

МЕЖДОЛИННОЕ РАССЕЙЯНИЕ В СПЛАВАХ ВИСМУТ – СУРЬМА ПРИ 4,2 К

Л.А.Киракозова., Н.Я.Минина, А.М.Савин

При одноосном сжатии сплава $\text{Bi}_{0,9}\text{Sb}_{0,1}(\text{Te})$ вдоль биссекторной оси обнаружено резкое падение температуры Дингла, связанное с выключением канала междолинного рассеяния при переходе в процессе деформации от трехдолинного к однодолинному электронному спектру.

В чистом висмуте междолинные переходы осуществляются акустическими фононами с энергией 40 К; их вклад в рассеяние экспоненциально падает с температурой и при 4,2 К отношение времени релаксации для междолинных переходов $\tau_{\text{мд}}$ к времени релаксации импульса $\tau_{\text{вд}}$, связанному с внутридолинным рассеянием, составляет $\tau_{\text{мд}}/\tau_{\text{вд}} \cong 100$. В горячих образцах и сплавах висмут–сурьма при рассеянии на нейтральных примесях (Sb) или точечных дефектах уже при 4,2 К можно ожидать $\tau_{\text{мд}} \sim \tau_{\text{вд}}^2$. Косвенным подтверждением этого служат, например, наблюдаемые в работе [1] аномалии на температурных и концентрационных зависимостях термоэдс и сопротивления у легированных оловом сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0,12 < x < 0,135$), которые объясняются в предположении конечной вероятности межзонного (соответственно, междолинного) рассеяния на нейтральных примесях сурьмы уже при 4,2 К. В настоящей работе впервые удалось наблюдать резкое падение температуры Дингла T_D при одноосном сжатии вдоль биссекторной оси C_1 образцов сплава $\text{Bi}_{0,9}\text{Sb}_{0,1} + 10^{-4}$ ат. % Te, связанное с выключением канала междолинного рассеяния в результате перехода в процессе деформации от трехдолинного к однодолинному электронному спектру.

Энергетический спектр сплава $\text{Bi}_{0,9}\text{Sb}_{0,1}$ определяется тремя эквивалентными электронными долинами в L_1 отделенными от соответствующих L_2 -экстремумов валентной зоны прямой энергетической щелью $E_{g1} = 14$ мэВ. Добавление донорной примеси Te вызывает небольшое заполнение электронных L_2 -экстремумов с общей концентрацией электронов $n_e \cong 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Одноосное сжатие вдоль C_1 приводит к неэквивалентному расхождению L_1 -долин и полному перетеканию носителей заряда в экстремум L_2 при некотором значении деформации ϵ_k (рис. 1а). При $\epsilon > \epsilon_k$ энергетический спектр становится однодолинным [3].

Исследованы осцилляции Шубчикова – де Гааза (ШДГ) от минимального сечения S_{min} электронного "эллипсоида" поверхности Ферми (ПФ) в экстремуме L_1 при сжатии до деформаций $\epsilon \approx 0,3\%$. По температурной зависимости амплитуды осцилляций первой гармоники:

$$A \sim TH^{-1/2} \exp(-\alpha T_D/H) \sinh^{-1}(\alpha T/H),$$

где $\alpha = 1,469 (m_c/m_0) \cdot 10^5 \text{ Гс}^{-1}$, а T_D – температура Дингла, определено изменение с деформацией минимальной циклотронной массы m_c^{min} (рис. 1б), которая, в свою очередь, позволяет рассчитать соответствующее изменение $T_D(\epsilon)$. Серия линейных зависимостей $\ln(AH^{1/2} \sinh(\alpha T/H))$ от $1/H$ при различных деформациях наклон которых непосредственно определяет величину αT_D , приведена на рис. 2а.

При переливе носителей в экстремум L_1 (рис. 1а) сечение S_{min} "эллипсоида" L_1 и циклотронные массы m_c на этом сечении возрастают до точки ϵ_k и затем стабилизируются (рис. 1б, 2б); энергия Ферми E_F в L_1 для характерного образца, данные о котором приведены на рис. 1 и 2, возрастет от 8,4 до 15,8 мэВ; T_D при сжатии сильно падает (рис. 2б): $T_D(0)/T_D(\epsilon_k) = 4,2$ ($T_D(0)$ – в отсутствие деформации, $T_D(\epsilon_k)$ – температура Дингла после перехода к однодолинному спектру).

Температура Дингла $T_D = \hbar/(2\pi k\tau_D)$ (τ_D – характерное время релаксации, k – постоянная Больцмана) определяет уширение уровней Ландау из-за рассеяния носителей заряда на примесях и несовершенствах решетки, а пропорциональная ей вероятность рассеяния $1/\tau_D$

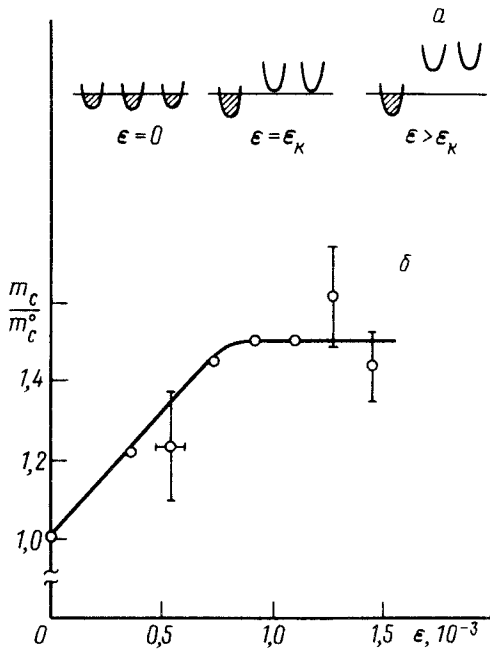


Рис. 1

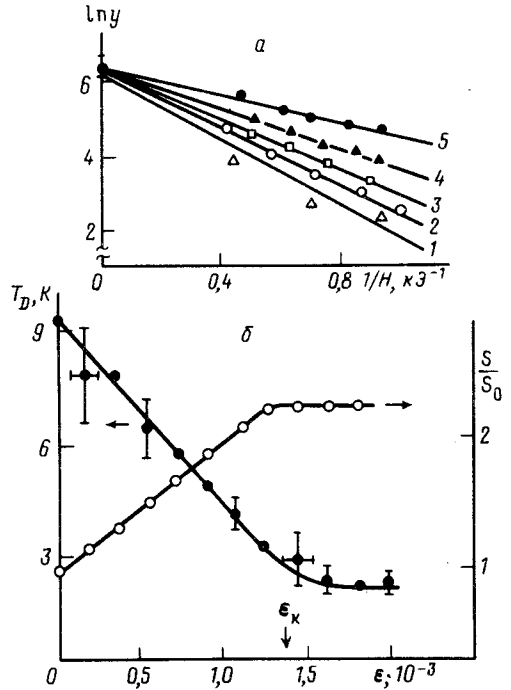


Рис. 2

Рис. 1. а – Смещение электронных экстремумов у $\text{Bi}_{0,9}\text{Sb}_{0,1}(\text{Te})$ при сжатии вдоль C_1 ; б – изменение с деформацией циклотронной массы на минимальном сечении

Рис. 2. а – Графики Дингла для различных деформаций сжатия: 1 – $\epsilon = 0$; 2 – $0,7 \cdot 10^{-3}$; 3 – $0,9 \cdot 10^{-3}$; 4 – $1,5 \cdot 10^{-3}$; 5 – $1,8 \cdot 10^{-3}$; б – зависимости от деформации сжатия температуры Дингла (левая шкала) и относительной величины минимального сечения ПФ (правая шкала)

есть среднее по экстремальной орбите ПФ, нормальной к направлению магнитного поля \mathbf{H} . При рассеянии свободных электронов на экранированном кулоновском потенциале вероятность рассеяния $1/\tau_\rho$, определяющая электросопротивление ρ , связана с $1/\tau_D$ соотношением ⁴

$$\tau_D / \tau_\rho = (u - 1) \left\{ \frac{1}{2} (u + 1) \ln[(u + 1)/(u - 1)] - 1 \right\}, \quad (1)$$

где $u = 1 + q^2 / (2k_F^2)$, $1/q$ – длина экранирования а k_F – фермиевский радиус ($0 < \tau_D / \tau_\rho < 1$ и с ростом k_F τ_D / τ_ρ уменьшается). Это соотношение учитывает преобладающий вклад в сопротивление рассеяния на большие углы. Оно выполняется для металлов с почти сферической ПФ и в случае $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ может быть использовано лишь для предельной оценки. Полагая, что вследствие большой чувствительности τ_D к рассеянию на малые углы всегда $\tau_D / \tau_\rho < 1$, а следующее из (1) уменьшение этого отношения с ростом ПФ имеет место и для анизотропного закона дисперсии, получаем неравенство

$$T_D(0) / T_D(\epsilon_k) = \tau_D(\epsilon_k) / \tau_D(0) \leq \tau_\rho(\epsilon_k) / \tau_\rho(0), \quad (2)$$

где интервал деформаций $0 < \epsilon < \epsilon_k$ соответствует наблюдаемому в настоящей работе возрастанию E_F от 8,4 до 15,8 мэВ. Если при $\epsilon = 0$ существует лишь внутривалинное рассеяние, которое у $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ при 4,2 К согласно ^{5, 6} определяется преимущественным рассеянием на ионизированной примеси ($1/\tau_\rho \approx 1/\tau_{\text{ип}}$), то, учитывая известную энергетическую зависимость $\tau_{\text{ип}} \sim [m^*(E_F)]^{1/2} E_F^{3/2} \Phi(E_F)$ ($\Phi(E_F)$ – медленно меняющаяся функция), в точке перегиба носителей в экстремум L_1 имеем $\tau_\rho(\epsilon_k) / \tau_\rho(0) = 3,2$. Это "верхняя" оценка $\tau_\rho(E_F)$, так как введение независимых от энергии процессов рассеяния ($1/\tau_\rho = 1/\tau_{\text{ип}} + 1/\tau_0$) лишь уменьшает отношение $\tau_\rho(\epsilon_k) / \tau_\rho(0)$. Учитывая неравенство (2), можно утверждать, что возрастание энергии электронов при переливе в одну долину не может объяснить увеличение $T_D(0) / T_D(\epsilon_k) = 4,2$.

Для согласия с экспериментом остается предположить, что при $\epsilon = 0$ существует канал междолинного рассеяния, который исчезает с "уходом" долин $L_{2,3}$ выше уровня Ферми при $\epsilon > \epsilon_k$ (рис. 1а). В этом случае при нулевой деформации $1/\tau_\rho = 1/\tau_{\text{вд}} + 1/\tau_{\text{мд}}$, где $1/\tau_{\text{вд}} = 1/\tau_{\text{ип}} + 1/\tau_0$ определяется величиной $1/\tau_{\text{ип}}$ ^{5, 6} (рассеянием на фононах при $T \leq 4,2$ К можно пренебречь, ибо у исследованных образцов $(\rho_{4,2} - \rho_{1,5}) / \rho_{4,2} \sim 10^{-2}$). В соответствии с неравенством (2) величина $\tau_\rho(\epsilon_k) / \tau_\rho(0) = (1/\tau_{\text{вд}}(0) + 1/\tau_{\text{мд}}(0)) / (1/\tau_{\text{вд}}(\epsilon_k)) \geq 4,2$. Тогда при наиболее вероятном соотношении $1/\tau_0$ и $1/\tau_{\text{ип}}$, лежащем в интервале $0 \leq 1/\tau_0 \leq 0,5/\tau_{\text{ип}}$ ⁶, соотношение процессов внутривалинного и междолинного рассеяния при $\epsilon = 0$ составляет $0,8 \leq (1/\tau_{\text{вд}}) / (1/\tau_{\text{мд}}) \leq 3,3$.

Насколько нам известно, полученная оценка – первое прямое свидетельство в пользу значительной роли междолинных переходов в сплавах $\text{Bi} - \text{Sb}$ при 4,2 К, которые следует учитывать при расчете кинетических характеристик в этих сплавах. Однако, на существование таких переходов, помимо данных ⁵, указывает наблюдение в исследованных сплавах $\text{Bi}_{0,9}\text{Sb}_{0,1}(\text{Te})$ аномалий термоэдс при электронных топологических переходах Лифшица типа "зарождение новой полости ПФ" ⁷, так как особенность термоэдс в этом случае формируется электронами с других участков ПФ ⁸, т. е. априори предполагает междолинное рассеяние. На этот же факт указывают также расчеты работы ⁹.

В заключение благодарим Дмитриева А.В. за полезные дискуссии.

Литература

1. Электроны проводимости. М.: Наука, 1985, гл. 9.
2. Грязнов О.С. и др. ФТТ, 1982, 24, 2335.
3. Брандт Н.Б. и др. ЖЭТФ, 1980, 78, 1114.
4. Шенберг Д. Магнитные осцилляции в металлах. М.: Мир, 1986, гл. 8.

5. *Редько Н.А. и др.* ФТТ, 1984, 26, 10.
6. *Брандт Н.Б. и др.* ФТТ, 1971, 13, 2860.
7. *Егоров В.С. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 25.
8. *Абрикосов А.А., Панцулая А.В.* ФТТ, 1986, 28, 2140.
9. *Белицкий В.И.* ФТТ, 1988, 30, 814.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
29 мая 1990г.
