

Проявление спин-орбитального взаимодействия в пленках висмута в параллельном магнитном поле

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

*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 28 апреля 2006 г.

Проанализированы магнитопольевые зависимости сопротивления тонких пленок висмута толщиной 100–700 Å при низких температурах (1,5–77 К) в рамках представлений о квантовых поправках к проводимости, обусловленных эффектами слабой локализации и взаимодействия электронов. Показано, что многообразие и изменчивость кривых магнитосопротивления в параллельном поле при изменении толщины и температуры обусловлены тем, что с ростом поля происходит повышение значений времени спин-орбитального взаимодействия τ_{so} , в результате чего меняется соотношение между τ_{so} и времени фазовой релаксации τ_{ϕ} . Этот результат подтверждает предположение о том, что сильное спин-орбитальное взаимодействие при поверхностном рассеянии электронов связано с существованием градиента потенциала вблизи поверхности металла, а параллельное магнитное поле приводит к изменению ориентации спинов, что сопровождается уменьшением частоты спин-орбитальных процессов.

Проаналізовано магнітопольові залежності опору тонких плівок вісмуту товщиною 100–700 Å при низьких температурах (1,5–77 К) у межах уявлень щодо квантових поправок до провідності, які обумовлено ефектами слабкої локалізації та взаємодії електронів. Показано, що різноманітність та змінність кривих магнітоопору в паралельному полі при зміні товщини та температури обумовлено тим, що зі зростанням поля здійснюється підвищення значень часу спин-орбітальної взаємодії τ_{so} , в результаті чого змінюється співвідношення між τ_{so} та часом фазової релаксації τ_{ϕ} . Цей результат підтверджує припущення про те, що сильна спин-орбітальна взаємодія при поверхневому розсіюванні електронів пов'язана з існуванням градієнта потенціалу поблизу поверхні металу, а паралельне магнітне поле призводить до зміни орієнтації спінів, що супроводжується зменшенням частоти спин-орбітальних процесів.

PACS: 73.20.Fz, 73.50.Jt

Ключевые слова: тонкие пленки, висмут, квантовые поправки к проводимости, время спин-орбитального взаимодействия.

Введение

Получаемое из экспериментальных данных время спин-орбитального взаимодействия τ_{so} в тонких пленках свидетельствует о том, что процессы переброса спина при упругом рассеянии электронов в пленках происходят с большей частотой, чем это следует из теоретических оценок [1–4]. Возможным объяснением этого является предположение о том, что поскольку в тонких пленках доминирует рассеяние электронов на поверхностях, именно оно сопро-

вождается сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Мезервей и Тедроу [5] проанализировали экспериментальные данные для времени спин-орбитальной релаксации, определенные из найтовского сдвига, критического магнитного поля сверхпроводящих пленок, экспериментов по туннелированию спин-поляризованных электронов в сверхпроводник и спиновому резонансу в металлах. Авторы проверили выполнение зависимости τ_{so}^{-1} от атомного номера металла Z , предсказанной в теории Абрикосова и

Горькова [1], рассматривающей спин-орбитальное взаимодействие при рассеянии электронов на примесях. Из этой теории следует соотношение

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

τ — время упругого рассеяния, $a = e^2 / \hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Отношение $\tau_{so}^{-1} / \tau^{-1} = \varepsilon$ — феноменологический параметр, введенный Дайсоном [6] и имеющий смысл вероятности поверхностного рассеяния с переворотом спина. Авторы [5] построили для 10 металлов зависимость $\tau_{so}^{-1} / \tau^{-1}$ от Z и убедились, что, несмотря на большие погрешности в определении τ_{so} указанными выше методами, зависимость (1) в первом приближении функционально выполняется. Поскольку проанализированные в работе [5] данные для τ_{so} относились к тонким пленкам, авторы исходили из того, что в них доминирует поверхностное рассеяние и в качестве времени τ использовали время пролета электрона между двумя поверхностями $\tau^{sf} = L / v_F$, L — толщина пленки, v_F — фермиевская скорость. Между тем оказалось, что численные значения $\tau_{so}^{-1} / (\tau^{sf})^{-1}$ превосходят ожидаемые, согласно (1), в несколько раз и для тяжелых металлов достигают $\sim 0,1-0,5$.

Появление теории эффектов слабой локализации (WL) [7–9] и взаимодействия электронов (EEI) [9–12] и экспериментальные наблюдения этих эффектов открыли возможность получать сведения о времени спин-орбитального рассеяния из анализа магнитопольных зависимостей сопротивления. Из теории эффекта слабой локализации следует, что при слабом спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} \gg \tau_\phi$, τ_ϕ — время релаксации фазы волновой функции электронов) квантовые поправки определяют отрицательное магнитосопротивление. При сильном спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} \ll \tau_\phi$) магнитосопротивление (МС) является положительным с логарифмическим насыщением в сильных полях. При $\tau_{so} \leq \tau_\phi$ кривая МС в положительной области проходит через максимум и далее МС становится отрицательным (подробнее см. ниже). Хотя поведение магнитосопротивления определяется соотношением между τ_{so} и временем τ_ϕ , которое при гелиевых температурах, как правило, превосходит τ , между тем, для качественного суждения вид кривых МС является показательным.

В первых же экспериментальных работах по эффекту слабой локализации в тонких пленках было установлено частое проявление сильного спин-орбитального взаимодействия. Так, для металлов с большими и промежуточными значениями Z (для пленок Bi [13–16], Au [17,18], Pt [19], W, Ta, Mo, Zr

[20], Pd [21] и Sb [22]) наблюдали положительное МС ($\tau_{so} \ll \tau_\phi$); для металлов с малыми или промежуточными значениями Z (для пленок Ag [23,18], Cu [24–26] и даже легкого Mg [27]) наблюдали кривые МС с максимумом ($\tau_{so} \leq \tau_\phi$) либо отрицательное МС (для пленок Cu [28] и Mg [29]).

Описание экспериментальных кривых с помощью теоретических формул позволяет находить значения τ_ϕ и τ_{so} с достаточно высокой точностью (при достоверно известном коэффициенте диффузии). Лучше всего для этой фит-процедуры подходят кривые МС с максимумом. Полученные значения τ_{so} оказались сравнительно малыми: например, в пленках Cu получены значения τ_{so} : $8,4 \cdot 10^{-12}$ с [24], $6,8 \cdot 10^{-12}$ с [30], а согласно [28], 10^{-12} с $\leq \tau_{so} \leq 10^{-11}$ с; в пленках Ag $\tau_{so} = 2 \cdot 10^{-11}$ с [24,18]; в пленках Mg $\tau_{so} = 1 \cdot 10^{-10}$ с [27]. Значения τ_ϕ и τ_{so} были успешно найдены и в случае положительного МС: в пленках Au $\tau_{so} = 8,2 \cdot 10^{-13}$ с [18]; в пленках Sb $\tau_{so} = 5 \cdot 10^{-13}$ с [22,31]; в пленках Bi $\tau_{so} = 3 \cdot 10^{-13}$ с [14], $(1-5) \cdot 10^{-13}$ с [16], $(4-8) \cdot 10^{-13}$ с [30]; в пленках тугоплавких металлов W, Ta, Mo, Zr $\tau_{so} \simeq (3-8) \cdot 10^{-13}$ с [20]. Работы, в которых приведены значения упругого времени релаксации τ , позволяют оценить параметр ε . Так, согласно [18], для пленки Ag $\varepsilon \simeq 0,015$, для пленки Au $\varepsilon \simeq 0,25$, что превышает оценки из формулы (1) в 3–4 раза; в пленках Sb [31] $\varepsilon \simeq 0,02$, что больше оценки из формулы (1) в 3 раза и т.п.

В работе Линделофа и Ванга [32] подтверждены высказывавшиеся ранее предположения о том, что высокая вероятность спин-орбитального взаимодействия присуща поверхностному рассеянию. Полагая, что наблюдаемое в пленках Mg τ_{so} определяется суммой вкладов объемного и поверхностного рассеяния

$$\tau_{so}^{-1} = (\tau_{so}^b)^{-1} + (\tau_{so}^{sf})^{-1} = (\varepsilon^b / \tau^b) + (\varepsilon^{sf} / \tau^{sf}),$$

где ε^b и ε^{sf} — вероятности переворота спина при объемном и поверхностном рассеянии, τ^b и τ^{sf} — соответствующие упругие времена, авторы показали, что ε^{sf} превосходит ε^b на один–два порядка (в зависимости от типа подложки). Аналогично, в работе [33] для пленок Au найдено $\varepsilon^{sf} \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ и $\varepsilon^b \simeq 4 \cdot 10^{-4}$, т.е. $\varepsilon^{sf} \gg \varepsilon^b$.

В работе [34] изучено поведение времени τ_{so} с изменением толщины L пленок висмута и обнаружена тенденция к повышению τ_{so} с ростом L . Это свидетельствует о том, что сильное спин-орбитальное взаимодействие в пленках висмута связано с вкладом поверхностного рассеяния, роль которого уменьшается с ростом толщины пленки.

В работе [34] высказано предположение, что усиление спин-орбитального взаимодействия для по-

верхностного рассеяния электронов связано с градиентом внутреннего кристаллического потенциала вблизи поверхности металла, существование которого вытекает из граничного условия для волновой функции электрона. В связи с тем, что при движении электрона к поверхности и отражении от нее отсутствует инвариантность связанной со спином симметрии при обращении времени, описание процесса отражения электрона от поверхности должно включать терм, связанный со спин-орбитальным взаимодействием. Отметим, что эта ситуация подобна рассмотренной Рашбой с сотрудниками [35,36] задаче об асимметричной потенциальной яме, образованной в гетеропереходе в полупроводниках.

Из вида гамильтониана спин-орбитального взаимодействия [37]

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

($V(r)$ — потенциал, \mathbf{p} — квазиимпульс электрона, $\hat{\sigma}$ — матрица Паули) следует, что спин электрона вблизи поверхности (или ось прецессии спина) поворачивается параллельно поверхности кристалла. Магнитное поле, направленное параллельно поверхности пленки, учитывается с помощью термина, описывающего зеемановское взаимодействие

$$H_z = g^* \mu_B B. \quad (3)$$

Совместное влияние спин-орбитального и зеемановского взаимодействия может изменить интенсивность спин-орбитального рассеяния при поверхностном отражении электронов.

Целью проведенных экспериментальных исследований явилась проверка предположения о возможном влиянии параллельного магнитного поля на характеристики спин-орбитального рассеяния в тонких пленках висмута.

1. Эксперимент

1.1. Вид кривых магнитосопротивления

Экспериментальные зависимости сопротивления тонких пленок висмута при изменении напряженности параллельного магнитного поля были получены на тех же четырех сериях тонкопленочных образцов висмута, что и в работе [34], в которой изучалось поведение магнитосопротивления в перпендикулярном магнитном поле. В каждой серии представлены по три (или четыре) толщины в интервале 100–700 Å. Методика экспериментов описана в [34].

В перпендикулярном магнитном поле присутствие в пленках сильного спин-орбитального взаимодействия проявляется в том, что знак МС положи-

тельный и кривые МС имеют логарифмическое насыщение в сильных магнитных полях, характерное для эффекта слабой локализации. С ростом толщины пленки и при повышении температуры эта аномалия уменьшается по амплитуде (см. рис. 1 в [34]).

В параллельном магнитном поле наблюдается чрезвычайно разнообразная и изменчивая картина для записей МС пленок висмута. Изменение формы кривых и знака МС происходит при изменении толщины пленки, с ростом температуры, а также, в некоторой степени, под влиянием изменения структурных характеристик.

Для пленок толщиной 150–250 Å при температуре 4,2 К и ниже наблюдается положительное МС, для которого форма кривых МС характерна для эффекта слабой локализации. При повышении температуры до ~ 15–20 К на кривых МС в области полей более 0,5 Тл появляется загиб вниз, а в интервале 20–77 К магнитосопротивление становится отрицательным и уменьшается по амплитуде с ростом температуры.

Для пленок толщиной 250–400 Å уже при гелиевых температурах наблюдаются кривые МС с максимумом, амплитуда которого заметно изменяется в температурном интервале 1,6–4,2 К (рис. 1). После максимума кривые МС переходят в отрицательную область. С повышением температуры формируется полностью отрицательное МС (рис. 2). Температура перехода к полностью отрицательному МС имеет тенденцию к понижению при увеличении толщины пленки. При повышении температуры до 77 К величина отрицательного МС заметно уменьшается.

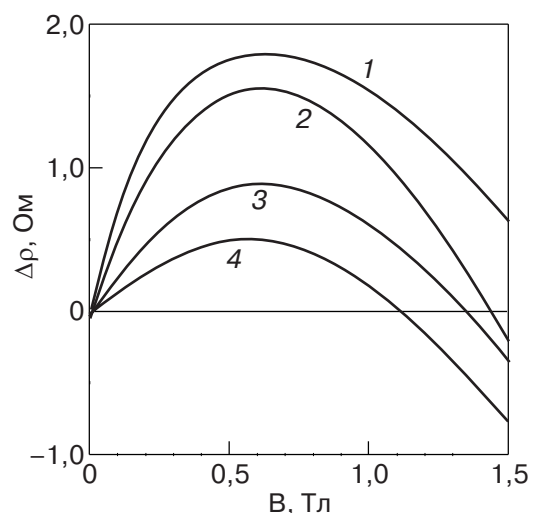


Рис. 1. Магнитопольные зависимости изменения сопротивления $\Delta\rho$ образца толщиной 320 Å при T , К: 1,6 (1); 2,7 (2); 3,2 (3); 4,2 (4).

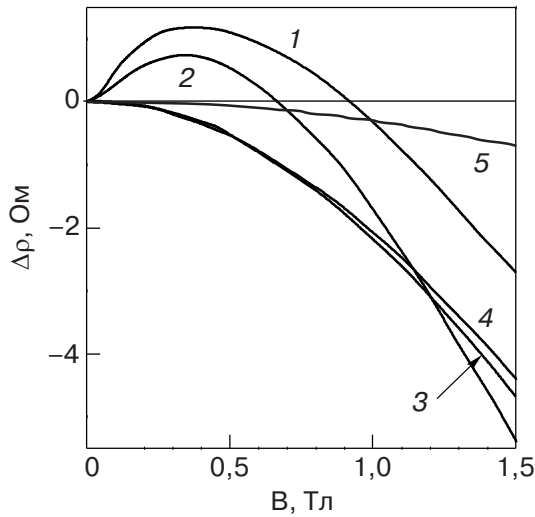


Рис. 2. Магнитополевые зависимости изменения сопротивления $\Delta\rho$ образца толщиной 380 Å при T , К: 2 (1); 4,2 (2); 14 (3); 20 (4); 77 (5).

В образцах с более совершенной структурой формирование максимума на шкале магнитных полей задерживается и переход МС в отрицательную область в изученном интервале магнитных полей не обнаружено.

Пленкам толщиной более 400 Å при температуре 4,2 К и ниже также свойственны кривые положительного МС с максимумом или насыщением (рис. 3). Но при повышении температуры отрицательное МС (или тенденция к его формированию) проявляется лишь при температурах 10–20 К, а при более высоких температурах магнитосопротивление положительно.

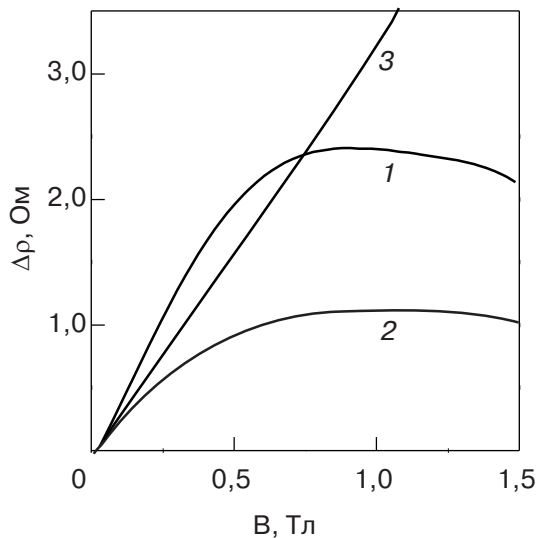


Рис. 3. Магнитополевые зависимости изменения сопротивления $\Delta\rho$ образцов толщиной, Å: 400 (1); 480 (2); 520 (3) при температуре 4,2 К.

При комнатных температурах для всех толщин пленок висмута наблюдается очень малое по амплитуде, приближенно квадратичное от магнитного поля, магнитосопротивление.

1.2. Качественное объяснение

Кривые МС формируются под влиянием ряда факторов: вклада классического (друдевского) изменения сопротивления в магнитном поле вида $\mu^2 B^2$ (μ – подвижность), возможного вклада классического размерного эффекта и вкладов эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов. Вклад классического МС несколько возрастает по своей величине с увеличением толщины пленки вследствие роста μ и уменьшается при повышении температуры из-за убывания μ , но эти изменения μ являются незначительными, а к тому же классическое изменение сопротивления дает только положительное МС. Классический размерный эффект в тонких пластинах в параллельном магнитном поле, предсказанный в [38], может реализоваться лишь при выполнении условия $l \gg L$, l – длина свободного пробега электронов. Признаки классического размерного эффекта в виде слабого уменьшения сопротивления в области сильного магнитного поля наблюдались в работе [39], в конденсированных слоях Ag и Au микронной толщины в магнитных полях напряженностью в десятки килоэрстед. В нашем случае классический размерный эффект в магнитополевом изменении сопротивления маловероятен.

Следует полагать, что сложные изменения формы кривых МС пленок висмута в параллельном магнитном поле с увеличением их толщины и повышении температуры связаны, в основном, с вкладом квантовых интерференционных эффектов – слабой локализации и взаимодействия электронов. Эффект взаимодействия не приводит к изменению знака МС при повышении температуры. Определяющая роль в трансформации кривых МС пленок висмута принадлежит эффекту слабой локализации. Изменение знака МС в эффекте слабой локализации происходит при переходе от сильного спин-орбитального взаимодействия к слабому спин-орбитальному взаимодействию.

Поправки к проводимости тонкой пленки, связанные со слабой локализацией электронов, изменяются согласно следующим соотношениям:
– в перпендикулярном магнитном поле [9]

$$\Delta\sigma_{B_{\perp}}^{WL} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\frac{3}{2} f_2 \left(\frac{4eBD}{\hbar} \tau_{\varphi}^* \right) - \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{4eBD}{\hbar} \tau_{\varphi} \right) \right], \quad (4)$$

– в параллельном магнитном поле [40]

$$\Delta\sigma_{B\parallel}^{WL} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\frac{3}{2} \ln \left(\frac{L^2 e^2 B^2 D}{3\hbar^2} \tau_\phi^* + 1 \right) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{L^2 e^2 B^2 D}{3\hbar^2} \tau_\phi + 1 \right) \right], \quad (5)$$

где D – коэффициент диффузии, $f_2(x) = \ln(x) + \psi(1/x + 1/2)$, ψ – логарифмическая производная Г-функции, τ_ϕ – время релаксации фазы, τ_ϕ^* – модифицированное время с учетом спин-орбитального взаимодействия: $(\tau_\phi^*)^{-1} = \tau_\phi^{-1} + \frac{4}{3} \tau_{so}^{-1}$, τ_{so} – время релаксации спина, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием при упругом рассеянии электронов. Уравнения (4) и (5) соответствуют диффузионному режиму, реализуемому в исследованных объектах ($l < L_\phi$, где $L_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$ – длина фазовой релаксации, а также $l < L_H^2/L$, где $L_H = (\hbar/2eB)^{1/2}$ – магнитная длина). Для квантовой поправки к проводимости пленки в параллельном магнитном поле в диффузионном режиме в работе [41] получено выражение, аналогичное (5); кроме того, в этой работе даны решения для промежуточного и баллистического режимов. Согласно анализу, содержащемуся в работе [42], для пленок висмута малой толщины достаточно ограничиться выражениями (4) и (5).

Два слагаемых в формулах (4) и (5) отражают спиновое состояние электронов на сопряженных траекториях, формирующих интерференционный вклад в проводимость. Первое слагаемое отвечает триплетному спиновому состоянию электронов (суммарный спин $j = 1$), которое характеризуется тремя возможными значениями проекций суммарного момента ($M = 0, \pm 1$). Последний в результате спин-орбитального рассеяния изменяется случайным образом. Спин-орбитальное упругое рассеяние подавляет когерентность электронных состояний в триплетном канале. Второе слагаемое отвечает синглетному спиновому состоянию электронов ($j = 0$), которое затухает только за счет процессов неупругого рассеяния. Знаменательно, что интерференционное слагаемое, соответствующее синглетному состоянию электронов, входит со знаком минус и приводит к изменению поправки к проводимости, противоположному, чем триплетное слагаемое.

При слабом спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} \gg \tau_\phi$) τ_ϕ и τ_ϕ^* близки по величине и формулы (4), (5) дают отрицательное магнитосопротивление. При сильном спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} < \tau_\phi$) определяющим для σ_B^{WL} является второе слагаемое в (4) и (5), что приводит к аномальному положительному магнитосопротивлению. Если τ_{so}

меньше τ_ϕ , но близко к его значению, то τ_ϕ более чем в два раза превосходит τ_ϕ^* , благодаря чему вначале за счет синглетного слагаемого с ростом магнитного поля наблюдается положительное магнитосопротивление, но затем, благодаря триплетному слагаемому, имеющему коэффициент $\frac{3}{2}$, магнитосопротивление становится отрицательным. Положение возникающего максимума $\Delta\sigma_B$ на шкале магнитных полей близко к значению характерного поля $B_0^{WL} = \hbar c / 4eD\tau_\phi$.

При анализе эффекта слабой локализации в тонких пленках висмута в *перпендикулярном* магнитном поле [34] было найдено, что время τ_{so} при гелиевой температуре на порядок (и более) меньше, чем время τ_ϕ . Это и определило наблюдение при всех температурах и для пленок всех исследованных толщин положительного магнитосопротивления. С увеличением толщины пленки наблюдается тенденция к повышению значения τ_{so} при практически неизменном τ_ϕ ; в результате различие этих времен уменьшается. При повышении температуры из-за уменьшения τ_ϕ различие времен τ_ϕ и τ_{so} также уменьшается.

Описанную выше картину трансформации кривых МС в *параллельном* поле можно качественно объяснить, если предположить, что с ростом напряженности магнитного поля время релаксации спина τ_{so} увеличивается. Действительно, лишь в случае сближения времен τ_ϕ и τ_{so} будет формироваться кривая МС с максимумом, а при возникновении неравенства $\tau_{so} > \tau_\phi$ – отрицательное магнитосопротивление. Такой кроссовер должен происходить с большей легкостью, если начальные значения τ_ϕ и τ_{so} уже близки, т.е. в более толстых пленках или при повышении температуры. В более совершенных пленках время τ_ϕ несколько больше, чем в прочих образцах (см. рис. 4 в [34]), и поэтому формирование максимума МС задерживается как на шкале толщин пленок, так и на шкале температур.

Описанные выше изменения формы кривых МС в параллельном магнитном поле при изменении температуры и толщины пленок полностью соответствуют высказанному предположению.

2. Результаты расчетов

Полагая, что наблюдаемые изменения сопротивления образцов в магнитном поле обусловлены магнитопольным изменением классического (Друде) вклада и квантовых поправок к проводимости

$$\sigma(B) = \sigma_0^D + \Delta\sigma^D(B) + \Delta\sigma^{WL}(B) + \Delta\sigma^{EEI}, \quad (6)$$

для определения $\Delta\sigma^{WL}(B)$ следует разделить эти вклады. Переход от «суммарной поправки к со-

противлению» к поправке к проводимости выполняется с помощью соотношения

$$-\Delta\sigma = [\rho(B) - \rho(0)] / \rho(B)\rho(0),$$

где ρ — сопротивление квадратного участка пленки. Для выделения друдевского вклада мы использовали, как и в [34], прием, предложенный в [43], а именно — в области логарифмического насыщения функций (4) и (5) находили значения подвижности μ , дающие совпадение функции $\sigma^D(B) = \sigma_0^D / (1 + \mu^2 B^2)$, описывающей магнитополовое изменение классического вклада, с экспериментальной зависимостью $\sigma(B)$. Полученные значения подвижности хорошо согласуются со значениями усредненной подвижности электронов и дырок, рассчитанной из системы уравнений для проводимости, магнитосопротивления и коэффициента Холла пленок висмута [44–46]. Разность между экспериментальной кривой $\sigma(B)$ и «друдевской» кривой $\sigma_0 + \Delta\sigma^D(B)$ представляет сумму поправок $\Delta\sigma^{WL}(B) + \Delta\sigma^{EEI}$. Поправка $\Delta\sigma^{EEI}$, связанная с эффектом взаимодействия, не зависит от магнитного поля и автоматически устраняется при выполнении требования, чтобы магнитополовое изменение проводимости, связанное с локализационной поправкой, исходило из нуля в поле $B = 0$. Полученные магнитополовые зависимости локализационной поправки $\Delta\sigma^{WL}(B)$ сопоставлялись с теоретическими формулами (4) и (5). При такой процедуре совмещения времена τ_φ и τ_{so} являлись подгоночными параметрами. Коэффициенты диффузии были рассчитаны, как в [34], по формуле Эйнштейна из удельной проводимости и плотности электронных состояний на поверхности Ферми, с учетом изменения концентрации носителей заряда и энергии Ферми с уменьшением толщины пленок висмута [45].

Полученные значения τ_φ и τ_{so} при анализе эффекта слабой локализации в перпендикулярном магнитном поле в целом воспроизвели результаты предыдущих расчетов [34]. Эти значения явились стартовыми при поиске значений времен τ_φ и τ_{so} для описания зависимостей $\Delta\sigma^{WL}(B_{||})$ в параллельном магнитном поле. Мы полагали, что эти релаксационные характеристики не могут заметно измениться при изменении ориентации магнитного поля.

Влияние параллельного магнитного поля на характеристики спин-орбитального рассеяния в тонких пленках висмута проявилось весьма своеобразно, но вполне однозначно. Оказалось, что зависимости $\Delta\sigma^{WL}(B)$ не могут быть описаны парой времен τ_φ и τ_{so} , не зависящими от магнитного поля. Описание экспериментальных зависимостей формулой (5), полученной в предположении независимости времен τ_φ и τ_{so} от магнитного поля, ока-

зывается невозможным. При движении вдоль экспериментальной кривой каждая последующая точка требует изменения значения, по крайней мере, одного из времен. Мы полагали, что влияние слабого параллельного магнитного поля на τ_φ маловероятно и оно может сохраняться неизменным [47,48]. Оказалось, что в области слабых магнитных полей рассчитанные по формуле (5) значения τ_{so} возрастают. Проиллюстрируем это наглядным построением (рис. 4). Если использовать значения τ_φ и τ_{so} , известные из экспериментов в перпендикулярном магнитном поле, то расчетная кривая описывает лишь очень малый начальный участок зависимости $\Delta\sigma^{WL}(B)$, а далее резко уходит в отрицательную область значений $\Delta\sigma^{WL}$ (рис. 4, кривая 1). Повышение значений τ_{so} позволяет получить значения $\Delta\sigma^{WL}$ на последующих малых участках кривой $\Delta\sigma^{WL}(B)$ вплоть до $B \sim 0,5$ Тл (рис. 4, кривые 2–6). Но в области более высоких полей для получения экспериментальных значений $\Delta\sigma^{WL}$ требуется в некоторых случаях дальнейшее понижение значений τ_{so} . Отметим, что изменения начальных значений τ_φ лишь ухудшают расчетную ситуацию.

Таким образом, изменяющиеся с магнитным полем значения τ_{so} позволяют описывать экспериментальные кривые $\Delta\sigma^{WL}(B)$ с помощью формулы (5). Примеры найденных зависимостей времени τ_{so} от напряженности параллельного магнитного поля проиллюстрированы на рис. 5. Существенной особенностью этих зависимостей является сильный рост τ_{so} в области полей до $B \sim 0,3$ – $0,5$ Тл, а далее

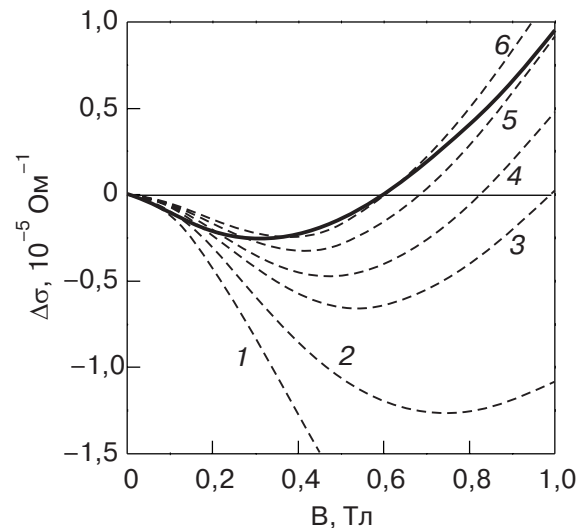


Рис. 4. Иллюстрация описания магнитополового изменения проводимости образца толщиной 380 Å, согласно (5), при температуре 4,2 К и значениях времени фазовой релаксации $\tau_\varphi = 4,6 \cdot 10^{-12}$ с и времени спин-орбитального взаимодействия τ_{so} , с: $2 \cdot 10^{-13}$ (1), $7 \cdot 10^{-13}$ (2), $1,1 \cdot 10^{-12}$ (3), $1,3 \cdot 10^{-12}$ (4), $1,52 \cdot 10^{-12}$ (5), $1,67 \cdot 10^{-12}$ (6); экспериментальная зависимость (—).

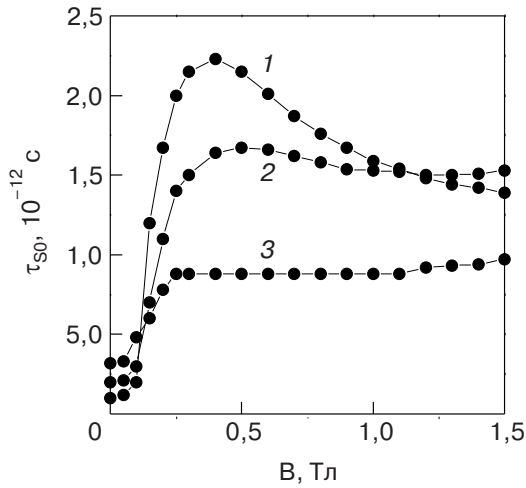


Рис. 5. Магнитополевые зависимости времени спин-орбитального взаимодействия τ_{so} для образца толщиной 380 Å при T , К: 2 (1); 4,2 (2); 20 (3).

следует либо постоянство, либо уменьшение значений τ_{so} . На рис. 5 можно заметить, что с ростом температуры по мере появления и усиления неравенства $k_B T > g^* \mu_B B$ величина возрастания значений τ_{so} уменьшается.

Физическая причина роста τ_{so} в параллельном магнитном поле состоит в следующем. В отсутствие магнитного поля у электронов вблизи поверхности под влиянием градиента потенциала (см. формулу (2)) спины ориентируются параллельно поверхности, но хаотично в азимутальном направлении. Спиновая релаксация носит диффузионный характер и в общем случае должна описываться механизмом Дьяконова–Переля [49], который характеризуется скоростью спиновой релаксации, пропорциональной $2/\tau_{so}$. Отметим, что в работах [50,51] показано, что в узких полупроводниковых квантовых ямах, в которых имеет место спиновое расщепление, в условиях слабой локализации скорость спиновой релаксации электронов по Дьяконову–Перелю уменьшается. В итоге имеет место некоторый уровень скорости спиновой релаксации в условиях отсутствия магнитного поля.

Радикальные изменения спиновой релаксации [47], а в некоторых случаях и фазовой релаксации [52] происходят при включении магнитного поля. Основной результат работы [52] (см. также [53]) относится к влиянию магнитного поля, приложенного параллельно двумерному слою свободных носителей в квантовой яме в полупроводнике со структурой цинковой обманки, на процесс фазовой релаксации. Показано, что зеемановское взаимодействие приводит к дополнительной дефазировке

волновой функции электронов, описываемой температурно-независимым временем $\tau_H(B)$. Из соотношения $1/\tau_\phi(B) = 1/\tau_\phi(0) + 1/\tau_H(B)$ следует выражение $\tau_\phi(B)/\tau_\phi(0) = [1 + \tau_\phi(0)/\tau_H(B)]^{-1}$, которое характеризует влияние магнитного поля на τ_ϕ . Это влияние заметно при условии $g^* \mu_B B \geq \hbar/(\tau_{so}\tau_\phi)^{1/2}$. В наших объектах в полях $B \leq 1$ Тл имеет место сильное обратное неравенство. Если все же воспользоваться гипотетическим выражением $1/\tau_H = \tau_{so}(0) g^{*2} \mu_B^2 B^2 / \hbar^2$, как это сделано в экспериментальной работе [54], то оценки показывают, что изменение τ_ϕ в поле $B = 1$ Тл составляет лишь 20%. Таким образом, принятое при расчетах предположение о неизменности времени τ_ϕ с ростом магнитного поля является допустимым.

Параллельное поверхности магнитное поле стремится упорядочить ориентацию спинов электронов, взаимодействующих с поверхностью. В системе с упорядоченной поляризацией спинов характер спиновой релаксации перестает быть диффузионным и отличается от механизма Дьяконова–Переля [47]. В работе [47] рассчитана эволюция спиновой плотности после создания в системе локальной поляризации спинов (на примере квантовой ямы в полупроводнике типа GaAs) в функции координаты и времени при различных значениях напряженности параллельного магнитного поля. Эти расчеты показали, что включение даже слабого ($g^* \mu_B B \ll \hbar/\tau_{so}$) магнитного поля многократно уменьшает спиновую плотность $S(r,t)$ (в единицах $1/(2\pi D\tau_{so})$), характеризующую распространение поляризации спинов в пространстве и во времени. Это свидетельствует об увеличении τ_{so} под влиянием параллельного магнитного поля или точнее — о появлении вместо диффузионного механизма Дьяконова–Переля релаксации спина в неупорядоченной спиновой системе некоторого нового эволюционного механизма релаксации спина при частичной (или полной) поляризации спиновой системы.

Экспериментальные наблюдения повышения времени τ_{so} в условиях спин-орбитального взаимодействия по механизму Рашбы в квантовых ямах в полупроводниках под влиянием параллельного магнитного поля сделаны в работах [48,54]. В работе [48] анализ записей МС квантовой ямы InP/InGaAs/InP в наклонных магнитных полях показал, что проявление спин-орбитального взаимодействия в виде максимума МС в малых полях определяется нормальной компонентой поля; при этом τ_ϕ от магнитного поля не зависит, а τ_{so} возрастает с увеличением напряженности параллельной компоненты магнитного поля. Авторы работы [54] получили записи сопротивления квантовой ямы InAlAs/InGaAs/InAlAs в функции величины пер-

пендикулярного магнитного поля B_{\perp} при различных значениях напряженности параллельного магнитного поля B_{\parallel} и из анализа квантовых поправок к проводимости определили изменение τ_{φ} и τ_{so} в зависимости от B_{\parallel} . В работах [48,54] установлено, что изменение τ_{so} происходит в соответствии с гипотетической зависимостью $\tau_{so} \propto 1 + \alpha B^2$. Аналогия между рассматриваемой нами задачей о спин-орбитальных процессах в пленках висмута вблизи поверхности и процессами в квантовой яме в полупроводнике является весьма условной. К тому же в нашем случае быстрый рост τ_{so} происходит в сравнительно слабых полях и выполненные построения (см. рис. 5) из-за малости этого интервала не позволяют определить функциональный вид закона возрастания τ_{so} от поля.

3. Роль квантовой поправки взаимодействия в магнитосопротивлении

Поправка взаимодействия к проводимости не зависит от магнитного поля (в области отсутствия зеемановского расщепления), но обладает температурной зависимостью вида [9–11]:

$$\Delta\sigma^{EEI}(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \lambda \ln\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}\right), \quad (7)$$

λ — константа взаимодействия.

При разделении вкладов Друде и квантовых поправок к проводимости, согласно (6), поправка $\Delta\sigma^{EEI}$ определяется сдвигом начала отсчета проводимости, удовлетворяющим требованию обращения в нуль магнитополевого изменения проводимости, связанного с локализационной поправкой, при $B = 0$. Значение этого сдвига согласуется по порядку величины с оценкой из формулы (7) и изменяется строго по закону $\ln T$ (для оценки использовано значение $\lambda = 0,9$, следующее из температурной зависимости квантовой поправки к проводимости пленок висмута в сильном магнитном поле ($B \geq 1,5$ Тл), в которой вклад слабой локализации разрушен [55]).

Между тем, в магнитном поле может появиться зависимость сопротивления от магнитного поля, связанная с поправкой взаимодействия $\Delta\sigma^{EEI}$. Как показано в работе [56], при обращении тензора проводимости в тензор магнитосопротивлений, поправка к сопротивлению приобретает множитель $\{-(1 - \omega_c^2 \tau^2)\}$, где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота. При таком преобразовании учитывался тот факт, что в диффузионном режиме поправкой к холловской проводимости можно пренебречь. Связанное с $\Delta\sigma^{EEI}$ изменение сопротивления описывается выражением [57,58]

$$\rho_{xx}(B, T) = \frac{1}{\sigma_0} - \frac{1}{\sigma_0^2} [1 - (\omega_c \tau)^2] \Delta\sigma_{xx}^{EEI}(T). \quad (8)$$

В (7) под знаком логарифма величины $k_B T \tau / \hbar < 1$ и, следовательно, поправка взаимодействия $\Delta\sigma^{EEI}$ отрицательная и может привести к отрицательному квадратичному магнитосопротивлению. Однако, поскольку в наших объектах $(\omega_c \tau)^2 \ll 1$, магнитополевое изменение сопротивления незначительно. Следовательно, поправка взаимодействия определяет лишь сдвиг кривой магнитосопротивления в сторону уменьшения значения сопротивления в нулевом поле и на зависимостях $\Delta\rho(B)$ (рис. 1–3) она не проявляется. По абсолютной величине изменение сопротивления, связанное с поправкой взаимодействия, при гелиевых температурах одного порядка с характерным изменением сопротивления в представленном интервале магнитных полей под влиянием эффекта слабой локализации. С повышением температуры обе поправки уменьшаются и при комнатной температуре слабое положительное магнитосопротивление представляет собой классическое (Друде) магнитополевое изменение сопротивления в условиях отсутствия влияния эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов.

Заключение

Квантовые поправки к проводимости тонких пленок висмута в параллельном магнитном поле, связанные со слабой локализацией, реально проявляют себя лишь при гелиевых температурах и именно благодаря им формируется максимум магнитосопротивления, быстро убывающий по амплитуде при повышении температуры в интервале 1,5–10 К (см. рис. 1 и 2). Анализ магнитополевого изменения локализационной поправки показал, что с ростом напряженности параллельного магнитного поля в интервале 0–0,5 Тл происходит рост величины времени спин-орбитального взаимодействия τ_{so} . Этот результат следует интерпретировать как переход от диффузионного характера спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля к иному (эволюционному) характеру спиновой релаксации в системе с упорядоченной ориентацией спинов, возникающей под влиянием параллельного магнитного поля. Такая трактовка подтверждает предположение о том, что доминирующее в тонких пленках поверхностное рассеяние характеризуется сильным спин-орбитальным взаимодействием, обусловленным существованием вблизи поверхности градиента внутреннего потенциала.

1. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, *ЖЭТФ* **42**, 1088 (1962).
2. В.Н. Лисин, Б.М. Хабибулин, *ФТТ* **17**, 1598 (1975).
3. В.И. Окулов, В.В. Устинов, *ФММ* **44**, 43 (1977).
4. В.Н. Лисин, *ЖЭТФ* **72**, 573 (1977).
5. R. Meservey and P.M. Tedrow, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 805 (1978).
6. F.J. Dyson, *Phys. Rev.* **98**, 349 (1955).
7. P.W. Anderson, E. Abrahams, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
8. B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, and P.A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
9. Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981) [*JETP* **54**, 411 (1981)].
10. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
11. 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.), Amsterdam, North-Holland (1985), v. 10, p. 1.
12. 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.
13. Yu.F. Komnik, E.I. Bukhshtab, V.V. Andrievskii, and A.V. Butenko, *J. Low Temp. Phys.* **52**, 315 (1983).
14. А.К. Савченко, А.С. Рылик, В.Н. Луцкий, *ЖЭТФ* **85**, 2210 (1983).
15. F. Komori, S. Kobayashi, and W. Sasaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 368 (1983).
16. А.В. Бутенко, Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, *ФНТ* **9**, 1171 (1983).
17. T. Kawaguti and Y. Fujimori, *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 703 (1982).
18. T. Kawaguti and Y. Fujimori, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 722 (1983).
19. H. Hoffmann, F. Hoffmann, and Schoepe, *Phys. Rev.* **B25**, 5563 (1982).
20. R. Rosenbaum, M. Ben-Shlomo, S. Goldsmith, and R.L. Vohman, *Phys. Rev.* **B39**, 10009 (1989).
21. G. Bergmann, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1357 (1979).
22. А.В. Бутенко, Е.И. Бухштаб, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **9**, 100 (1983).
23. М.Е. Гершензон, В.Н. Губанков, Ю.Е. Журавлев, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 467 (1982).
24. М.Е. Гершензон, В.Н. Губанков, Ю.Е. Журавлев, *ЖЭТФ* **83**, 2348 (1982).
25. F. Komori, S. Kobayashi, and Y. Ootuka, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 1051 (1981).
26. Y. Fehr, S. May-tal, and R. Rosenbaum, *Phys. Rev.* **B33**, 6631 (1986).
27. A.E. White, R.C. Dynes, and J.P. Garno, *Phys. Rev.* **B29**, 3694 (1984).
28. D. Abraham and R.R. Rosenbaum, *Phys. Rev.* **B27**, 1413 (1983).
29. G. Bergmann, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1046 (1982).
30. F. Komori, S. Kobayashi, and W. Sasaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 4306 (1983).
31. А.В. Бутенко, Е.И. Бухштаб, *ЖЭТФ* **88**, 1053 (1985).
32. P.E. Lindelof and S. Wang, *Phys. Rev.* **B33**, 1478 (1986).
33. B.I. Belevtsev, Yu.F. Komnik, and E.Yu. Beliayev, *Phys. Rev.* **B58**, 8079 (1998).
34. Ю.Ф. Комник, И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, *ФНТ* **31**, 429 (2005).
35. Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).
36. Э.И. Рашба, В.И. Шека, *ФТТ* **1**, сб. статей II, 162 (1959).
37. B.K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, Clarendon Press, Oxford (1993).
38. D.K.C. Mac-Donald and K. Sarginson, *Proc. Roy. Soc.* **A203**, 223 (1950).
39. K.L. Chopra, *Phys. Rev.* **155**, 660 (1967).
40. Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 515 (1981).
41. В.К. Дугаев, Д.Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **86**, 1784 (1984).
42. А.В. Бутенко, Е.И. Бухштаб, *ФНТ* **12**, 185 (1986).
43. Y.Y. Proskuryakov, A.K. Savchenko, S.S. Safonov, M. Pepper, M.Y. Simmons, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4895 (2001).
44. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин, В.В. Андриевский, *ЖЭТФ* **60**, 669 (1971).
45. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, *ФНТ* **1**, 104 (1975).
46. А.С. Анопченко, В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **21**, 451 (1995).
47. V.A. Frolov, *Phys. Rev.* **B64**, 045311 (2001).
48. S.A. Studenikin, P.T. Coleridge, and P.J. Poole, *cond-mat/0311116*.
49. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *ЖЭТФ* **60**, 1954 (1971); М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *ФТТ* **13**, 3581 (1971).
50. A.G. Mal'shukov, K.A. Chao, and M. Willander, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3794 (1996).
51. A.G. Mal'shukov and K.A. Chao, *Phys. Rev.* **B61**, R2413 (2000).
52. A.G. Mal'shukov, K.A. Chao, and M. Willander, *Phys. Rev.* **B56**, 6436 (1997).
53. A.G. Mal'shukov, V.A. Frolov, and K.A. Chao, *Phys. Rev.* **B59**, 5702 (1999).
54. F.E. Meijer, A.F. Morpurgo, T.M. Klapwijk, T. Koga, and J. Nitta, *Phys. Rev.* **B70**, 201307 (R) (2004).
55. Yu.F. Komnik, E.I. Bukhshtab, A.V. Butenko, and V.V. Andrievskii, *Solid State Commun.* **44**, 865 (1982).
56. A. Houghton, J.R. Senna, and S.C. Ying, *Phys. Rev.* **B25**, 2196 (1982).
57. K.K. Choi, D.C. Tsui, and S.C. Palmateer, *Phys. Rev.* **B33**, 8216 (1986).
58. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, V.I. Shashkin, O.I. Khrykin, and V.M. Daniltsev, *Phys. Rev.* **B64**, 235327 (2001).

Manifestation of spin–orbit interaction in bismuth films in magnetic field parallel to surface

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

The magnetic field dependences of resistance of thin Bi films (100–700 Å) at low temperatures (1,5–77 K) have been analyzed within the concept of quantum corrections to conductivity induced by the effects of weak localization and electron interaction. It is shown that the diversity of the magnetoresistance curves in a parallel magnetic field with varying film thickness and temperature accounts for the fact that the

spin–orbit interaction time τ_{so} increases with rise in field, causing the correlation between τ_{so} and phase relaxation time τ_{φ} to change. This result gives support to the assumption that on surface scattering of electrons the strong spin–orbit interaction is due to the potential gradient near the metal surface and the parallel magnetic field involves a change in spin orientations, accompanying by a decrease in frequency of the spin–orbit processes.

Keywords: thin films, bismuth, quantum corrections to conductivity, spin–orbit interaction time.