

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ Bi ОБРАЗЦА

М.В.Цой, В.С.Цой

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 5 июля 1995 г.

На базе поперечной электронной фокусировки (ЭФ) [1] создана методика и проведены измерения зависимости от угла падения θ вероятности q зеркального отражения электронов проводимости от поверхности образца в висмуте. Методика может быть использована для определения шероховатостей межфазной границы (внутренних поверхностей) *in situ*.

Использование электронов проводимости (собственных возбуждений твердого тела) в качестве зондирующего облучения для структурного анализа поверхности обладает рядом преимуществ в сравнении с внешним облучением (см. [1–3]). Развитие экспериментальной базы этого направления представляется важным, так как, в частности, открывает возможность структурного анализа внутренних поверхностей *in situ*. Следует отметить, что принципиальные возможности решения этой задачи продемонстрированы, в частности, в теоретических работах по резонансному поглощению релеевского звука поверхностными электронами [4], электронной фокусировки (ЭФ) [5, 6] и эффекту Зондхеймера [7].

Простая в случае свободной частицы (волны) экспериментальная задача измерения угловой зависимости вероятности зеркального отражения $q(\theta)$ от шероховатой поверхности становится сложной в случае электронов проводимости. По этой причине измерения $q(\theta)$ для электронов проводимости немногочисленны [8, 9]. В [8] с помощью ЭФ из зависимости монотонного хода коллекторного напряжения от величины магнитного поля H восстановлена зависимость $q(\theta)$ при отражении электронов висмута от поверхностей образца, параллельных биссекторной и тригональной плоскостям. В [9] с помощью измерения амплитуды квантовых осцилляций магнитосопротивления в тонких образцах [10] определена зависимость $q(\theta)$ при отражении электронов сурьмы от поверхности вискера, параллельной тригональной плоскости.

Разработка данной методики стала возможной благодаря решению проблемы создания системы контактов для наблюдения ЭФ при межконтактном расстоянии $L \sim 1 - 10$ мкм (описание системы будет опубликовано отдельно). При столь малых L возможно наблюдать дрейфовую ЭФ (ДЭФ) в висмуте при направлениях линии контактов L и H , близких к направлению оси C_1 . Уменьшение L необходимо, так как при $H \parallel C_1$ скорость электронов центрального сечения больше скорости электронов опорной точки более чем на порядок [11]. Следовательно, в отсутствие аномальной анизотропии рассеяния при заданном времени электронной релаксации длина свободного пробега электронов окрестности опорной точки, а именно они формируют линию ДЭФ, меньше длины пробега в перпендикулярном направлении более чем на порядок.

При ДЭФ отношение амплитуд линий определяет вероятность зеркального отражения электронов, имеющих ненулевую компоненту скорости вдоль магнитного поля H [5, 6]. При различных направлениях H измеряется вероятность зеркального отражения электронов, падающих на поверхность под различными углами θ , но отраженными от одного и того же участка поверхности образца, расположенного посередине между контактами. Опуская несложные математические вычисления, приведем результаты расчета ДЭФ для случая сферической поверхности Ферми (ПФ). На рис.1 показано множество точек (магнитоида) на поверхности образца, на которой фокусируются электроны, вылетевшие из эмиттера, расположенного в начале координат, при направлении H вдоль оси z . Электроны, впрыснутые в металл, под действием силы Лоренца возвращаются к поверхности. Область поверхности, доступная для таких электронов, ограничена осью z и магнитоидой. Плотность электронов, падающих на поверхность, сингулярна на магнитоиде. Именно сингулярность плотности вылетевших из эмиттера и падающих на поверхность неравновесных электронов, возникающая в магнитном поле, и является причиной возникновения линий ЭФ (см. [6]). При установке L вдоль различных направлений относительно H происходит фокусировка электронов, падающих на поверхность под различными углами θ (имеющих различную нормальную к поверхности компоненту импульса). При $L \parallel H$ фокусируются электроны окрестности опорной точки, которые падают на поверхность под углом $\theta \approx 0$. Когда линия контактов перпендикулярна H , фокусируются электроны, падающие на поверхность под углом $\theta \approx 90^\circ$. Обозначим через φ угол между H и L . Вращение H в плоскости поверхности образца (изменение φ) приводит к изменению θ от 0 до 90° . Если при заданном φ ДЭФ наблюдается в поле H_0 , то в поле $2H_0$ на коллекторе фокусируются электроны после зеркального отражения поверхностью, и из отношения амплитуд линий ДЭФ в поле H_0 и $2H_0$ определяется вероятность зеркального отражения при заданном угле падения электронов на поверхность $\theta(\varphi)$.

Несложно провести аналогичный расчет для эллипсоидальной ПФ, которая удовлетворительно описывает реальную ПФ висмута [11]. Заметим, что для точного расчета траектории необходимо знать скорость электронов в произвольной точке на реальной ПФ, которая известна с невысокой точностью. Однако это обстоятельство не имеет принципиального значения. Реально характер отражения определяется двумя параметрами: изменением нормальной компоненты импульса Δp_\perp при зеркальном отражении (тангенциальная сохраняется) и размерами шероховатостей, а $\Delta p_\perp / eH_0 = L \sin \varphi$.

Эксперимент ставился следующим образом: эмиттер и коллектор устанавливались таким образом, чтобы $L \sim 10 \mu\text{м}$ и $L \parallel C_1$. При различных направлениях магнитного поля регистрировался спектр фокусировки – измерялась зависимость напряжения на коллекторе от величины H . Угол φ изменялся от 20° до 85° с шагом 5° . Записи спектров представлены на рис.2, где линии фокусировки в полях $H > 100 \text{ Э}$ обусловлены фокусировкой электронов после междолинного рассеяния [12]. Наблюдение этих линий позволяло с высокой точностью контролировать выполнение условия $L \parallel C_1$ [12, 13]. Существенно меньшие по амплитуде линии фокусировки в полях H_0 и $2H_0$ ($H_0 \sim 40 \text{ Э}$) представляют собой линии ДЭФ. На рис.3 представлены эти линии в нормированном на H_0 и A_0 масштабе (A_0 – амплитуда первой линии ДЭФ) после компенсации монотонного хода. Рис.3 иллюстрирует очевидное увеличение ам-

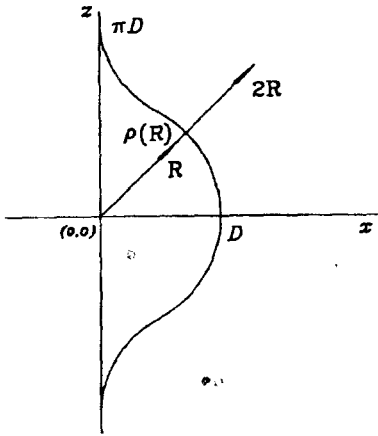


Рис.1

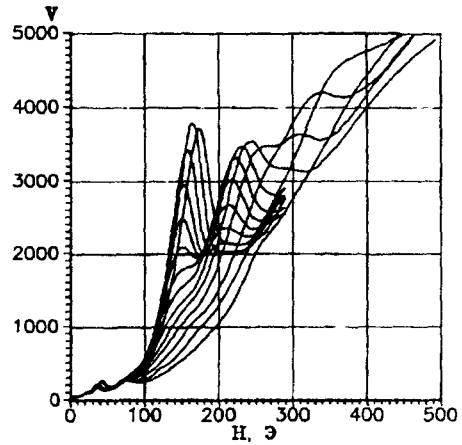


Рис.2

Рис.1. Область поверхности, доступная для электронов, впрыснутых в металл в точке $(0, 0)$ и падающих на поверхность без отражений, ограничена осью z и кривой-магнитоидой; D — ларморовский диаметр, $H \parallel z$

Рис.2. Спектры ДЭФ при различных направлениях H . Угол между H и L изменяется от 20° до 85° с шагом 5° . Линия контактов $L \parallel C_1$, $L = 14 \text{ мкм}$

плитуды второй линии (вероятности зеркального отражения) при уменьшении φ .

Аномально большая величина переброшенных линий ЭФ в сравнении с линиями ДЭФ обусловлена цилиндричностью ПФ висмута. Вследствие цилиндричности ПФ, во-первых, относительная доля фокусируемых электронов велика, во-вторых, диффузность рассеяния не столь эффективна [12].

Интерференция волн, отраженных от различных участков шероховатой поверхности, приводит к подавлению зеркальности отражения. Для поверхности со случайными шероховатостями при малой корреляционной длине $L \ll 4\pi\eta$ (η — среднеквадратичная высота шероховатостей) плотность вероятности зеркального отражения определяется универсальной формулой Займана [14, 15]: $q = \exp\{-(4\pi\eta/\lambda_\perp)^2\}$, где λ_\perp — нормальная к поверхности составляющая длины волны электрона. Отношение η/λ_\perp определяет вероятность зеркального отражения. На рис.4 представлены измеренная зависимость, $q(\eta/\lambda_\perp)$ (точки) и зависимость, вычисленная по формуле Займана для $\eta = 0,0338 \text{ мкм}$ (сплошная линия). В измеренной зависимости учтено, что даже при диффузном отражении амплитуда второй линии не равна нулю [3, 12]. Малый вклад в амплитуду второй линии от диффузного отражения принимался равным $(1-q)\alpha$. Величина α определяли из условия, что при больших углах падения $q = 0$. Как видно из рисунка, формула Займана хорошо описывает экспериментальные данные. Заметное отклонение имеет место лишь при малых η/λ_\perp . По-видимому, расхождение обусловлено эффектом затенения (см., например, [16]), заключающемся в том, что, начиная с некоторого угла падения, горбы шероховатостей экранируют впадины и эффективная высота шероховатостей уменьшается в сравнении с таковой для электронов, падающих на поверхность под большим углом. Эффект затенения в модели Займана не учтен. Для ис-

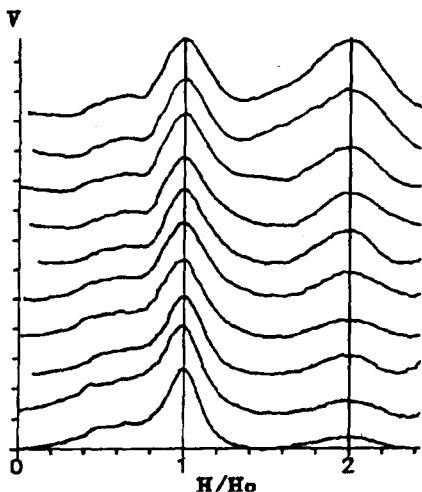


Рис.3

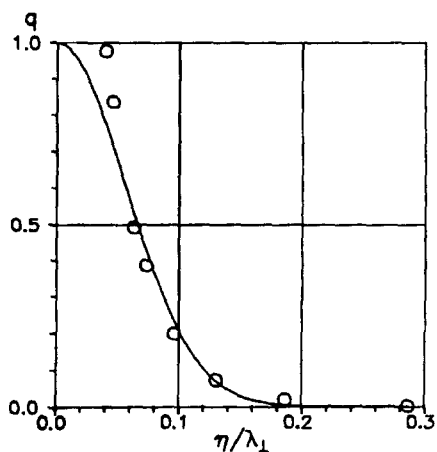


Рис.4

Рис.3. Нормированные спектры ДЭФ рис.2 при различных направлениях H . Угол между H и L изменяется от 20° до 65° с шагом 5° . Из кривых вычтен монотонный ход, кривые нормированы на H_0 и A_0 и произвольно смещены вдоль оси V

Рис.4. Зависимость вероятности зеркального отражения $q(\eta/\lambda_\perp)$: точки – эксперимент, сплошная линия – расчет по формуле Займана. Среднеквадратичная высота шероховатостей $\eta = 0,0338$ мкм

пользуемого способа приготовления образцов – выращивание ориентированных монокристаллов в разборной оптически полированной кварцевой форме [17] – размеры шероховатостей определяются, по-видимому, неровностями кварцевой формы.

Исследования данной работы стали возможными, в частности, благодаря грантам N1E100 Международного научного фонда и Российского правительства и N95-02-05202-а Российского фонда фундаментальных исследований.

1. В.С.Цой, Письма в ЖЭТФ **19**, 114 (1974).
2. А.Ф.Андреев, УФН **105**, 113 (1972).
3. В.С.Цой, J.Vass, and P.Wyder, Adv. Phys. **41**, 365 (1992).
4. А.М.Гришин, Э.А.Канер, Ю.В.Тарасов, Sol. St. Commun. **16**, 425 (1975); ЖЭТФ **70**, 196 (1976); ФТТ **19**, 3349 (1977).
5. С.А.Корж, ЖЭТФ **68**, 144 (1975).
6. А.М.Гришин, ФТТ **25**, 3407 (1983).
7. О.В.Кириченко, В.Г.Песчанский, С.Н.Савельева, ЖЭТФ **67**, 1451 (1975).
8. В.С.Цой, ЖЭТФ **68**, 1849 (1975); В.С.Цой, Н.П.Цой, ЖЭТФ **73**, 289 (1977).
9. Ю.П.Гайдуков, Е.М.Голямина, ЖЭТФ **74**, 1936 (1978).
10. А.М.Косевич, И.М.Лифшиц, ЖЭТФ **29**, 743 (1955).
11. В.С.Эдельман, Adv.Phys. **25** 555 (1976); УФН **123**, 257 (1977).
12. В.С.Цой, Ю.А.Колесниченко, ЖЭТФ **78**, 2041 (1980).
13. В.В.Андреевский, Е.И.Асс, Ю.Ф.Комник, ФНТ **11**, 1148 (1985).
14. Дж.Займан, *Электроны и фононы*, М.: ИИЛ, 1962.
15. S.J.Soffer, Appl. Phys. **38**, 1710 (1965).
16. Ф.Г.Басс, И.М.Фукс, *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности*, М.: Наука, 1972.
17. Ю.В.Шарвин, В.Ф.Гантмахер, ПТЭ **6**, 165 (1963).