

03

Анализ спинового расщепления максимумов квантовых осцилляций сопротивления полупроводниковых сплавов n -Bi–Sb в магнитном поле, параллельном биссекторной оси

© Н.А. Редько^{1,2}, В.Д. Каган¹, М.П. Волков^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland

E-mail: m.volkov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 3 апреля 2013 г.)

В полупроводниковых сплавах n -Bi_{0.93}Sb_{0.07} на образцах с различной концентрацией электронов ($n_1 = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $n_3 = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) измерены зависимости сопротивления от магнитного поля величиной до 45 Т, параллельного току и биссекторной оси ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$), при температурах 1.5, 4.5, 10 К. На полученных зависимостях $\rho_{22}(H)$ наблюдаются квантовые осцилляции сопротивления (эффект Шубникова–де Гааза), причем в больших магнитных полях наблюдается максимум сопротивления, далеко отстоящий от остальных максимумов. В предположении, что этот максимум связан со спиново-расщепленным уровнем Ландау $N = 0^-$ для электронов главного эллипсоида, вычислены параметры спинового расщепления для электронов главного эллипсоида: $\gamma_1 = 0.87$, $\gamma_2 = 0.8$, $\gamma_3 = 0.73$. Используя эти значения, можно надежно связать максимумы осцилляций с номерами расщепленных уровней Ландау для электронов главного и побочных эллипсоидов.

В поперечном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$ и $\mathbf{j} \parallel \mathbf{C}_2$ на образце с концентрацией электронов $n_4 = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ измерены зависимости сопротивления ρ_{11} и коэффициента Холла $R_{31.2}$ от магнитного поля. С помощью аналогичного анализа определен параметр спинового расщепления $\gamma_4 = 0.85$, что близко к значению $\gamma_2 = 0.8$, полученному для образца с близкой концентрацией ($n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) при измерениях в продольном магнитном поле. Максимумы квантовых осцилляций коэффициента Холла $R_{31.2}$ смещены в область больших магнитных полей по сравнению с максимумами квантовых осцилляций сопротивления ρ_{11} .

1. Введение

В полупроводниковых сплавах n -Bi–Sb энергетический спектр электронов сильно анизотропен, что приводит к особенностям в поведении кинетических коэффициентов в магнитном поле [1]. Наблюдаются электронный топологический переход [2,3], перетекание электронов между эллипсоидами в магнитном поле в области квантового предела при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_2$ [4], резкий рост проводимости при увеличении магнитного поля в области квантового предела при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$ [5]. В работе [6] рассмотрена еще одна особенность проявления анизотропии электронного спектра n -Bi–Sb — биения квантовых осцилляций коэффициента Холла и сопротивления (эффект Шубникова–де Гааза) при небольшом отклонении магнитного поля от тригональной оси \mathbf{C}_3 .

В сильном магнитном поле наблюдается спиновое расщепление максимумов квантовых осцилляций сопротивления, причем в висмуте и сплавах Bi_{1-x}Sb_x спиновое расщепление зависит от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей [7]. Для анализа осцилляционных кривых эффекта Шубникова–де Гааза требуется знание зависимости положения уровня Ферми от магнитного поля. Расчет $E_F(H)$ для Bi при различной ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей был вы-

полнен Смитом, Бараффом и Роуэллом [8] на основе полуэмпирического дисперсионного соотношения (модифицированный закон дисперсии Лэкса в магнитном поле)

$$E = \frac{1}{2} \left\{ E_{gL}^2 + 4E_{gL} \left[\hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} + \frac{s}{2}\gamma \right) + \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}^*} \right] \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где E_{gL} — ширина запрещенной зоны; $\omega_c = eH/m_c^*c$ — циклотронная частота, соответствующая дну зоны проводимости; m_{\parallel}^* — транспортная масса на дне зоны в направлении магнитного поля \mathbf{H} ; p_{\parallel} — квазиимпульс в направлении магнитного поля \mathbf{H} ; $s = \pm 1$ — спиновое квантовое число; $\gamma = \Delta_s/\Delta_{\text{orb}} = m_c^*/m_s^*$ — отношение спинового расщепления к орбитальному расщеплению; m_c^* и m_s^* — соответственно циклотронная и спиновая массы на дне зоны; N — номер уровня Ландау.

При $\gamma = m_c^*/m_s^* = 1$ соотношение (1) соответствует простой двухзонной модели [9]. Из эксперимента следует, что у Bi даже для минимального сечения электронной поверхности Ферми ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$) величина $\gamma \neq 1$, а именно $\gamma(\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1) = 1.07$; для других направлений магнитного поля отличие γ от единицы еще больше: $\gamma(\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3) = 0.34$, $\gamma(\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_2) = 0.3$ [10,11]. Малые значения γ для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_2$ являются следствием влияния удаленных зон на энергетический спектр носителей в

точке L у Bi , и поэтому применимость соотношения (1) для малых значений γ требует серьезного обоснования.

В полупроводниковых сплавах $n-Bi_{1-x}Sb_x$ ($0.07 < x < 0.15$) энергетический спектр определяется тремя эквивалентными долинами в точках L зоны Бриллюэна, отделенными от соответствующих долин валентной зоны L_i прямой энергетической щелью E_{gL} . Легирование сплавов донорной примесью теллура приводит к заполнению электронами долин зоны проводимости L_i до концентрации n . На рис. 1 представлена поверхность Ферми, состоящая из трех электронных квазиэллипсоидов с центрами в L -точках зоны Бриллюэна, которые находятся в плоскостях отражения (в дальнейшем для краткости будем пользоваться термином „эллипсоиды“). Эллипсоиды эквивалентны между собой и повернуты относительно друг друга на угол $\pm 120^\circ$ (рис. 1, *a*). Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, а две другие оси эллипсоида составляют угол φ с кристаллографическими осями: тригональной C_3 и биссекторной C_1 (рис. 1, *b*). На рис. 2 представлена проекция главного (1) и побочных ($2, 3$) эллипсоидов на плоскость. О сильной анизотропии электронного спектра этих полупроводниковых сплавов

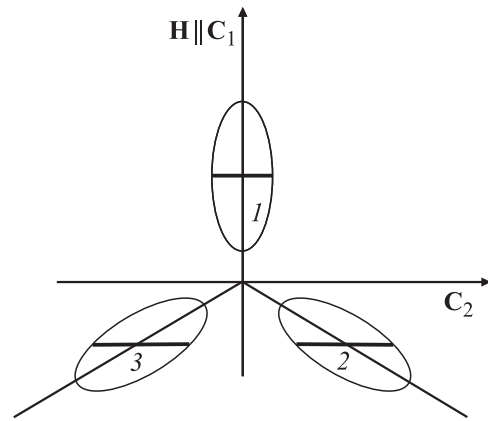


Рис. 2. Проекция на базисную плоскость C_1C_2 изоэнергетической поверхности Ферми в k -пространстве, состоящей из трех эллипсоидов, для полупроводникового сплава $n-Bi-Sb$. Жирные линии — экстремальные сечения плоскостью, перпендикулярной направлению магнитного поля ($H \parallel C_1$) для главного (1) и побочных ($2, 3$) эллипсоидов.

свидетельствуют значения эффективных масс электронов на дне зоны проводимости: $m_1 \sim 1 \cdot 10^{-3}m_0$, $m_2 \sim 5 \cdot 10^{-1}m_0$, $m_3 \sim 2 \cdot 10^{-3}m_0$ [12,13].

2. Экспериментальные данные и их обсуждение

Измерения квантовых осцилляций сопротивления ρ_{22} в продольном магнитном поле $H \parallel C_1 \parallel j$ проводились на монокристаллических образцах полупроводникового сплава $n-Bi_{0.93}Sb_{0.07}$ с концентрацией электронов $n_1 = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и $n_3 = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Образцы имели форму прямоугольных параллелепипедов размером $2.5 \times 2.5 \times 18 \text{ mm}$, грани которых были перпендикулярны кристаллографическим осям C_1, C_2, C_3 . В поперечном магнитном поле ($H \parallel C_1$ и $j \parallel C_2$) проводились измерения сопротивления ρ_{11} и коэффициента Холла $R_{31.2}$ на образце с концентрацией электронов $n_4 = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Индекс 31.2 означает, что холловское напряжение измерялось на образце вдоль тригональной оси C_3 (3) при токе на образце вдоль бинарной оси C_2 (1) при направлении магнитного поля вдоль биссекторной оси C_1 (2) (обозначения осей приведены на рис. 1, *a*). Измерения проводились в постоянных магнитных полях $0-14 \text{ T}$ при температурах $1.5-10 \text{ K}$ и в импульсных магнитных полях до 45 T на образце с концентрацией электронов $n_3 = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при $H \parallel C_1 \parallel j$ и $T = 1.6 \text{ K}$.

На рис. 3–5 представлены зависимости сопротивления от обратного продольного магнитного поля при $H \parallel C_1 \parallel j$ для образцов с концентрацией $n_1 = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и $n_3 = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, а на рис. 6 — от обратного поперечного магнитного поля при $H \parallel C_1$ и $j \parallel C_2$ на образце с концентрацией $n_4 = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Картина квантовых осцилляций

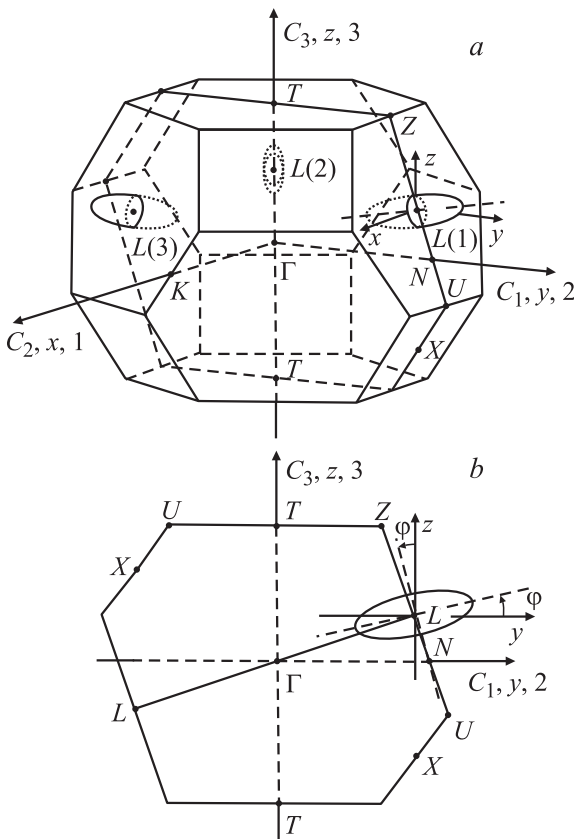


Рис. 1. Зона Бриллюэна для вырожденных полупроводниковых сплавов $n-Bi-Sb$ с тремя электронными эллипсоидами, центры которых находятся в точках L на плоскостях отражения (*a*) и одно из трех сечений зоны Бриллюэна плоскостью отражения (*b*).

на этих образцах выглядит необычно из-за наличия максимума в сильных магнитных полях, отстоящего от предыдущих максимумов на значительное расстояние по магнитному полю. Такая ситуация возможна при сильном спиновом расщеплении максимумов квантовых осцилляций. Для V_i параметр спинового расщепления максимумов осцилляций при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$ составляет $\gamma = 1.07$ [10,11], и можно предполагать большой параметр спинового расщепления максимумов осцилляций и в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$.

В полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при направлении магнитного поля вдоль биссекторной оси $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$ экстремальное сечение для электронов главного эллипсоида меньше экстремального сечения для электронов побочных эллипсоидов (рис. 2). В связи с этим на зависимости сопротивления от магнитного поля сначала наблюдаются квантовые осцилляции сопротивления для электронов главного эллипсоида, а в больших магнитных полях появляются осцилляции для электронов побочных эллипсоидов. Квантовый предел для электронов главного эллипсоида наступает в меньших магнитных полях, чем для электронов побочных эллипсоидов. Экспериментальная осцилляционная кривая является результатом сложения квантовых осцилляций, связанных с электронами главного и побочных эллипсоидов.

Чтобы оценить вклад в квантовые осцилляции сопротивления от электронов главного и побочных эллипсоидов, эти осцилляции были смоделированы с помощью элементарной функции

$$\begin{aligned} \cos\left(\frac{a}{H} \pm b\right) &= \cos\left(\frac{E_F(1 + E_F/E_g) \pm b}{\hbar\omega_c}\right) \\ &= \cos\left(\frac{E_F(1 + E_F/E_g) m_c c}{\hbar e H} \pm b\right) \end{aligned}$$

отдельно для электронов главного и побочных эллипсоидов. Параметр b выбирался таким образом, чтобы совпадали поля максимумов измеренного и смоделированного сопротивления в области малых магнитных полей. В больших магнитных полях максимумы измеренного и смоделированного таким образом сопротивления расходятся, что связано с наличием спинового расщепления максимумов. В качестве примера на рис. 7 представлены экспериментальные кривые квантовых осцилляций сопротивления и суммарные кривые смоделированных колебаний от электронов главного и побочных эллипсоидов для образца с концентрацией электронов $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Видно, что совпадение полей максимумов осцилляций измеренного и смоделированного сопротивления (отсутствие спинового расщепления) наблюдается до полей, меньших 0.5 Т. В больших полях наблюдается все большее расхождение максимумов, что обусловлено их спиновым расщеплением.

Величина поля максимума квантовых осцилляций H_N^\pm , при котором уровень Ландау N совпадает с энергией Ферми E_F , с учетом спинового расщепления может быть

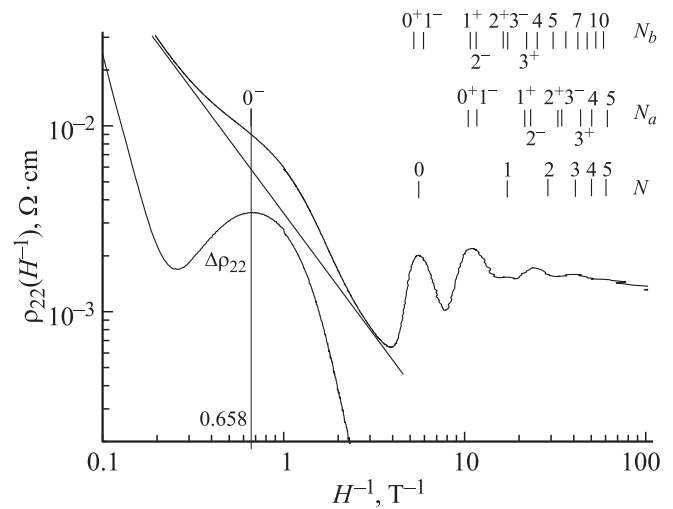


Рис. 3. Зависимость продольного удельного сопротивления ρ_{22} от обратного магнитного поля для $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с $n_1 = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$ и температуре 1.8 К. Зависимость $\Delta\rho_{22}(H^{-1})$ получена вычитанием из зависимости $\rho_{22}(H^{-1})$ вблизи максимума линейной зависимости сопротивления для четкого выделения максимума в больших магнитных полях. В правой верхней части рисунка приведены поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N , определенные с помощью формулы (3) при $\gamma = 0$. Поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N_a для электронов главного эллипсоида и с номерами N_b для электронов побочных эллипсоидов найдены с помощью формулы (3) при $\gamma_1 = 0.87$.

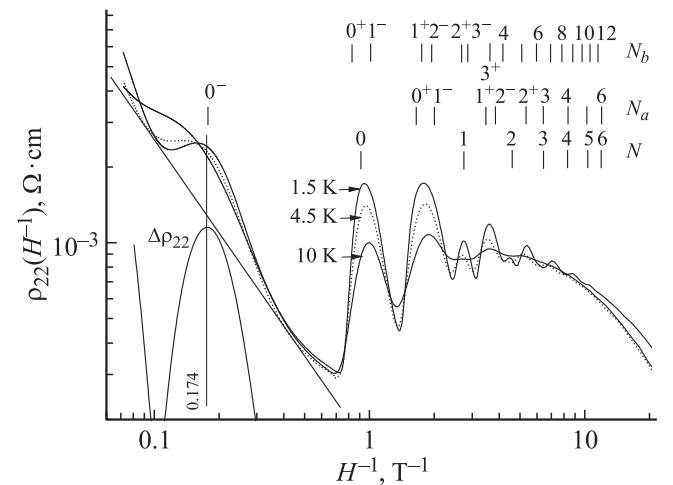


Рис. 4. Зависимость продольного удельного сопротивления ρ_{22} от обратного магнитного поля для $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$ и температуре 1.5, 4.5 и 10 К. Зависимость $\Delta\rho_{22}(H^{-1})$ получена вычитанием из зависимости $\rho_{22}(H^{-1})$ ($T = 1.5 \text{ K}$) вблизи максимума линейной зависимости сопротивления для четкого выделения максимума в больших магнитных полях. В правой верхней части рисунка приведены поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N , определенные с помощью формулы (3) при $\gamma = 0$. Поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N_a для электронов главного эллипсоида и с номерами N_b для электронов побочных эллипсоидов найдены с помощью формулы (3) при $\gamma_2 = 0.8$.

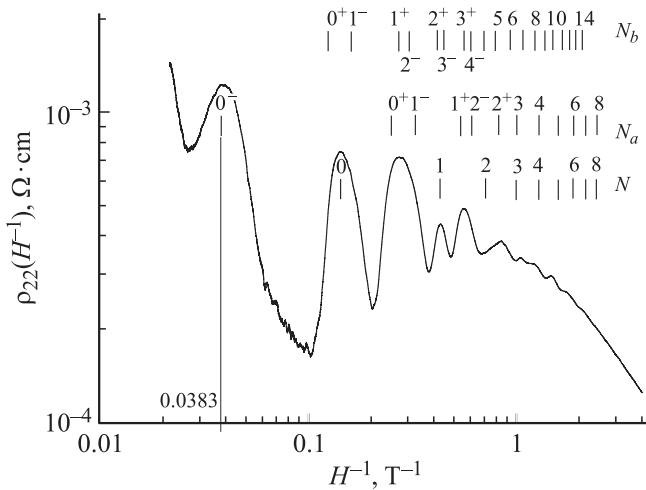


Рис. 5. Зависимость продольного удельного сопротивления ρ_{22} от обратного магнитного поля для $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с $n_3 = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$ и температуре 1.6 К. В правой верхней части рисунка приведены поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N , определенные с помощью формулы (3) при $\gamma = 0$. Поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N_a для электронов главного эллипсоида и с номерами N_b для электронов побочных эллипсоидов найдены с помощью формулы (3) при $\gamma_3 = 0.73$.

найдена из уравнения

$$E_F(1 + E_F/E_g) = \hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} + \frac{s\gamma}{2} \right), \quad (2)$$

где E_g — энергия запрещенной зоны, $\omega_c = \frac{eH_N^\pm}{mc}$ — циклотронная частота, $s = \pm 1$ — спиновое квантовое число, $\gamma = \Delta_s/\Delta_{orb} = m_c/m_s$ — отношение спинового расщепления к орбитальному расщеплению, m_c , m_s — соответственно циклотронная и спиновая массы.

Из уравнения (2) получим

$$H_N^\pm = \frac{E_F(1 + E_F/E_g)cm_c}{\left(N + \frac{1}{2} \pm \frac{\gamma}{2} \right)}. \quad (3)$$

Для определения параметров спинового расщепления максимумов квантовых осцилляций γ в исследованных образцах сначала рассмотрим случай $\gamma = 0$ (отсутствие спинового расщепления). В правой верхней части рис. 3–5 указаны поля максимумов с номером N , вычисленные по формуле (3) со значением $\gamma = 0$ и $m_c = 1.02 \cdot 10^{-30} \text{ g}$ (электроны главного эллипсоида). Из рисунков видно, что вычисленное значение поля максимума ρ_{22} для $N = 0$ во всех случаях хорошо совпадает с полем максимума на экспериментальной кривой $\rho(H^{-1})$. Но на экспериментальной кривой имеется еще один максимум в больших полях. На рис. 5 (измерения в импульсном магнитном поле) этот максимум четко выражен. На рис. 3 и рис. 4 для надежного выявления этого максимума проводилась процедура вычитания из

зависимости сопротивления ρ_{22} в сильных магнитных полях (в районе максимума) линейной зависимости сопротивления, в результате получали разность $\Delta\rho_{22}$ в зависимости от обратного магнитного поля с четко выявленным максимумом. Этот максимум в сильных магнитных полях естественно связать с номером $N = 0^-$ из-за сильного спинового расщепления уровня $N = 0$ электронов главного эллипсоида. Как уже отмечалось

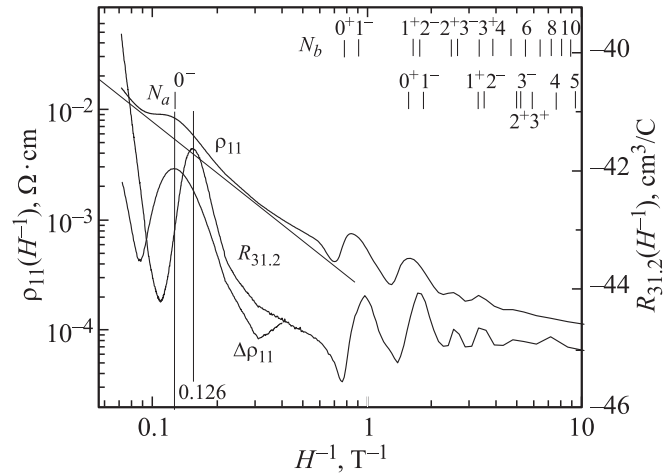


Рис. 6. Зависимость поперечного удельного сопротивления ρ_{11} и коэффициента Холла $R_{31,2}$ от обратного магнитного поля для $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с $n_4 = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$, $\mathbf{j} \parallel \mathbf{C}_2$ и температуре 1.6 К. Зависимость $\Delta\rho_{11}(H^{-1})$ получена вычитанием из зависимости $\rho_{11}(H^{-1})$ вблизи максимума линейной зависимости сопротивления для выделения максимума в больших магнитных полях. Поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N_a для электронов главного эллипсоида и с номерами N_b для электронов побочных эллипсоидов найдены с помощью формулы (3) при $\gamma_4 = 0.85$.

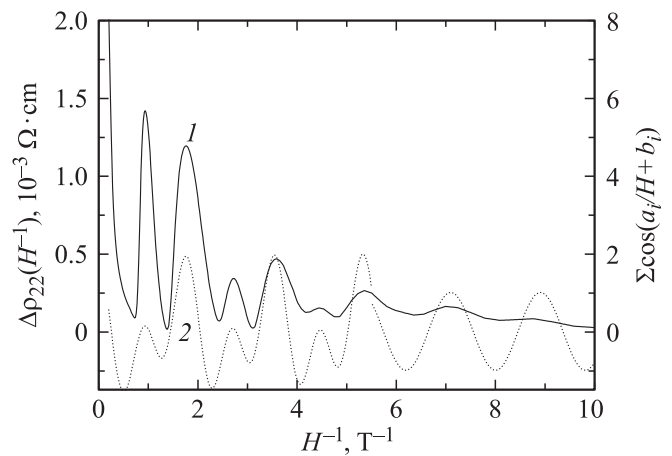


Рис. 7. Квантовые осцилляции сопротивления $\Delta\rho_{22}(H^{-1})$ для $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 1.5 \text{ K}$ (1) и функция $\sum_{i=1}^3 \cos(a_i/H + b_i)$, моделирующая наложение осцилляций сопротивления, связанных с электронами главного эллипсоида и электронами побочных эллипсоидов (2).

выше, с увеличением магнитного поля сначала будет достигнут квантовый предел для электронов главного эллипсоида и, следовательно, может реализоваться только нулевой максимум $N = 0^-$ для этих электронов, а для электронов побочных эллипсоидов такая возможность отсутствует.

На рис. 3–5 для образцов с концентрацией электронов $n_1 = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $n_3 = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответственно на зависимостях $\rho_{22}(H^{-1})$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$ значения максимумов для $N = 0^-$ соответственно равны $H_1^{-1} = 0.658 \text{ Т}^{-1}$, $H_2^{-1} = 0.174 \text{ Т}^{-1}$ и $H_3^{-1} = 0.0383 \text{ Т}^{-1}$. С учетом соответствующих магнитных полей $H_1 = 1.434 \text{ Т}$, $H_2 = 5.65 \text{ Т}$, $H_3 = 25.82 \text{ Т}$ с помощью формулы (3) для $N = 0^-$ были вычислены параметры спинового расщепления γ для электронов главного эллипсоида, которые оказались равными $\gamma_1 = 0.87$, $\gamma_2 = 0.8$, $\gamma_3 = 0.73$. Найденные значения параметров спинового расщепления для исследованных образцов позволили определить с помощью формулы (3) поля максимумов квантовых осцилляций с номерами N_a для электронов главного эллипсоида и с номерами N_b для электронов побочных эллипсоидов, которые представлены в правой верхней части рис. 3–5.

Сравнение двух рядов значений магнитных полей N_a и N_b с полями максимумов экспериментальных кривых позволяет сделать следующие выводы.

1. Максимум в сильных магнитных полях, который при отсутствии спинового расщепления представлялся соответствующим номеру уровня Ландау $N = 0$ для электронов главного эллипсоида, оказался наложением расщепленных максимумов $N = 0^+$ и $N = 1^-$ для электронов побочных эллипсоидов и таким образом расположен между максимумами 0^- и 0^+ для электронов главного эллипсоида.

2. Соседний с ним максимум (в меньших полях) оказывается наложением четырех близкорасположенных максимумов $N = 0^+$ и $N = 1^-$ для электронов главного эллипсоида и $N = 1^+$ и $N = 2^-$ для электронов побочных эллипсоидов.

3. Следующий максимум на экспериментальной кривой при уменьшении поля связан с наложением максимумов 2^+ и 3^- для электронов побочных эллипсоидов (а не с максимумом $N = 1$ для электронов главного эллипсоида без учета спинового расщепления), что указывает на справедливость сделанного допущения о равенстве величины спинового расщепления для электронов главного и побочных эллипсоидов при вычислении значений N_a и N_b по формуле (3).

4. При дальнейшем уменьшении поля также удается достаточно надежно связать максимумы на экспериментальной кривой с номерами квантовых осцилляций электронов главного и побочных эллипсоидов.

5. Приведенные выше выводы справедливы для образцов всех трех концентраций, и такая картина квантовых осцилляций является типичной для сплавов $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$.

Для образца с концентрацией электронов $n_2 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на рис. 4 приведены кривые квантовых осцилляций продольного сопротивления при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$ при различных температурах: 1.5, 4.5 и 10 К. Наглядно продемонстрировано увеличение амплитуды квантовых осцилляций при понижении температуры и почти неизменное положение максимумов по магнитному полю.

На образце с концентрацией электронов $n_4 = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ было измерено сопротивление в поперечном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$ и $\mathbf{j} \parallel \mathbf{C}_2$ (рис. 6). Для четкого выявления максимума в сильных магнитных полях было выполнено вычитание из зависимости сопротивления ρ_{11} линейной зависимости сопротивления. В результате на разности $\Delta\rho_{11}$ четко выявлен максимум при $H_4 = 7.96 \text{ Т}$, который мы, как и ранее, связываем с расщепленным уровнем Ландау $N = 0^-$ для электронов главного эллипсоида. С помощью формулы (3) и значения $H_4 = 7.96 \text{ Т}$ был вычислен параметр спинового расщепления, который оказался равным $\gamma_4 = 0.85$. В правой верхней части рис. 6 приведены вычисленные по формуле (3) при $\gamma_4 = 0.85$ значения полей максимумов квантовых осцилляций для электронов главного эллипсоида N_a и электронов побочных эллипсоидов N_b . Из рис. 6 видно, что в поперечном магнитном поле ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$, $\mathbf{j} \parallel \mathbf{C}_2$), так же как и в продольном магнитном поле ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$) наблюдается удовлетворительное согласие рассчитанных и экспериментальных значений полей максимумов квантовых осцилляций сопротивления. На этом образце также измерялись квантовые осцилляции коэффициента Холла. Оказалось, что максимумы квантовых осцилляций коэффициента Холла смещены в область больших магнитных полей по сравнению с максимумами квантовых осцилляций сопротивления. Отметим, что максимумы квантовых осцилляций коэффициента Холла и сопротивления при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_2$ в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi-Sb}$ совпадают, как показано в нашей работе [5].

3. Заключение

Таким образом, учет спинового расщепления максимумов квантовых осцилляций сопротивления и коэффициента Холла в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с разной концентрацией носителей в продольной ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1 \parallel \mathbf{j}$) и поперечной ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_1$ и $\mathbf{j} \parallel \mathbf{C}_2$) геометрии позволяет получить значение параметра спинового расщепления γ и надежно связать максимумы квантовых осцилляций с номерами расщепленных уровней Ландау для электронов главного и побочных эллипсоидов.

Авторы благодарят за предоставленную возможность проведения измерений в сильных импульсных магнитных полях в рамках проекта Euro-MagNet II, а также сотрудников Лаборатории магнитных полей Исследовательского центра им. Гельмгольца в Россендорфе (Дрезден, Германия) за помощь в работе.

Список литературы

- [1] Н.Б. Брандт, Р. Герман, Г.И. Голышева, Л.И. Девяткова, Д. Кусник, В. Краак, Я.Г. Пономарев. *ЖЭТФ* **83**, 2152 (1982); Н.А. Редько, В.И. Польшин, В.В. Косарев, Г.А. Иванов. *ФТТ* **25**, 3138 (1983).
- [2] Н.А. Редько, В.Д. Каган, М.П. Волков. *ФТТ* **52**, 209 (2010).
- [3] Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский, Н.Я. Минина. Письма в *ЖЭТФ* **26**, 637 (1977); Н.Б. Брандт, С.М. Чудинов. *УФН* **137**, 479 (1982); Л.А. Киракозова, Н.Я. Минина, А.М. Савин. Письма в *ЖЭТФ* **52**, 693 (1990).
- [4] Н.А. Редько, В.Д. Каган, М.П. Волков. *ЖЭТФ* **138**, 271 (2010).
- [5] Н.А. Редько, В.Д. Каган, М.П. Волков. *ФТТ* **53**, 1718 (2011).
- [6] Н.А. Редько, В.Д. Каган, М.П. Волков. *ФТТ* **54**, 1829 (2012).
- [7] Г.А. Миронова, М.В. Судакова, Я.Г. Пономарев. *ЖЭТФ* **78**, 1830 (1980).
- [8] G.E. Smith, G.A. Baraff, J.W. Rowell. *Phys. Rev.*, **135**, A 1118 (1964).
- [9] M.H. Cohen, E.J. Blount. *Phil. Mag.* **5**, 115 (1960).
- [10] S. Takano, M. Koga. *J. Phys. Soc. Jpn.* **42**, 853 (1977).
- [11] K. Tayoda, Y. Sawada, H. Kawamura. *J. Phys. Soc. Jpn.* **32**, 653 (1972).
- [12] G. Oelgart, R. Herrmann. *Phys. Status Solidi B* **58**, 181 (1973).
- [13] В.Д. Каган, Н.А. Редько, Н.А. Родионов, В.И. Польшин. *ЖЭТФ* **122**, 377 (2002).