ* **101**, 1663 (1992).
13. Н. А. Редько, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 268 (1992).
14. В. И. Бочегов, К. Г. Иванов, Н. А. Родионов, *ПТЭ* вып. 2, 218 (1980).
15. И. С. Шлимак, А. Л. Эфрос, И. Я. Янчев, *ФТП* **11**, 257 (1977).
16. Е. А. Гуриева, Б. А. Ефимова, Ю. И. Равич, *ФТП* **8**, 1261 (1974).

17. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
18. С. М. Черемисин, ЖЭТФ **65**, 1564 (1973).
19. В. С. Винник, И. Я. Коренблит, Е. А. Охрем, А. Г. Самойлович, ЖЭТФ **80**, 2031 (1981).
20. Е. В. Богданов, Н. Б. Бутко, Л. А. Киракозова и др., ФНТ **18**, 404 (1992).
21. Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов, *Экспериментальные методы исследования энергетических спектров электронов и фононов в металлах*, МГУ, Москва (1983).
22. Д. Шенберг, *Магнитные осцилляции в металлах*, Мир, Москва (1986).