

Спин-орбитальное взаимодействие в пленках висмута малой толщины

Ю.Ф. Комник, И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: Andrievskii@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 1 ноября 2004 г.

Проанализированы магнитопольевые зависимости сопротивления тонких пленок висмута толщиной 100–700 Å при низких температурах в рамках представлений о квантовых поправках к проводимости при слабой локализации электронов. Показано, что время спин-орбитального рассеяния τ_{so} существенно меньше времени фазовой релаксации электронов τ_ϕ (случай сильного спин-орбитального взаимодействия). При этом обнаружена тенденция роста τ_{so} при увеличении толщины пленки, что свидетельствует о доминирующей роли поверхностного рассеяния электронов для спин-орбитальных процессов. По-видимому, при поверхностном рассеянии сильная спиновая релаксация связана с градиентом внутреннего кристаллического потенциала вблизи поверхности кристалла, приводящим к снятию вырождения спина и появлению спиновой щели (механизм Рашбы).

Проаналізовано магнітопольові залежності опору тонких плівок вісмуту товщиною 100–700 Å при низьких температурах у межах уявлень щодо квантових поправок до провідності при слабкій локалізації електронів. Показано, що час спін-орбітального розсіювання τ_{so} істотно менше часу фазової релаксації електронів τ_ϕ (випадок сильної спін-орбітальної взаємодії). При цьому виявлено тенденцію росту τ_{so} з підвищенням товщини плівки, що свідчить про домінуючу роль поверхневого розсіювання електронів для спін-орбітальних процесів. Мабуть, при поверхневому розсіюванні сильна спінова релаксація пов'язана з градієнтом внутрішнього кристалічного потенціалу поблизу поверхні кристала, що призводить до зняття виродження спіну та появи спінової щілини (механізм Рашби).

PACS: 73.20.Fz, 72.15.Lh

1. Введение

Поведение проводимости металла в магнитном поле дает информацию о структуре и параметрах электронного энергетического спектра [1]. Так асимптотическое поведение проводимости в сильных магнитных полях отражает топологические свойства электронного спектра, а магнитоквантовые эффекты (осцилляции Шубникова–де Гааза) дают информацию о характерных параметрах спектра [2]. Появление представлений о квантовых эффектах интерференционной природы, слабой локализации электронов [3–5] и электрон-электронного взаимодействия [5–8] открыли возможность получения информации о временах релаксации и параметрах взаимодействия электронов из поведения магнитосопротивления.

Первым объектом, на котором обнаружены эффекты слабой локализации и взаимодействия электронов, были тонкие пленки висмута [9–12]. В дальнейшем эти эффекты наблюдались на многих слабо разупорядоченных проводниках различной размерности [13,14]. Согласно теории [5], зависимость вклада слабой локализации в проводимость двумерной системы как функции магнитного поля B , ориентированного перпендикулярно к плоскости пленки, имеет вид

$$\Delta\sigma_B = \sigma(B) - \sigma_0(B) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \times \left[\frac{3}{2} f_2 \left(\frac{4eBD}{\hbar} \tau_\phi^* \right) - \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{4eBD}{\hbar} \tau_\phi \right) \right], \quad (1)$$

где $f_2(x) = \ln(x) + \Psi(1/x + 1/2)$; Ψ — логарифмическая производная Γ — функции; D — коэффициент диффузии электронов; τ_φ — время релаксации фазы; τ_φ^* — модифицированное время с учетом спин-орбитального взаимодействия: $(\tau_\varphi^*)^{-1} = \tau_\varphi^{-1} + 4/3\tau_{so}^{-1}$; τ_{so} — время релаксации спина, связанное со спин-орбитальным взаимодействием.

При слабом спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} \gg \tau_\varphi$) формула (1) описывает положительную магнитопроводимость (отрицательное магнитосопротивление), что является типичным при проявлении эффекта слабой локализации. В случае сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} < \tau_\varphi$) определяющим для $\Delta\sigma_B$ является второе слагаемое в формуле (1), что соответствует проявлению аномального положительного магнитосопротивления; при этом формула (1) преобразуется в

$$\Delta\sigma_B = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f_2\left(\frac{4eBD}{\hbar} \tau_\varphi\right). \quad (2)$$

Случай положительного аномального магнитосопротивления в эффекте слабой локализации получил название «антилокализация».

Именно положительное магнитосопротивление оказалось характерным для тонких пленок висмута, проявляющих эффект слабой локализации, откуда был сделан вывод о том, что этим объектам присуще сильное спин-орбитальное взаимодействие. Причина этого оставалась неясной; ведь в массивном кристалле висмута, кристаллическая решетка которого описывается слабо искаженным кубом с центром инверсии, в отсутствие магнитного поля нет причин для появления сильного спин-орбитального взаимодействия.

В работах, посвященных эффектам слабой локализации в пленках висмута, для описания поведения магнитопроводимости использовали выражение (2), и, следовательно, была получена информация лишь о времени фазовой релаксации τ_φ . В работе [12] отмечено, что время спин-орбитального взаимодействия τ_{so} в пленках висмута существенно меньше, чем τ_φ , по-видимому, изменяется с толщиной пленки. Возможности современной вычислительной техники позволяют осуществить анализ изменения магнитопроводимости в соответствии с формулой (1) и выявить поведение τ_{so} при изменении толщины и других параметров, что может помочь выявить причину сильного спин-орбитального взаимодействия в пленках висмута.

2. Методика эксперимента и расчетов

Проанализированы экспериментальные зависимости сопротивления от магнитного поля, измеренные при гелиевых и более высоких температурах для четырех серий тонкопленочных образцов висмута, в каждой из которых были представлены три или четыре толщины. Образцы получены конденсацией молекулярного пучка висмута в высоком вакууме ($5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.) на подложку (стекло, слюда) при комнатной температуре. Пленки обладали текстурой: ось C_3 располагалась по нормали к плоскости пленки. Исследован интервал изменения толщины пленок 100–700 Å; при большей толщине эффекты слабой локализации электронов явно не проявляются. Серии образцов несколько отличались условиями конденсации пленок (температурой подложки, скоростью конденсации) и, соответственно, своими транспортными характеристиками. Записи кривых магнитосопротивления выполнены в магнитном поле до 1,6 Тл при температурах 1,5–4,2 К, а также при 14–20 и 77 К (примеры записи магнитосопротивления приведены на рис. 1).

Для сравнения с теорией записи магнитосопротивления перестраивались в магнитополевое изменение проводимости двумерной системы с помощью соотношения $\Delta\sigma = -(\Delta R/R) \cdot (1/R_\square)$, где R_\square — сопротивление квадратного участка пленки, что является аналогом удельного сопротивления в двумерном случае. Такой переход правомерен в связи с малостью величины $\Delta R/R$, а также с тем обстоятельством, что, как показали измерения, при перпендикулярной ориентации магнитного поля холловская компонента магнитосопротивления $R_{\square xy} \sim 10^{-2} R_{\square xx}$.

Для выделения квантовой поправки к проводимости, связанной со слабой локализацией электронов, важно учесть вклад в магнитосопротивление классического («древесного») изменения сопротивления в магнитном поле вида $\mu^2 B^2$ (μ — подвижность), что не делалось в предыдущих работах, посвященных эффекту слабой локализации в пленках висмута. Мы использовали прием, предложенный в [15], а именно в области логарифмического насыщения функции (1) определяли значения подвижности, дающие совпадение функции $\sigma_B = \frac{\sigma_0^D}{1 + \mu^2 B^2}$ с

экспериментальной зависимостью $\sigma(B)$.* На рис. 2 пунктирной линией продемонстрирована процедура

* Мы имеем ввиду среднюю подвижность двух типов носителей, поскольку, как показали расчеты [16–18], подвижности электронов и дырок в пленках висмута, найденные из системы уравнений для проводимости, магнитосопротивления и коэффициента Холла, близки. При этом остаются равными их концентрации.

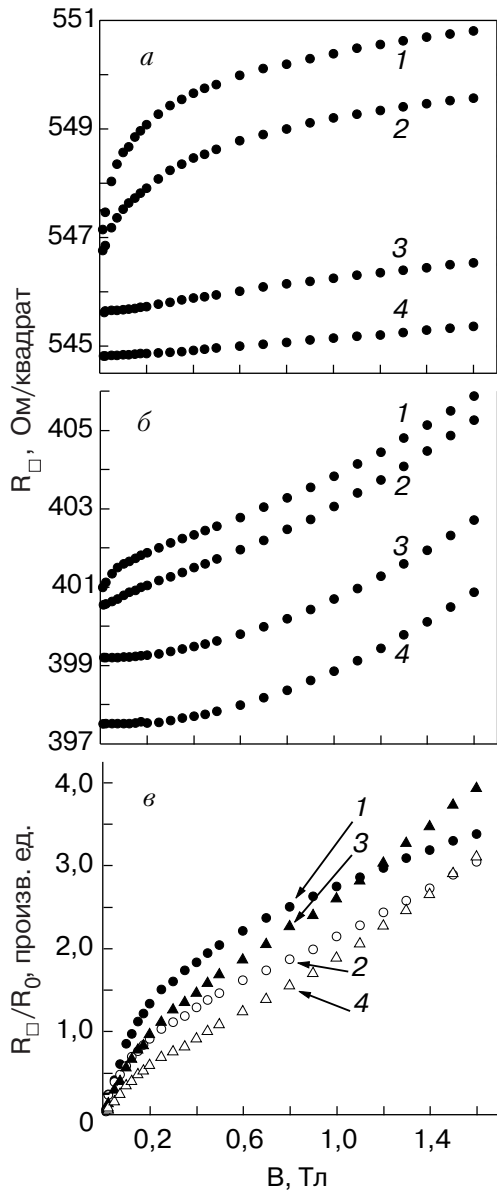


Рис. 1. Магнитополевое изменение сопротивления образцов серии 3 с толщинами 380 Å (а) и 570 Å (б) при T , К: 2 (1); 4,2 (2); 14 (3); 20 (4). Магнитополевое изменение сопротивления образцов серии 2 с толщинами, Å: 180 (1); 280 (2); 400 (3); 450 (4) при температуре 4,2 К (в).

нахождения «древесского» магнитосопротивления одной серии образцов.

Далее из выражения $\sigma_0 = (R_{\square}^0)^{-1} = ne\mu$ следует значение «двумерной» концентрации n_2 . Для сравнения с данными, полученными в [16–18] значениями «трехмерной» концентрации, следует воспользоваться соотношением $n_3 = n_2 L^{-1}$, где L — толщина пленки. Следует упомянуть, что пленки висмута проявляют квантовый размерный эффект [19–21], приводящий к осцилляциям сопротивления от толщины пленки. Эти осцилляции хорошо выражены

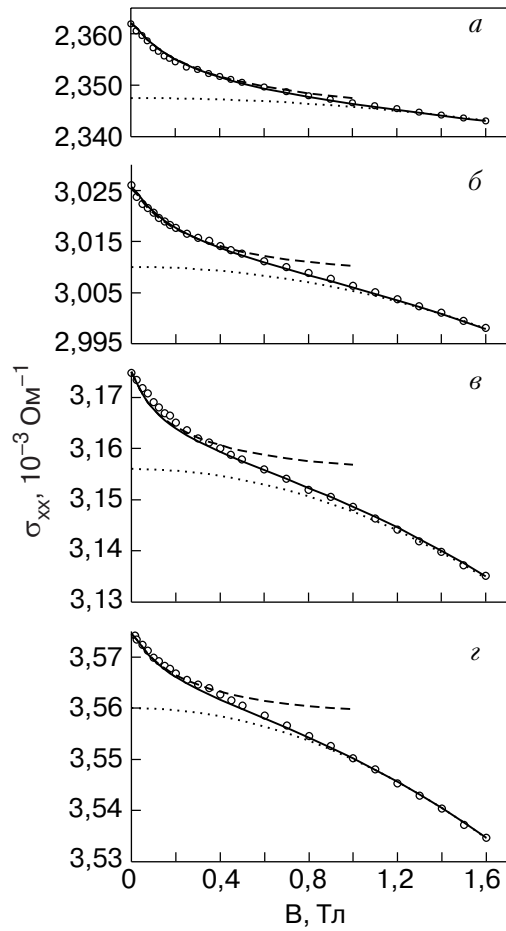


Рис. 2. Описание экспериментальных зависимостей (○) проводимости пленок висмута от магнитного поля формулой (1) для эффекта слабой локализации с учетом «древесского» вклада в магнитопроводимость (—); выделение из магнитополевого изменения проводимости «древесского» вклада (...); изменение с магнитным полем квантовой поправки, связанной с эффектом слабой локализации (относительно проводимости при $B = 0$) (---). Продемонстрированы примеры для образцов серии 2 при $T = 4,2$ К с различными толщинами, Å: 180 (а); 280 (б); 400 (в) и 450 (г).

при толщине $L > 1000$ Å. В изученном в настоящей работе интервале толщин осцилляции сопротивления можно не принимать во внимание.

После выделения из полученных магнитополевых зависимостей проводимости «древесского» вклада (см. штриховые кривые на рис. 2) осуществлялась процедура совмещения расчетной зависимости в соответствии с формулой (1), содержащей искомые значения параметров τ_{φ} и τ_{so} , с найденной экспериментальной зависимостью, отражающей вклад квантовых поправок. Коэффициент диффузии D определяли по формуле Эйнштейна $D = G/2ev$, где G — удельная объемная проводимость, v — плотность

электронных состояний на поверхности Ферми (для пленок висмута $\nu \approx 10^{20} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$ с учетом изменения концентрации носителей заряда и энергии Ферми с уменьшением толщины пленки [17]). Циклотронная масса электронов и дырок в висмуте при ориентации магнитного поля вдоль оси C_3 имеет значение $m^* = 0,063 m_0$, m_0 — масса свободного электрона. При определении упругого времени τ из проводимости использовали именно это значение эффективной массы электронов и дырок. Найденное τ имеет порядок 10^{-15} с.

Процедура совмещения во всех случаях была достаточно успешной, что продемонстрировано на рис. 2 сплошными кривыми. Кроме слабой локализации электронов, вклад других поправок, связанных с электрон-электронным взаимодействием, незначителен. По нашим оценкам, квантовые поправки к магнитолевой зависимости проводимости в диффузионном канале при разумных значениях константы взаимодействия λ_B^D и известных для висмута значениях фактора Ланде g (при $B \parallel C_3$ $g = 1,06$ для электронов и $g = 4,26$ для дырок) существенно меньше, чем для слабой локализации (в отличие от их температурной зависимости, в которой поправки от взаимодействия превосходят поправки от слабой локализации [22]). Аналогично, включение в процедуру совмещения квантовой поправки, связанной с взаимодействием в куперовском канале, лишь заметно ухудшает согласование экспериментальных кривых с формулой (1), описывающей слабую локализацию электронов.

3. Результаты расчетов

Выполненные в настоящей работе расчеты вклада слабой локализации в магнитолевое изменение проводимости пленок висмута отличаются от ранее выполненных в [9,10] следующими важными признаками: во-первых, в расчетах использовали выражение (1), что позволило определить τ_{so} , и, во-вторых, выделен и учтен вклад «друдевского» изменения магнитопроводимости.

Результаты расчета согласуются с основными закономерностями изменения таких характеристик, как концентрация и подвижность, выявленными в работах [16–18], в которых изучались гальваномагнитные свойства пленок висмута.

Все расчеты выполнены в системе СИ. Найденные значения подвижности лежат в интервале $0,01\text{--}0,07 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, что согласуется с расчетами средней подвижности из системы уравнений для гальваномагнитных свойств пленок висмута [18]. При этом наблюдается плавное возрастание μ с ростом толщины пленки в каждой серии, но для разных серий они не совпадают вследствие различия

структурных характеристик пленок. Это же наблюдается для толщинных зависимостей коэффициента диффузии D и средней длины свободного пробега l . В более совершенных сериях 1 и 2 длины пробега l несколько превосходят толщину L ; в сериях 3 и 4 эта характеристика чуть меньше толщины пленки.

В отличие от транспортных характеристик значения «трехмерной» концентрации носителей заряда ложатся на единую зависимость от толщины пленки (см. рис. 3). Она практически совпадает с зависимостью, полученной при расчетах из системы уравнений для гальваномагнитных свойств пленок [16–18]. Рост концентрации носителей с уменьшением толщины пленки висмута, впервые установленный в работе [16], был объяснен в работах [17,23] влиянием неоднородного распределения потенциала в пленке, имеющего изгиб вблизи поверхностей. Неоднородный статический потенциал в полуметалле приводит к эффективному увеличению перекрытия зон и росту средней концентрации носителей.

Зависимости времен τ_ϕ и τ_{so} от толщины пленки и температуры качественно разные. Время фазовой релаксации τ_ϕ не проявляет явной зависимости от L (рис. 4,а), время спин-орбитальной релаксации τ_{so} с ростом толщины имеет тенденцию к некоторому возрастанию (рис. 4,б). При повышении температуры τ_{so} не изменяется, а τ_ϕ уменьшается (рис. 5). Это время определяется неупругими процессами рассеяния — электрон-электронными и электрон-фоннными. При температуре ниже 4 К доминируют процессы электрон-электронного рассеяния, для которых в теории электрон-электронного взаимодействия в неупорядоченных двумерных проводниках предсказана зависимость $\tau_{ee}^{-1} \propto T$ [7,8]. Эта зависи-

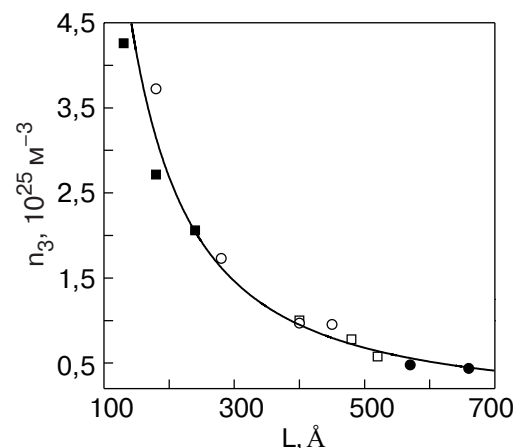


Рис. 3. Зависимость концентрации носителей заряда от толщины пленки висмута для различных серий: 1 (●), 2 (○), 3 (■), 4 (□). Зависимость вида $n_3 = 7,6 \cdot 10^{28} \cdot L^{-1,5}$ (—).

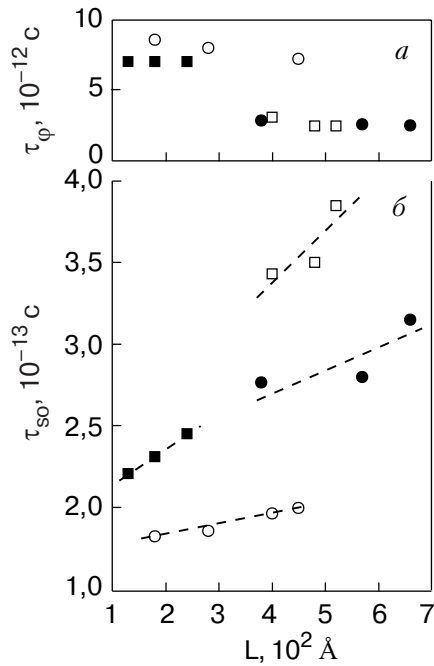


Рис. 4. Изменения времен фазовой τ_ϕ (а) и спин-орбитальной релаксации τ_{so} (б) с ростом толщины пленки висмута. Обозначения серий образцов такие же, как на рис. 3. Штриховые линии проведены для наглядности.

мость удовлетворительно реализуется для группы точек на рис. 5 ниже 4 К. При повышении температуры усиливается роль процессов электрон-фононного рассеяния. В области температур выше 4 К в пленках висмута, согласно [24], наблюдается зависимость $\tau_\phi^{-1} \propto T^2$. Причины появления такой температурной зависимости τ_ϕ для пленок висмута при $T > 4$ К, а также для пленок бериллия [25], ниобия и алюминия [26] при $T > 10$ К, обсуждаются в работе [24].

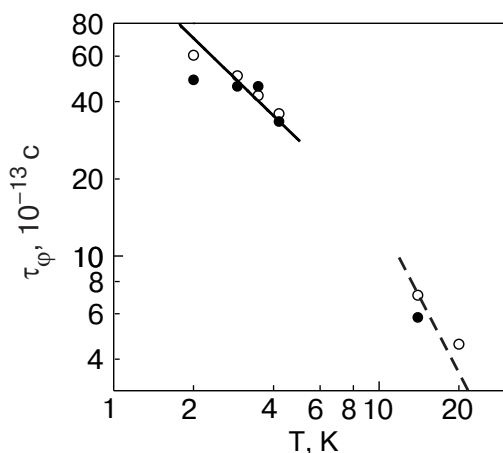


Рис. 5. Температурное изменение времени фазовой релаксации τ_ϕ образцов серии 3 толщиной, Å: 380 (○) и 570 (●); $\tau_\phi = 3,9 \cdot 10^{-13} \cdot T^{-1}$ (—), $\tau_\phi = 4 \cdot 10^{-12} \cdot T^{-2}$ (---).

4. Обсуждение

Итак, в работе найдены значения времени τ_{so} в пленках висмута, свидетельствующие о сильном спин-орбитальном взаимодействии, а также обнаружена тенденция к возрастанию τ_{so} с увеличением толщины пленок.

Высокая частота спин-орбитального рассеяния в тонких пленках висмута связана, по нашему мнению, с процессами взаимодействия носителей с поверхностью, что ниже мы попытаемся обосновать.

Впервые предположение о существенной роли спин-орбитального взаимодействия для электронов в образцах малых размеров высказано в работах [27,28] в связи с наблюдением в сверхпроводящих пленках отличного от нуля смещения частоты ядерного магнитного резонанса при $T \rightarrow 0$ (найтовского сдвига). Предполагалось, что при рассеянии на границе электрон может изменить направление спина, вследствие чего нарушается равенство нулю суммарного спина системы. В связи с этой идеей Абрикосовым и Горьковым [29] построена теория спин-орбитального взаимодействия при рассеянии электронов на примесях. В работе [30] проанализированы экспериментальные данные для времени спин-орбитальной релаксации, определенные из найтовского сдвига, критического магнитного поля ультратонких пленок, экспериментов по туннелированию в сверхпроводник спин-поляризованных электронов, а также спинового резонанса электронов проводимости в нормальных металлах. В этой работе проверялось, удовлетворяет ли зависимость τ_{so}^{-1} от атомного номера металла Z соотношению, следующему из работы [29]:

$$\frac{\tau_{so}^{-1}}{\tau - 1} \approx (aZ)^4, \quad (3)$$

где τ — время упругого рассеяния, $a = e^2/\hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Отношение $\tau_{so}^{-1}/\tau - 1 = \varepsilon$ характеризует вероятность спин-орбитального процесса при упругом рассеянии. Авторы работы [30] полагали, что поскольку все данные для τ_{so} относятся к тонким пленкам малой толщины, то основным механизмом рассеяния импульса является поверхностное рассеяние, поэтому в качестве времени τ использовано время пролета электрона между двумя поверхностями $\tau^{sf} = L/v_F$ v_F — фермиевская скорость. Оказалось, что зависимости $\tau_{so}^{-1}/(\tau^{sf})^{-1}$ от Z функционально соответствуют (3), но их экспериментальные значения в несколько раз больше, чем рассчитанные из этого выражения, и изменяются от малых значений ($\sim 10^{-5}$ – 10^{-7}) для легких металлов (таких как Li) до весьма больших значений для тяжелых металлов (для Sn $\sim 0,1$, Pb $\sim 0,5$). Таким образом, для тяжелых металлов соударение

электрона с поверхностью с большой вероятностью сопровождается изменением ориентации спина. Наблюдаемое в пленках висмута сильное спин-орбитальное взаимодействие (время τ_{so} оказалось близко по порядку величины к времени упругого рассеяния τ) соответствует результатам анализа экспериментальных данных для τ_{so} в работе [30].

В [31,32] оценено отношение вероятностей спин-орбитальных процессов рассеяния на поверхности ε^{sf} и в объеме ε^b пленки. В работе [31] для пленок Mg определено, что ε^{sf} превосходит ε^b в зависимости от типа подложки на один-два порядка. В [32] для пленок Au также установлено, что $\varepsilon^{sf} \gg \varepsilon^b$ (получено $\varepsilon^{sf} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ и $\varepsilon^b \approx 4 \cdot 10^{-4}$).

Совершенно очевидно, что тенденция к росту τ_{so} с увеличением толщины пленки (рис. 4,б) свидетельствует о том, что полученные в расчетах значения τ_{so} отражают в основном спин-орбитальные процессы на поверхности, поскольку уменьшение влияния поверхности с ростом толщины в условиях $\varepsilon^{sf} \gg \varepsilon^b$ должно приводить к ослаблению спин-орбитального взаимодействия в пленке, т.е. к росту τ_{so} . Проиллюстрируем это следующими качественными соотношениями. Мы полагаем, что электроны проводимости в пленке испытывают упругое рассеяние как в объеме, так и на ее поверхности. Представим найденное время τ_{so} двумя составляющими для спин-орбитальных процессов в объеме и на поверхности:

$$\frac{1}{\tau_{so}} = \frac{1}{\tau_{so}^b} + \frac{1}{\tau_{so}^{sf}} = \frac{\varepsilon^b}{\tau^b} + \frac{\varepsilon^{sf}}{\tau^{sf}}, \quad (4)$$

где τ^b и τ^{sf} – соответствующие времена упругих процессов. Примем $\tau^b \approx l/v_F$ и τ^{sf} в «чистом» пределе ($l > L$) примерно равно L/v_F , а в «грязном» пределе ($l < L$) определяется временем диффузии электронов от одной поверхности к другой $\tau^{sf} \approx L^2/D$, где коэффициент диффузии $D \approx v_F l$. Тогда из выражения (4) следует:

– для «чистого» предела

$$\frac{1}{\tau_{so}} = \frac{\varepsilon^b v_F}{l} + \frac{\varepsilon^{sf} v_F}{L}, \quad (5)$$

– для «грязного» предела

$$\frac{1}{\tau_{so}} = \frac{\varepsilon^b v_F}{l} + \frac{\varepsilon^{sf} v_F l}{L^2}. \quad (6)$$

Видно, что в условиях $\varepsilon^b \ll \varepsilon^{sf}$ найденное интегральное время τ_{so} в обоих случаях должно расти с толщиной пленки. В изученных объектах реализуется промежуточный случай ($l \approx L$), что не позволяет воспользоваться для анализа приведенными формулами.

Причиной сильного спин-орбитального процесса при поверхностном отражении электронов, по нашим предположениям, может быть механизм, связанный с изгибом потенциала вблизи поверхности проводника, что следует из требования обращения в нуль волновой функции носителей заряда на границе. В области существования градиента потенциала $\nabla V(r)$ спиновое состояние электрона изменяется. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия имеет вид [33]

$$H_{so} = \frac{\hbar}{(2m_0c)^2} [\nabla V(r) \times \mathbf{p}] \hat{\sigma}, \quad (7)$$

где \mathbf{p} – квазиимпульс электрона, $\hat{\sigma}$ – матрица Паули. Спин электрона ориентируется перпендикулярно его импульсу и градиенту потенциала. При $k \neq 0$ (k – волновое число) происходит снятие спинового вырождения и возникает расщепление состояний (механизм Рашбы). Соответствующая теория [34,35], развитая для двумерного электронного газа в гетеропереходах в полупроводниках, предсказывает появление в энергетическом спектре электронов двух ветвей:

$$E^\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k, \quad (8)$$

(α – параметр спинового расщепления) и существование спиновой щели

$$\Delta_s = E^+ + E^- = 2\alpha k_F. \quad (9)$$

Эти представления были распространены на инверсионные слои в полупроводниках, т.е. области изгиба потенциала вблизи поверхности.

Существование двух ветвей в спектре электронов, находящихся вблизи поверхности, с разной поляризацией спина создают дополнительный канал для спин-орбитального процесса при поверхностном отражении электронов, в результате чего вероятность спин-орбитального процесса при рассеянии на поверхности кристалла оказывается существенно больше, чем при упругом рассеянии электронов на примесных атомах.

5. Заключение

Таким образом, согласно изложенным представлениям, ответ на вопрос: почему проявление эффекта слабой локализации в тонких пленках висмута носит характер «антилокализации», состоит в том, что сильная спин-орбитальная релаксация в тонких пленках висмута связана в основном с поверхностным рассеянием электронов. Предполагается, что акты рассеяния электронов от поверхности происходят в условиях существования вблизи поверхности градиента кристаллического потенциала, который

приводит к снятию спинового вырождения в спектре электронов вблизи поверхности и порождает интенсивную релаксацию спина при поверхностном рассеянии. С ростом толщины пленки по мере уменьшения вклада в проводимость поверхностного рассеяния интенсивность спин-орбитального взаимодействия должна ослабляться, что качественно подтверждается тенденцией к росту найденных значений времени спин-орбитального рассеяния τ_{so} .

Работа частично поддержана стипендией Национальной академии наук Украины для молодых ученых.

1. Е.С. Боровик, *дисс... д-ра физ.-мат.наук*, ХГУ, Харьков (1954).
2. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).
3. P.W. Anderson, E. Abrahams, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
4. B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, and P.A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
5. Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
6. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
7. B.L. Altshuler, A.G. Aronov and D.E. Khmel'nitskii, *J. Phys.* **C15**, 7367 (1982).
8. B.I. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems. Modern Problems in Condensed Matter Science*, A.L. Efros and M.P. Pollak (eds.), v.10, Amsterdam, North-Holland (1985), p. 1.
9. Yu.F. Komnik, E.I. Bukhshtab, V.V. Andrievskii, and A.V. Butenko, *J. Low Temp. Phys.* **52**, 315 (1983).
10. F. Komori, S. Kobayashi, and W. Sasaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 368 (1983).
11. А.К. Савченко, А.С. Рылик, В.Н. Луцкий, *ЖЭТФ* **85**, 2210 (1983).
12. А.В. Бутенко, Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, *ФНТ* **9**, 1171 (1983).
13. P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
14. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, M.E. Gershenson, and Yu.V. Sharvin, in: *Sov. Sci. Rev.* **A9**, Schur, Switzerland, Harwood Academic Publisher GmbH (1987), p. 223.
15. Y.Y. Proskuryakov, A.K. Savchenko, S.S. Safonov, M. Pepper, M. Y. Simmons, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 21, 4895 (2001).
16. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю. В. Никитин, В.В. Андриевский, *ЖЭТФ* **60**, 669 (1971).
17. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, *ФНТ* **1**, 104 (1975).
18. А.С. Анопченко, В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **21**, 451 (1995).
19. Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, М.И. Елинсон, *Письма в ЖЭТФ* **3**, 114 (1966).
20. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, *ЖЭТФ* **54**, 63 (1968).
21. Ю.Ф. Комник, *Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты*, Атомиздат, Москва (1979).
22. Yu.F. Komnik, E.I. Bukhshtab, A.V. Butenko, and V.V. Andrievskii, *Solid State Commun.* **44**, 865 (1982).
23. А.Я. Шик, *ФТТ* **16**, 2801 (1974).
24. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **18**, 1246 (1992).
25. А.В. Бутенко, Е.И. Бухштаб, В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **14**, 421 (1988).
26. М.Е. Гершензон, В.Н. Губанков, Ю.Е. Журавлев, *ЖЭТФ* **85**, 287 (1983).
27. R.A. Ferrell, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 262 (1959).
28. P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 325 (1959).
29. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, *ЖЭТФ* **42**, 1088 (1962).
30. R. Meservey and P.M. Tedrow, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 805 (1978).
31. P.E. Lindelof and Shiguang Wang, *Phys. Rev.* **B33**, 1478 (1986).
32. B.I. Belevtsev, Yu.F. Komnik, and E.Yu. Beliayev, *Phys. Rev.* **B58**, 8079 (1998).
33. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989).
34. Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).
35. Э.И. Рашба, В.И. Шека, *ФТТ* **1**, сб. статей II, 162 (1959).

Spin-orbit interaction in bismuth thin films

Yu.F. Komnik, I.B. Berkutov, and V.V. Andrievskii

The magnetic field dependencies of resistance of bismuth thin films 100–700 Å at low temperatures are analysed in the context of the concepts of quantum corrections to conductivity of electrons at weak electron localization. It is shown that the spin-orbit scattering time τ_{so} is essentially smaller than the electron phase relaxation one τ_{ϕ} (the case of strong spin-orbit interaction) and has a tendency for an increased with film thickness. This suggests that the role of surface electron scattering in the spin-orbit processes is dominant. We assume that for this scattering the strong spin relaxation is accounted for by the inner crystal potential near the crystal surface which leads to lifting the spin degeneration and a spin gape appearance (the Rashba mechanism).