

Возможность определения константы спин-орбитального взаимодействия методом сканирующей туннельной микроскопии

Н.В. Хоткевич¹, Н.Р. Вовк^{2,1}, Ю.А. Колесниченко¹

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kolesnichenko@ilt.kharkov.ua

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

Статья поступила в редакцию 14 января 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2016 г.

В рамках модели неоднородного бесконечно тонкого туннельного магнитного барьера между двумя проводниками рассмотрено туннелирование электронов из квазидвумерных (поверхностных) состояний со спин-орбитальным взаимодействием в состоянии объемного типа. Проанализировано влияние рассеяния квазидвумерных электронов на единичном магнитном дефекте на туннельный ток в такой системе. Получено аналитическое выражение для кондактанса точечного туннельного контакта, описывающее его осциллирующую зависимость от расстояния до дефекта. Показано, что анализ с помощью спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии осцилляций локальной намагниченности вокруг дефекта позволяет определить константу спин-орбитального взаимодействия.

У рамках моделі неоднорідного нескінченно тонкого тунельного магнітного бар'єра між двома провідниками розглянуто тунелювання електронів із квазідвовимірних (поверхневих) станів зі спин-орбітальною взаємодією в стани об'ємного типу. Проаналізовано вплив розсіювання квазідвовимірних електронів на одиничному магнітному дефекті на тунельний струм у такій системі. Отримано аналітичний вираз для кондактанса точкового тунельного контакту, що описує його осциляційну залежність від відстані до дефекту. Показано, що аналіз за допомогою спин-поляризованої скануючої тунельної мікроскопії осциляцій локальної намагніченості навколо дефекту дозволяє визначити константу спин-орбітальної взаємодії.

PACS: 71.10.Sa Электронный газ, ферми-газ;
71.70.Ej Спин-орбитальное взаимодействие, зеemanовское и штарковское расщепление, эффект Яна–Теллера;
72.10.Fk Рассеяние точечными дефектами, дислокациями, поверхностями и другими несовершенствами (в том числе эффект Кондо);
73.20.At Поверхностные состояния, зонная структура, электронная плотность состояний;
74.55.+v Туннельные явления: одночастичное туннелирование и СТМ.

Ключевые слова: СТМ, спин-орбитальное взаимодействие, двумерный электронный газ, магнитный дефект.

Введение

Интерес к исследованию спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в двумерном электронном газе (2ДЭГ) обусловлен многообразием его проявлений в различных физических явлениях [1,2] и перспективами практических приложений в новой области квантовой электроники — спинтронике [3]. Двумерные (2D) электронные (и дырочные) системы могут быть созда-

ны искусственно (полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами, дельта-легированные полупроводники, электроны над поверхностью жидкого гелия) либо являются свойством определенной физической системы (графен, тонкие пленки).

Один из примеров 2ДЭГ с СОВ — поверхностные электронные состояния в металлах [4]. В отличие от изолированных двумерных проводящих систем в гетероструктурах, поверхностные состояния не могут быть

исследованы с помощью гальваномагнитных измерений вследствие высокой объемной проводимости. Однако они могут быть обнаружены и изучены с помощью методов, чувствительных к электронной структуре приповерхностного слоя проводника. Так, в работах [5–7] методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением было обнаружено спин-орбитальное расщепление спектра поверхностных состояний вблизи поверхности (111) благородных металлов.

Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) [8] — эффективный метод исследования поверхности проводников. В работе Терзоффа и Хаманна [9] в рамках приближения Бардина [10] было показано, что измеряемый с помощью СТМ кондактанс между атомно-острым контактом и исследуемым образцом пропорционален локальной плотности состояний (ЛПС) в точке, расположенной непосредственно под контактом. Этот результат определил развитие одного из направлений применения СТМ — сканирующей туннельной спектроскопии. Спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия (СП-СТМ) позволяет изучать магнитные структуры на поверхности с атомным разрешением [11,12]. В работе [13] показано, что ток СП-СТМ содержит дополнительное слагаемое, пропорциональное скалярному произведению вектора намагниченности контакта СТМ и вектора локальной плотности намагниченности (ЛПН) образца. Таким образом, спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия служит методом определения локальных магнитных характеристик поверхности.

Дополнительные возможности получения информации об электронном энергетическом спектре содержит изучение осцилляций плотности состояний (осцилляций Фриделя [14]) вблизи точечных дефектов на поверхности [15]. В частности, анализ СТМ изображения вокруг дефекта позволяет восстановить ферми-контур двумерных поверхностных состояний [16–18]. В случае, когда дефект обладает магнитным моментом, наряду с фриделевскими осцилляциями, вокруг дефекта возникают осцилляции локальной намагниченности, обусловленные спиновой поляризацией электронов (РККУ спиновая поляризация) [19]. В работе [20] с помощью СП-СТМ обнаружено влияние магнитного состояния нанометровых островков Со на поверхности Си (111) на наблюдаемые в СТМ кондактансе осцилляции на самих островках и вокруг них.

Изучению проявления квантовых интерференционных эффектов в рассеянии 2D электронов точечным дефектом при наличии СОВ посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ (см. [21–30] и цитированную в них литературу). Тем не менее несомненный интерес представляет получение аналитических формул для СП-СТМ кондактанса, позволяющих в явной форме проанализировать его зависимость от расстояния СТМ контакта до дефекта, величины и

направления магнитного момента на дефекте, константы СОВ и параметров энергетического спектра носителей заряда. Хотя подобные результаты могут быть получены лишь в рамках существенно упрощенных моделей, они часто оказываются принципиально важными для физической интерпретации данных, получаемых в эксперименте.

В настоящей работе рассмотрена задача о кондактансе G точечного туннельного контакта в случае туннелирования электронов между объемными состояниями и локализованными вблизи границы (поверхностными) состояниями с СОВ Рашбы [31]. Изучено проявление в кондактансе контакта квантовых интерференционных эффектов, обусловленных рассеянием электронов точечным магнитным дефектом.

Модель неоднородного δ -барьера [32] обобщена нами на случай магнитной диэлектрической прослойки между проводниками. В приближении малой прозрачности туннельного барьера и в борновском приближении описания рассеяния электронов дефектом получено аналитическое выражение для кондактанса контакта. Установлена связь кондактанса с локальной плотностью состояний и локальной намагниченностью вокруг дефекта. Проанализирована зависимость величины G от параметров, характеризующих 2DЭГ и дефект. Обсуждаются возможности получения информации о СОВ в 2DЭГ в экспериментах с использованием СП-СТМ.

1. Модель неоднородного магнитного туннельного контакта

Одной из моделей для описания СТМ экспериментов является модель неоднородного δ -барьера, описывающего туннельный ток через малую область границы, разделяющей два проводника. Впервые эта модель была рассмотрена в статье [32], в которой показано, что в пределе стремящейся к бесконечности амплитуды $U_0 \rightarrow \infty$ барьера произвольной формы между двумя проводящими полупространствами туннельное сопротивление может быть найдено асимптотически точно.

В ряде работ (см. обзор [33]) модель δ -барьера применена для описания влияния единичных точечных дефектов под поверхностью проводника на кондактанс точечного туннельного контакта, измеряемый с помощью СТМ. В частности, была рассмотрена задача о туннелировании между ферромагнитным и немагнитными металлами в присутствии вблизи контакта магнитного кластера [34]. Впоследствии была обоснована применимость этой модели при достаточно малых размерах области прозрачности барьера к описанию туннелирования электронов из (трехмерных) объемных состояний в квазидвумерные поверхностные состояния [35,36].

Модель, используемая при решении задачи, представлена на рис. 1. Два проводящих полупространства

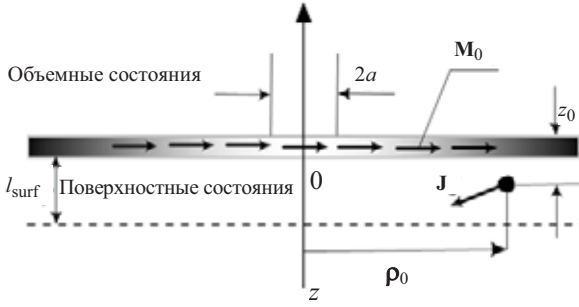


Рис. 1. Модель неоднородного магнитного туннельного барьера. Схематически стрелками показано направление вектора намагниченности барьера \mathbf{M}_0 и магнитный момент дефекта \mathbf{J} .

разделены непроницаемой для электронов перегородкой магнитного диэлектрика, в которой имеется малая область (с характерным радиусом a) с конечной прозрачностью (контакт). В полупространстве $z < 0$ существуют локализованные вблизи границы электронные состояния со спин-орбитальным взаимодействием. На расстоянии \mathbf{r}_0 от центра области туннелирования $\mathbf{r} = 0$, на расстоянии z_0 от границы, меньшем глубины затухания «поверхностных» состояний $l_{\text{surf}} \gg a$, находится короткодействующий магнитный дефект, имеющий спин $S \geq 1$. Последнее условие обеспечивает отсутствие полной экранировки электронами (эффект Кондо) магнитного момента дефекта даже при $T = 0$ [37]. Считаем, что единственной причиной рассеяния электронов является их упругое взаимодействие с дефектом. Температуру полагаем равной нулю. К системе приложено достаточно малое напряжение V . Вычислим ток в линейном по V приближении, для определенности в случае, когда туннелирование происходит из «поверхностных» в объемные состояния.

Магнитный δ -барьер между металлами будем описывать потенциалом

$$\hat{U}(\mathbf{r}) = (\hat{\sigma}_0 - \mathbf{M}_0 \hat{\boldsymbol{\sigma}}) U_0 f(\boldsymbol{\rho}) \delta(z), \quad (1)$$

где \mathbf{M}_0 — безразмерный (нормированный на амплитуду барьера U_0) вектор намагниченности в туннельном барьере, $M_0 \ll 1$, $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ — вектор Паули, $\hat{\sigma}_0$ — единичная матрица 2×2 . Функция $f(\boldsymbol{\rho})$ двумерного вектора $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ в плоскости границы барьера $z = 0$ удовлетворяет условию

$$f(\boldsymbol{\rho}) = \begin{cases} \sim 1, & \rho \lesssim a, \\ \rightarrow \infty, & \rho \gg a, \end{cases} \quad (2)$$

в котором a — характерный размер области туннелирования (контакта). В дальнейшем будем предпола-

гать, что радиус a достаточно мал и выполнено неравенство [35]

$$\frac{\hbar^2 k_F a^2}{m^* U_0 l_{\text{surf}}^2} \ll 1, \quad (3)$$

где $k_F = 1/\hbar \sqrt{2m^* \varepsilon_F}$ — фермиевский волновой вектор, ε_F — энергия Ферми, m^* — эффективная масса электрона. Неравенство (3) обеспечивает применимость теории возмущений к решению данной задачи.

При $z \geq 0$ волновые функции $\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z)$ удовлетворяют уравнению Шредингера для свободных электронов с эффективной массой m^* и энергией ε

$$\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m^*} \hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z) = \varepsilon \hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z), \quad (4)$$

где $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \nabla$ — оператор импульса.

В полупространстве $z < 0$ уравнение Шредингера имеет вид

$$\left[\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m^*} \hat{\sigma}_0 + \hat{H}_{SO} + \hat{D}(\boldsymbol{\rho}, z) + \hat{\sigma}_0 V_{\text{surf}}(z) \right] \hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, z) = \varepsilon \hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, z). \quad (5)$$

В уравнении (5) \hat{H}_{SO} — гамильтониан СОВ. Слагаемое $\hat{D}(\boldsymbol{\rho}, z)$ описывает взаимодействие электронов с магнитным дефектом, которое моделируем точечным потенциалом

$$\hat{D}(\boldsymbol{\rho}, z) = (g \hat{\sigma}_0 + \mathbf{J} \hat{\boldsymbol{\sigma}}) \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0) \delta(z - z_0), \quad (6)$$

где g — константа потенциального взаимодействия электронов с дефектом, \mathbf{J} — эффективный магнитный момент примеси, спин которой $S \geq 1$, $\mathbf{J} = J_{\text{ex}} \langle \mathbf{S} \rangle$, где J_{ex} — константа обменного взаимодействия электронов с дефектом, $\langle \mathbf{S} \rangle$ — собственный магнитный момент дефекта с учетом частичного экранирования электронами проводимости. Считаем направление вектора \mathbf{J} фиксированным, и не рассматриваем процессы переворота и прецессии спина дефекта. Потенциал $V_{\text{surf}}(z)$ приводит к возникновению связанного (поверхностного) состояния в области $z < 0$ вблизи границы раздела. В дальнейшем конкретный вид потенциала $V_{\text{surf}}(z)$ в уравнении (5) не столь существен.

Волновые функции $\hat{\Psi}^{(\pm)}(\boldsymbol{\rho}, z)$ связаны на δ -барьере стандартными условиями непрерывности и скачка нормальной производной:

$$\hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, +0) = \hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, -0), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \hat{\Psi}^{(+)}(\boldsymbol{\rho}, z = +0) - \frac{\partial}{\partial z} \hat{\Psi}^{(-)}(\boldsymbol{\rho}, z = -0) = \\ = \frac{2m^*}{\hbar^2} U_0 (\hat{\sigma}_0 - \mathbf{M}_0 \hat{\boldsymbol{\sigma}}) f(\boldsymbol{\rho}) \hat{\Psi}^{(\pm)}(\boldsymbol{\rho}, 0). \end{aligned} \quad (8)$$

2. Вычисление туннельного тока

Дальнейшие аналитические вычисления требуют дополнительных предположений. Следуя процедуре, предложенной в работе [32], волновые функции $\hat{\Psi}^{(\pm)}(\mathbf{p}, z)$ в полупространствах $z > 0$ и $z < 0$ будем искать в виде разложения по степеням $1/U_0$. Поскольку для вычисления туннельного тока достаточно знать волновую функцию прошедших через барьер электронов $\hat{\Psi}_{tr}^{(+)}(\mathbf{p}, z)$, запишем разложения функций $\hat{\Psi}^{(\pm)}(\mathbf{p}, z)$ в следующем виде:

$$\hat{\Psi}^{(+)}(\mathbf{p}, z) = \hat{\Psi}_1^{(+)}(\mathbf{p}, z) \equiv \hat{\Psi}_{tr}^{(+)}(\mathbf{p}, z), \quad (9)$$

$$\hat{\Psi}^{(-)}(\mathbf{p}, z) = \hat{\Psi}_0^{(-)}(\mathbf{p}, z) + \hat{\Psi}_1^{(-)}(\mathbf{p}, z), \quad (10)$$

где $\hat{\Psi}_1^{(\pm)} \sim 1/U_0$. При $U \rightarrow \infty$ из граничного условия (7) следует

$$\hat{\Psi}_0^{(-)}(\mathbf{p}, 0) = 0, \quad \hat{\Psi}_1^{(+)}(\mathbf{p}, z) = \hat{\Psi}_1^{(-)}(\mathbf{p}, z). \quad (11)$$

В нулевом приближении по $1/U_0$ граничное условие для $\hat{\Psi}_{tr}^{(+)}(\mathbf{p}, z)$ приобретает вид

$$-\frac{\partial}{\partial z} \hat{\Psi}_0^{(-)}(\mathbf{p}, z = -0) = \frac{2m^*}{\hbar^2} U_0 (\hat{\sigma}_0 - \mathbf{M}_0 \hat{\sigma}) f(\mathbf{p}) \hat{\Psi}_1^{(+)}(\mathbf{p}, 0), \quad (12)$$

$s = 1, 2.$

Таким образом, задача о нахождении $\hat{\Psi}_{tr}^{(+)}(\mathbf{p}, z)$ сводится к решению двух более простых задач: решению уравнения Шредингера (5) с нулевым граничным условием $\hat{\Psi}_0^{(-)}(\mathbf{p}, 0) = 0$ и решению уравнения Шредингера для свободных электронов (4) для функции $\hat{\Psi}_1^{(+)}(\mathbf{p}, z)$ с заданным условием (12) на границе $\hat{\Psi}_1^{(+)}(\mathbf{p}, 0)$. В результате вычислений, аналогичных проведенным в работах [35,38], с учетом неравенства $M_0 \ll 1$ получаем

$$\hat{\Psi}_{tr}^{(+)}(\mathbf{p}, z) = -\frac{\hbar^2 (\sigma_0 + \mathbf{M}_0 \hat{\sigma})}{2(2\pi)^2 m^* U_0} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k}' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\mathbf{p}'}{f(\mathbf{p}')} \frac{\partial}{\partial z} \left[\Psi_0^{(-)}(\mathbf{p}', z) \right]_{z=-0} e^{i\mathbf{k}'(\mathbf{p}-\mathbf{p}') + iz\sqrt{k'^2 - \mathbf{k}^2}}. \quad (13)$$

Уравнение (5) с граничным условием (11) решаем по теории возмущений по рассеивающему потенциалу $\hat{D}(\mathbf{p}, z)$, который полагаем достаточно малым, и ограничимся линейным (борновским) по $\hat{D}(\mathbf{p}, z)$ приближением

$$\hat{\Psi}_0^{(-)}(\mathbf{p}, z) = \hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\mathbf{p}, z) + \hat{\Psi}_{01}^{(-)}(\mathbf{p}, z). \quad (14)$$

При $\hat{D}(\mathbf{p}, z) = 0$ переменные в уравнении (5) разделяются и его решение может быть представлено в виде произведения

$$\hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\mathbf{p}, z) = \hat{\psi}^{(00)}(\mathbf{p}) \chi_0(z), \quad z \leq 0, \quad (15)$$

в котором $\hat{\psi}^{(00)}(\mathbf{p})$ — волновая функция двумерного электронного газа с СОВ. Волновая функция, описывающая движение электрона вдоль нормали к границе $\chi(z, \varepsilon_{\perp})$, является решением уравнения

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \chi(z)}{\partial z^2} + (\varepsilon_{\perp} - V_{\text{surf}}(z)) \chi(z) = 0, \quad z \leq 0, \quad (16)$$

нормирована и удовлетворяет граничным условиям

$$\chi(0) = 0, \quad \chi(z \rightarrow \infty) \rightarrow 0, \quad (17)$$

а спектр собственных значений уравнения (16) дискретен. Предполагаем, что в интересующей нас области энергий, меньших энергии Ферми ε_F , существует лишь один дискретный уровень $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_0$. Если $V_{\text{surf}}(z)$ — монотонно растущая аналитическая функция, то всегда можно выбрать решение $\chi_0(z) = \chi(z, \varepsilon_0)$ вещественным [39].

Собственные значения энергии $E_{1,2}$, соответствующие волновым функциям (15), равны

$$E_{1,2}(\mathbf{k}) = \varepsilon_{1,2}(\mathbf{k}) + \varepsilon_0, \quad (18)$$

где $\varepsilon_{1,2}(\mathbf{k})$ — две ветви энергетического спектра двумерного электронного газа с СОВ [1].

Пропорциональная потенциалу взаимодействия с дефектом $\hat{D}(\mathbf{p}, z)$ добавка $\hat{\Psi}_{01}^{(-)}(\mathbf{p}, z)$ к волновой функции $\hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\mathbf{p}, z)$ (15) может быть записана в следующем виде:

$$\hat{\Psi}_{01}^{(-)}(\mathbf{p}, z) = \frac{2m^*}{\hbar^2} \hat{G}_0^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0; \varepsilon) (g \hat{\sigma}_0 + \mathbf{J} \hat{\sigma}) \hat{\Psi}_{00}^{(-)}(\mathbf{p}_0, z_0), \quad (19)$$

где $\hat{G}_0^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$ — запаздывающая функция Грина полупространства $z \leq 0$

$$\hat{G}_0^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = \chi_0(z) \chi_0(z') \hat{G}_0^R(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \varepsilon), \quad (20)$$

а $\hat{G}_0^R(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \varepsilon)$ — функция Грина двумерного электронного газа с СОВ.

После очевидных преобразований волновая функция $\hat{\Psi}_0^{(-)}(\mathbf{p}, z)$ (14) может быть записана в виде, аналогичном формуле (15):

$$\hat{\Psi}_0^{(-)}(\mathbf{p}, z) = \hat{\psi}_s(\mathbf{p}) \chi_0(z), \quad (21)$$

где

$$\hat{\psi}_s(\mathbf{p}, \mathbf{k}; \mathbf{p}_0) = \hat{\psi}_s^{(00)}(\mathbf{p}, \mathbf{k}) + \frac{2m^*}{\hbar^2} [\chi_0(z_0)]^2 (g + \mathbf{J} \hat{\sigma}) \times \hat{G}_0^R(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \varepsilon) \hat{\psi}_s^{(00)}(\mathbf{p}_0, \mathbf{k}), \quad s = 1, 2, \quad (22)$$

и $\mathbf{p} \neq \mathbf{p}_0$.

Зная волновую функцию прошедших через барьер электронов $\hat{\Psi}_{tr}^{(+)}(\mathbf{p}, z)$ (13), вычислим ток через барьер. При нуле температуры и $|eV| \ll \varepsilon_F$ выражение для туннельного тока имеет вид

$$I = \frac{e^2 V \hbar}{(2\pi)^2 m^*} \times \text{Im} \sum_{s=1,2} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{p} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} \left(\left[\Psi_{s,\text{tr}}^{(+)}(\mathbf{p}, 0) \right]^* \frac{\partial}{\partial z} \left[\Psi_{s,\text{tr}}^{(+)}(\mathbf{p}, z) \right]_{z=+0} \right) \times \delta(\varepsilon_F - E_s), \quad (23)$$

в котором \mathbf{k} — тангенциальная границе компонента волнового вектора, $E_{1,2}$ — энергии двух ветвей энергетического спектра (18).

Подставляя выражение для волновой функции $\hat{\Psi}_{\text{tr}}^{(+)}(\mathbf{p}, z)$ (13) и ее производной в формулу для туннельного тока (23), с учетом вида волновой функции «поверхностных» состояний (21), после интегрирования по \mathbf{k}' получаем

$$I = -\frac{e^2 V \hbar k_F^2}{(2\pi)^3 m^*} \left(\frac{\hbar^2 \chi'(0)}{2m^* U_0} \right)^2 \times \sum_{s=1,2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\mathbf{p}}{f(\mathbf{p})} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\mathbf{p}'}{f(\mathbf{p}')} \frac{j_1(k_F |\mathbf{p} - \mathbf{p}'|)}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} \delta(\varepsilon_F - \varepsilon_0 - \varepsilon_s) [\hat{\Psi}_s(\mathbf{p}, \mathbf{k})]^* (\hat{\sigma}_0 + \mathbf{M}_0 \hat{\sigma}) \hat{\Psi}_s(\mathbf{p}', \mathbf{k}), \quad (24)$$

где $j_1(x)$ — сферическая функция Бесселя. Соответственно, туннельный кондактанс в линейном по напряжению приближении равен $G = I/V$.

Для контактов малого размера, $k_F a \ll 1$, выражение (24) существенно упрощается:

$$G = \frac{\pi e^2}{\hbar} T_{\text{eff}}(\varepsilon_F) \rho_{3D}(\varepsilon_F) [\rho_{2D}(\mathbf{p}_0) + (\mathbf{M}_0 \mathbf{M}_S(\mathbf{p}_0))], \quad (25)$$

где $T_{\text{eff}}(\varepsilon_F) \ll 1$ — эффективный коэффициент туннелирования электронов через барьер,

$$T_{\text{eff}}(\varepsilon_F) = \frac{\pi \varepsilon_F \hbar^6 (\pi a^2)^2}{24 m^* \hbar^3 U_0^2} (\chi'_0(0))^2, \quad (26)$$

$\rho_{3D}^{(0)}$ — плотность объемных состояний в полупространстве $z > 0$,

$$\rho_{3D}^{(0)} = \frac{m^* k_F}{\pi^3 \hbar^2}, \quad (27)$$

$\rho_{2D}(\mathbf{p}_0)$ и $\mathbf{M}(\mathbf{p}_0)$ — локальная плотность состояний и локальная плотность намагниченности в точке \mathbf{p}_0 :

$$\rho_{2D}(\mathbf{p}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{s=1,2} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} \delta(\varepsilon_F - \varepsilon_0 - \varepsilon_s) |\hat{\Psi}_s(0, \mathbf{k}; \mathbf{p}_0)|^2, \quad (28)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{p}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{s=1,2} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} \delta(\varepsilon_F - \varepsilon_0 - \varepsilon_s) \times$$

$$\times \hat{\Psi}_s^*(0, \mathbf{k}; \mathbf{p}_0) \hat{\sigma} \hat{\Psi}_s(0, \mathbf{k}; \mathbf{p}_0). \quad (29)$$

Подобный результат был ранее получен в модели Терзоффа [13] и Хаманна [9] для контакта между магнитными проводниками. Для контактов диаметром $\kappa_F a \geq 1$,

где $\kappa_F = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^* (\varepsilon_F - \varepsilon_0)}$, следует использовать более общее выражение (24), которое учитывает размытие СТМ изображения вследствие квантовой интерференции электронных волн в пространственно-неоднородном барьере в области контакта [40].

Таким образом, если область, через которую происходит туннелирование, мала, $\kappa_F a \ll 1$, то анализ пространственных осцилляций СТМ кондактанса сводится к анализу локальной плотности состояний и локальной намагниченности в зависимости от расстояния от дефекта \mathbf{p}_0 . В последующих разделах ограничимся рассмотрением ЛПС и ЛПН.

3. Волновая функция и функция Грина поверхностных состояний с СОВ

Гамильтониан СОВ \hat{H}_{SO} Бычкова–Рашбы [31] в уравнении (5) имеет вид

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\alpha}{\hbar} (\hat{\sigma}_x \hat{p}_y - \hat{\sigma}_y \hat{p}_x), \quad (30)$$

в котором α — константа СОВ.

Волновые функции идеального двумерного электронного газа с СОВ Рашбы $\hat{\Psi}_s^{(00)}(\mathbf{p})$ могут быть записаны в следующей форме [1]:

$$\hat{\Psi}_{1,2}^{(00)}(\mathbf{p}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{p}} \hat{\phi}_{1,2}(\theta); \quad \hat{\phi}_{1,2}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad (31)$$

где θ — угол между направлением вектора \mathbf{k} и осью x , т.е. фаза спиновой части волновой функции $\hat{\phi}_{1,2}(\theta)$ зависит от направления волнового вектора электрона в плоскости xu . Собственные значения энергии $\varepsilon_{1,2}(\mathbf{k})$, соответствующие волновым функциям (31), равны

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m^*} \pm \alpha \hbar \kappa > 0. \quad (32)$$

В последующих вычислениях будем полагать, что постоянная СОВ ограничена условием $\alpha < \hbar \kappa_F / (2m^*)$.

«Поверхность» Ферми вследствие СОВ расщепляется на два контура (рис. 2):

$$\varepsilon_{1,2}(\kappa) = \varepsilon_F - \varepsilon_0 > 0. \quad (33)$$

При этом происходит снятие вырождения по спину без появления щели в спектре. Ориентация спина на каждом из контуров поверхности Ферми (33) определяется средним

$$\mathbf{s}_{1,2} = \hat{\phi}_{1,2}^\dagger(\theta) \hat{\sigma} \hat{\phi}_{1,2}(\theta) = \mp (\sin \theta, -\cos \theta, 0). \quad (34)$$

Векторы $\mathbf{s}_{1,2}$ (34) перпендикулярны волновому вектору: $\mathbf{s}_{1,2} \perp \mathbf{k} = \kappa(\cos \theta, \sin \theta, 0)$.

Отметим особенность энергетического спектра (33), которая понадобится при обсуждении процесса рассеяния на дефекте. При изменении направления волнового вектора на противоположное существуют два возможных состояния с той же энергией. Одно из них принадлежит тому же ферми-контур и имеет спин, противоположный спину исходного состояния (например, состояния $a \leftrightarrow d$ и $b \leftrightarrow c$ на рис. 2). Второе принадлежит иному ферми-контур (т.е. соответствует другой абсолютной величине волнового вектора) и имеет спин, параллельный спину исходного состояния (например, состояния $a \leftrightarrow c$ и $b \leftrightarrow d$ на рис. 2).

Запишем теперь запаздывающую функцию Грина двумерного электронного газа с СОВ $\hat{G}_0^R(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \varepsilon)$ [41], которая необходима для учета вклада рассеяния на дефекте в волновой функции (22):

$$\begin{aligned} \hat{G}_0^R(\mathbf{p}, \mathbf{p}'; \varepsilon) &= \frac{im^*}{4\tilde{\kappa}\hbar^2} \times \\ &\times \left\{ \left(\kappa_1 H_0^{(1)}(\kappa_1 |\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) + \kappa_2 H_0^{(1)}(\kappa_2 |\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) \right) \hat{\sigma}_0 - \right. \\ &\quad \left. - i\hbar \frac{\hat{\sigma}_y(x - x') - \hat{\sigma}_x(y - y')}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(\kappa_1 H_1^{(1)}(\kappa_1 |\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) - \kappa_2 H_1^{(1)}(\kappa_2 |\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) \right) \right\}, \end{aligned} \quad (35)$$

где

$$\tilde{\kappa} = \sqrt{\frac{2m^* \varepsilon}{\hbar^2} + \left(\frac{m^* \alpha}{\hbar^2} \right)^2}, \quad (36)$$

$$\kappa_{1,2} = \tilde{\kappa} \mp \frac{m^* \alpha}{\hbar^2}. \quad (37)$$

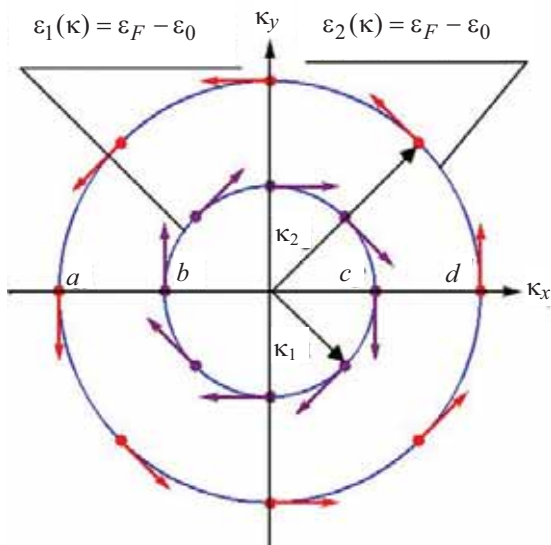


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Два ферми-контур 2DЭГ с СОВ Рашбы. Стрелки указывают направление спина.

Функция Грина (35) содержит расходимость при $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}_0$,

$$\begin{aligned} \hat{G}_0^R(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \varepsilon) &\sim \left\{ \frac{\kappa_1}{\tilde{\kappa}} \left[1 + \frac{2i}{\pi} \left(\gamma + \ln \frac{\kappa_1 |\mathbf{p} - \mathbf{p}_0|}{2} \right) \right] \right\} + \\ &+ \frac{\kappa_2}{\tilde{\kappa}} \left[1 + \frac{2i}{\pi} \left(\gamma + \ln \frac{\kappa_2 |\mathbf{p} - \mathbf{p}_0|}{2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (38)$$

Эта расходимость приводит к расходимости волновой функции (22), являющейся следствием «нефизического» выбора координатной зависимости рассеивающего потенциала (6) в виде δ -функции, γ — константа Эйлера. Асимптотика (38) позволяет оценить область применимости выражения (22), которая по порядку величины определяется неравенством $\kappa_F |\mathbf{p} - \mathbf{p}_0| \geq 1$.

Зная волновую функцию (31) и функцию Грина (35) идеального 2DЭГ с СОВ, можно найти волновую функцию (22) в линейном приближении по потенциалу рассеяния на дефекте (6), с помощью которой вычислить ЛПС (28) и ЛПН (29).

4. Локальная плотность состояний

Подставляя волновые функции (22) в выражение (28), находим локальную плотность состояний. В результате достаточно простых, однако весьма громоздких вычислений получаем

$$\begin{aligned} \rho_{2D}(\mathbf{p}_0) &= \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \left\{ 1 + \frac{m^* g}{4\hbar^2 \tilde{\kappa}^2} \left[(\kappa_1 J_0(\kappa_1 \rho_0) + \kappa_2 J_0(\kappa_2 \rho_0)) \times \right. \right. \\ &\times (\kappa_1 Y_0(\kappa_1 \rho_0) + \kappa_2 Y_0(\kappa_2 \rho_0)) + (\kappa_1 J_1(\kappa_1 \rho_0) - \kappa_2 J_1(\kappa_2 \rho_0)) \times \\ &\quad \left. \left. \times (\kappa_1 Y_1(\kappa_1 \rho_0) - \kappa_2 Y_1(\kappa_2 \rho_0)) \right] \right\}, \quad \kappa_{1,2} \rho_0 \geq 1. \end{aligned} \quad (39)$$

В выражении (39) и ниже величины $\kappa_{1,2}(\varepsilon)$ и $\tilde{\kappa}(\varepsilon)$ взяты при энергии $\varepsilon = \varepsilon_F - \varepsilon_0$. Обратим внимание на то, что выражение (39) не содержит магнитного вклада в ЛПС, как и при отсутствии СОВ [19]. Полученный нами результат находится в согласии с выводами работы [22] и не подтверждает результат работы [26], в которой в линейном по константам СОВ и обменного взаимодействия электронов с магнитным дефектом приближении приведена ненулевая поправка к ЛПС, пропорциональная J .

Формула (39) упрощается на больших расстояниях от дефекта:

$$\begin{aligned} \rho_{2D}(\mathbf{p}_0) &= \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \left[1 - \frac{m^* g}{\pi\hbar^2 \tilde{\kappa}^2 \rho_0} \sqrt{\kappa_1 \kappa_2} \cos((\kappa_1 + \kappa_2) \rho_0) \right], \\ &\quad \kappa_{1,2} \rho_0 \gg 1, \end{aligned} \quad (40)$$

где

$$\begin{aligned} \kappa_1(\varepsilon_F - \varepsilon_0)\kappa_2(\varepsilon_F - \varepsilon_0) &= \frac{2m^*(\varepsilon_F - \varepsilon_0)}{\hbar^2}, \\ \kappa_1(\varepsilon_F - \varepsilon_0) + \kappa_2(\varepsilon_F - \varepsilon_0) &= 2\tilde{\kappa}(\varepsilon_F - \varepsilon_0) = \\ &= 2\sqrt{\frac{2m^*(\varepsilon_F - \varepsilon_0)}{\hbar^2} + \left(\frac{m^*\alpha}{\hbar^2}\right)^2}. \end{aligned} \quad (41)$$

Таким образом, период осцилляций ЛПС зависит от суммы волновых векторов $\kappa_{1,2}(\varepsilon_F - \varepsilon_0)$ двух фермиевских контуров (33):

$$\Delta\rho_0 = \pi / \tilde{\kappa}(\varepsilon_F - \varepsilon_0). \quad (42)$$

Такой вывод, впрочем, может быть сделан уже из тех соображений, что при потенциальном рассеянии в обратном направлении требование сохранения спина электрона разрешает лишь состояние, принадлежащее иному ферми-контур [24].

5. Локальная плотность намагниченности

В случае, когда магнитный момент дефекта лежит в плоскости 2DЭГ с СОВ Рашбы, выражение для ЛПН вблизи точечного магнитного дефекта были получены и проанализированы в работе [29]. Ниже рассмотрен более общий случай, когда магнитный момент дефекта направлен под произвольным углом к плоскости поверхности. Компоненты вектора ЛПН, полученные в результате вычислений по формуле (29), имеют вид

$$\begin{aligned} M_x(\mathbf{\rho}_0) &= -\frac{m^2}{4\pi\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2} \left\{ \rho_0(\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0)) \times \right. \\ &\quad \times (J_x\rho_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0)) + \\ &\quad + J_zx_0(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0))) + \\ &\quad \left. + (\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0)) \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\quad \times \left[J_z\rho_0x_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0)) - \right. \\ &\quad \left. - (J_x(x_0^2 - y_0^2) + 2J_yx_0y_0)(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0)) \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} M_y(\mathbf{\rho}_0) &= -\frac{m^2}{4\pi\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2} \left\{ \rho_0(\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0)) \times \right. \\ &\quad \times (J_y\rho_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0)) + J_zy_0(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0) - \\ &\quad - \kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0))) + (\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0)) \times \\ &\quad \times \left[J_z\rho_0y_0(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0)) + \right. \\ &\quad \left. + (J_y(x_0^2 - y_0^2) - 2J_xx_0y_0)(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0)) \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} M_z(\mathbf{\rho}_0) &= \frac{m^2}{4\pi\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2} \left\{ (J_xx_0 + J_yy_0) \times \right. \\ &\quad \times [(\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0)) + \\ &\quad + (\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0))] + \\ &\quad + J_z\rho_0 [(\kappa_1J_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2J_1(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_1(\kappa_1\rho_0) - \kappa_2Y_1(\kappa_2\rho_0)) - \\ &\quad - (\kappa_1J_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2J_0(\kappa_2\rho_0))(\kappa_1Y_0(\kappa_1\rho_0) + \kappa_2Y_0(\kappa_2\rho_0))] \Big\}. \end{aligned} \quad (45)$$

Как следует из формул (43)–(45), при отсутствии СОВ $M_i(\mathbf{\rho}_0) \sim J_i$, что соответствует хорошо известному результату [19]. Можно убедиться, что

$$M_z(\mathbf{\rho}_0, \varepsilon_F) = \rho_\uparrow(\mathbf{\rho}_0, \varepsilon_F) - \rho_\downarrow(\mathbf{\rho}_0, \varepsilon_F), \quad (46)$$

где $\rho_\uparrow(\downarrow)(\mathbf{\rho}_0, \varepsilon_F)$ — ЛПС для электронов со спином «вверх» («вниз»).

Рисунки 3 и 4, построенные с помощью формул (43)–(45), иллюстрируют распределения локальной на-

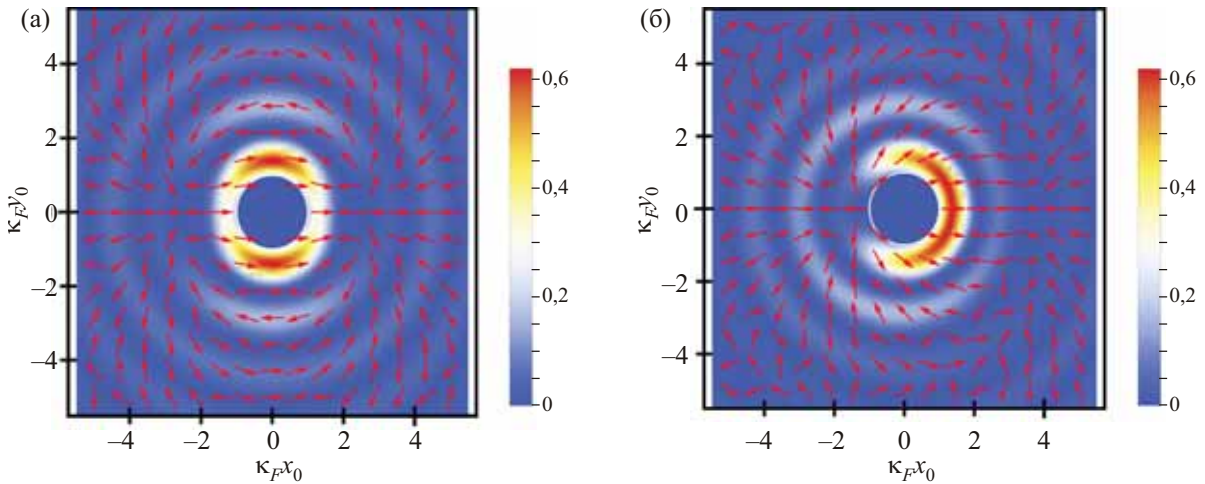


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Распределение плотности намагниченности $M_x^2 + M_y^2$ в плоскости $xу$. $\mathbf{J} = J(1, 0, 0)$ (а); $\mathbf{J} = J(1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})$ (б), стрелками показаны направления вектора $\mathbf{M}_{\parallel} = (M_x, M_y)$; $m^*\alpha / \kappa_F\hbar^2 = 0,3$.

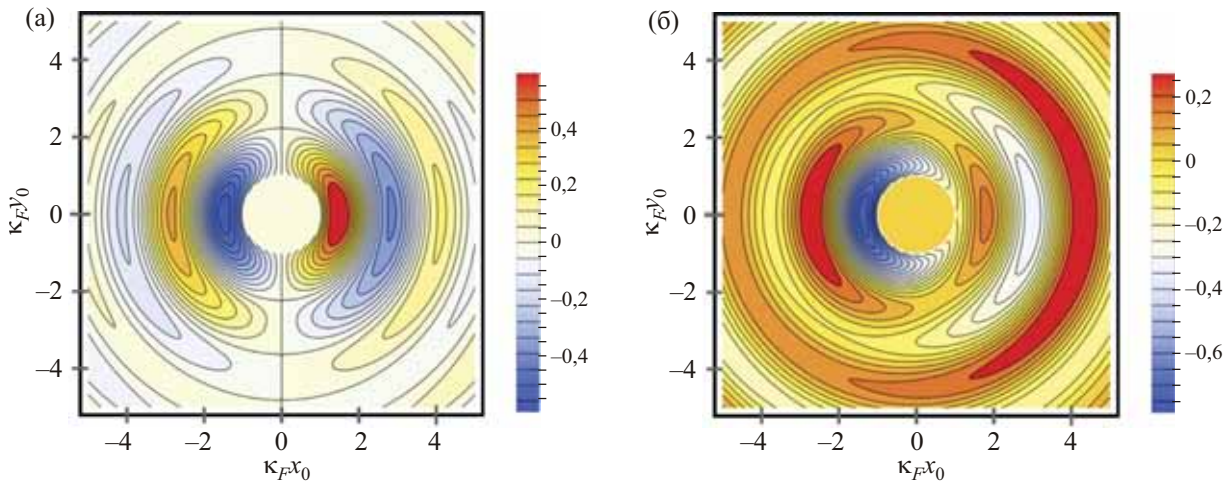


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Пространственное распределение компоненты M_z в единицах $m^*2J / 4\pi\hbar^4$; $m^*\alpha / \kappa_F\hbar^2 = 0,3$; $\mathbf{J} = J(1, 0, 0)$ (а); $\mathbf{J} = J(1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})$ (б).

магнитности в области дефекта. На графиках исключена область $\kappa_F\rho_0 < 1$ вблизи точки $\rho_0 = 0$, в которой наша теория неприменима. Для сравнения на рис. 5 приведено распределение ЛПН в отсутствие СОВ. На основании рис. 3–5 можно сделать следующие выводы: 1. Сильное СОВ взаимодействие существенно влияет на распределение ЛПН $\mathbf{M}(\rho_0)$ вблизи магнитного дефекта. 2. Наличие перпендикулярной плоскости границы (вблизи которой локализованы поверхностные состояния) J_z компоненты вектора магнитного момента дефекта \mathbf{J} при наличии СОВ влияет на распределение компоненты ЛПН $\mathbf{M}_{\parallel}(\rho_0)$ (ср. рис. 3(а) и 3(б)), параллельной границе. В свою очередь, параллельная границе компонента момента \mathbf{J}_{\parallel} оказывает влияние на распределение величины $M_z(\rho_0)$ (ср. рис. 4(б) и 5(б)). В отсутствие СОВ влияние компонент вектора \mathbf{J} на перпендикулярные им компоненты вектора ЛПН отсутствует (см. рис. 5).

3. Даже в случае, когда вектор \mathbf{J} лежит в плоскости xu , перпендикулярная этой плоскости компонента ЛПН $M_z(\rho_0)$ отлична от нуля (см. рис. 4(а)).

Используя при $\kappa_{1,2}\rho_0 \gg 1$ хорошо известные асимптотики для функций Бесселя [42], найдем асимптотические выражения для компонент вектора локальной плотности намагниченности:

$$M_x(\rho_0) = \frac{m^2}{2\pi^2\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2} \times \left[x_0 \mathbf{Jn}_{\parallel}^{(0)}(\kappa_1 \cos(2\kappa_1\rho_0) + \kappa_2 \cos(2\kappa_2\rho_0)) + 2\gamma_0\sqrt{\kappa_1\kappa_2} \mathbf{Jn}_{\perp}^{(0)} \cos((\kappa_1 + \kappa_2)\rho_0) + J_z x_0(\kappa_1 \sin(2\kappa_1\rho_0) - \kappa_2 \sin(2\kappa_2\rho_0)) \right], \quad (47)$$

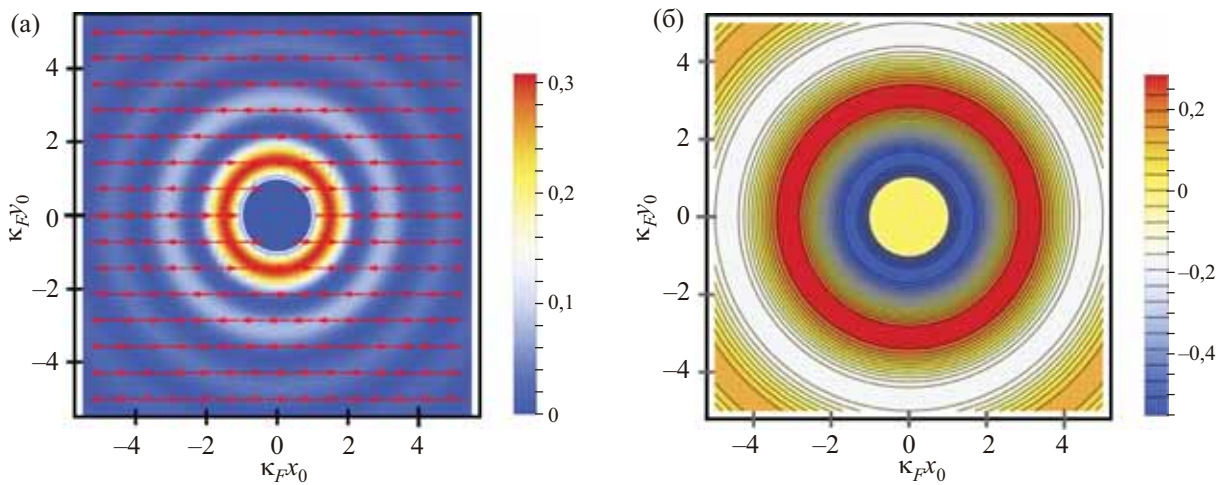


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Распределение плотности намагниченности $M_x^2 + M_y^2$ в плоскости xu (а) и перпендикулярной границе компоненты M_z (б) в единицах $m^*2J / 4\pi\hbar^4$ в отсутствие СОВ, $\alpha = 0$; $\mathbf{J} = J(1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})$; стрелками показаны направления вектора $\mathbf{M}_{\parallel} = (M_x, M_y)$.

$$M_y(\rho_0) = -\frac{m^2}{2\pi^2\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2} \times \left[y_0 \mathbf{Jn}_{\parallel}^{(0)} (\kappa_1 \cos(2\kappa_1\rho_0) + \kappa_2 \cos(2\kappa_2\rho_0)) - 2x_0 \sqrt{\kappa_1\kappa_2} \mathbf{Jn}_{\perp}^{(0)} \cos((\kappa_1 + \kappa_2)\rho_0) + J_z y_0 (\kappa_1 \sin(2\kappa_1\rho_0) - \kappa_2 \sin(2\kappa_2\rho_0)) \right], \quad (48)$$

$$M_z(\rho_0) = \frac{m^2}{2\pi^2\hbar^4\tilde{\kappa}^2\rho_0^2} \times \left[\mathbf{Jn}_{\parallel}^{(0)} (\kappa_1 \sin(2\kappa_1\rho_0) - \kappa_2 \sin(2\kappa_2\rho_0)) - J_z (\kappa_1 \cos(2\kappa_1\rho_0) + \kappa_2 \cos(2\kappa_2\rho_0)) \right]. \quad (49)$$

Введены следующие обозначения для двух взаимно перпендикулярных векторов, один из которых направлен вдоль направления вектора ρ_0 , $\mathbf{n}_{\parallel}^{(0)} = \rho_0 / \rho_0$, второй $\mathbf{n}_{\perp}^{(0)}$ — перпендикулярен ему:

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{\parallel}^{(0)} &= \mathbf{n}_{\parallel}(\theta_0) = (\cos\theta_0, \sin\theta_0, 0), \\ \mathbf{n}_{\perp}^{(0)} &= \mathbf{n}_{\perp}(\theta_0) = (\sin\theta_0, -\cos\theta_0, 0), \quad \mathbf{n}_{\parallel}\mathbf{n}_{\perp} = 0. \end{aligned} \quad (50)$$

В случае, когда магнитный момент дефекта перпендикулярен плоскости границы, $J = J_z$, формулы (47)–(49) описывают скирмионоподобную (Skyrmionic-like) спиновую текстуру электронной намагниченности вокруг дефекта, впервые теоретически исследованную в работе [29].

6. Обсуждение результатов

Как показано в работе [35], амплитуда и период осцилляций плотности состояний и СТМ кондактанса на расстоянии ρ_0 от дефекта определяется интерференцией электронов, волновые векторы которых до и после рассеяния дефектом коллинеарны вектору ρ_0 . Чтобы пояснить полученные результаты (47)–(49), рассмотрим матричные элементы магнитного взаимодействия электронов с дефектом, определяющие вероятность обратного рассеяния. Электрону, налетающему на дефект под углом θ к оси x с волновым вектором \mathbf{k} , соответствует электрон, движущийся в обратном направлении с волновым вектором $-\mathbf{k}$, составляющим с осью x угол $\theta + \pi$. Матричный элемент $\hat{\phi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\sigma\hat{\phi}_{1,2}(\theta + \pi)$ перехода между состояниями, принадлежащими одному и тому же контуру поверхности Ферми, равны [43]

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\sigma\hat{\phi}_{1,2}(\theta + \pi) &= J_z \mp i(J_x \cos\theta + J_y \sin\theta) = \\ &= J_z \mp i\mathbf{Jn}_{\parallel}(\theta), \end{aligned} \quad (51)$$

а матричные элементы $\hat{\phi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\sigma\hat{\phi}_{2,1}(\theta + \pi)$ перехода между состояниями, принадлежащими разным контурам поверхности Ферми, имеют вид

$$\hat{\phi}_{1,2}^{\dagger}(\theta)\mathbf{J}\sigma\hat{\phi}_{2,1}(\theta + \pi) = \pm(J_y \cos\theta - J_x \sin\theta) = \mp\mathbf{Jn}_{\perp}(\theta). \quad (52)$$

Равенства (51), (52) отражают тот факт, что вероятность обратного рассеяния зависит от проекции направления спина электрона $\mathbf{s}_{1,2}(\mathbf{k})\parallel\mathbf{n}_{\perp}(\theta)$ (34) на направление магнитного момента дефекта \mathbf{J} .

Соотношения (51), (52) поясняют зависимость компонент вектора $\mathbf{M}(\rho_0)$ от направления магнитного момента дефекта \mathbf{J} .

Слагаемые, пропорциональные проекции магнитного момента примеси на направление спина \mathbf{Jn}_{\perp} , описывают вклад в $\mathbf{M}(\rho_0)$ процессов рассеяния без переворота спина, которое сопровождается переходами между ветвями энергетического спектра. Соответствующее слагаемое в осциллирующей зависимости ЛПН от расстояния ρ_0 зависит от суммы фермиевских волновых векторов для двух энергетических зон (42), как это имеет место для осцилляций ЛПС (40).

Слагаемые, пропорциональные перпендикулярным вектору $\mathbf{s}_{1,2}$ составляющим \mathbf{Jn}_{\parallel} и J_z магнитного момента дефекта \mathbf{J} , учитывают рассеяние с переворотом спина. Периоды этих гармоник в ЛПС зависят от радиусов каждого из контуров поверхности Ферми в отдельности:

$$\Delta\rho_0^{(1,2)} = \pi / \kappa_{1,2}(\varepsilon_F). \quad (53)$$

В соответствии с таким, существенно неанізотропным распределением локальной намагниченности $\mathbf{M}(\rho_0)$ наиболее удобным является анализ осцилляций в направлении ρ_0 , параллельном проекции \mathbf{J}_{\parallel} вектора \mathbf{J} на плоскость xy . При такой геометрии $\mathbf{Jn}_{\perp} = 0$ и $\mathbf{Jn}_{\parallel} = J_{\parallel} = (J_x^2 + J_y^2)^{1/2}$, а амплитуда осцилляций с периодами (53) максимальна. Зная периоды $\Delta\rho_0^{(1,2)}$ пространственных осцилляций компонент вектора $\mathbf{M}(\rho_0)$, обусловленных процессами рассеяния с переворотом спина, можно определить константу СОВ:

$$\frac{1}{\Delta\rho_0^{(2)}} - \frac{1}{\Delta\rho_0^{(1)}} = \frac{2m^*\alpha}{\pi\hbar^2}. \quad (54)$$

Отметим, что собственные состояния и волновые функции известны и для гамильтониана СОВ Дресселхауса [44] (см., например, [1]):

$$\hat{H}_{SOD} = \frac{\beta}{\hbar} (\hat{\sigma}_x \hat{p}_x - \hat{\sigma}_y \hat{p}_y), \quad (55)$$

где β — константа СОВ. Они позволяют получить аналитическое выражение для функции Грина 2DЭГ на неограниченной плоскости, аналогичное выражению (35), и вычислить пространственное распределение ЛПС и ЛПН вокруг магнитного дефекта. Несмотря на иную симметрию гамильтониана (55) по сравнению с гамильтонианом Бычкова–Рашбы (30), конечные результаты

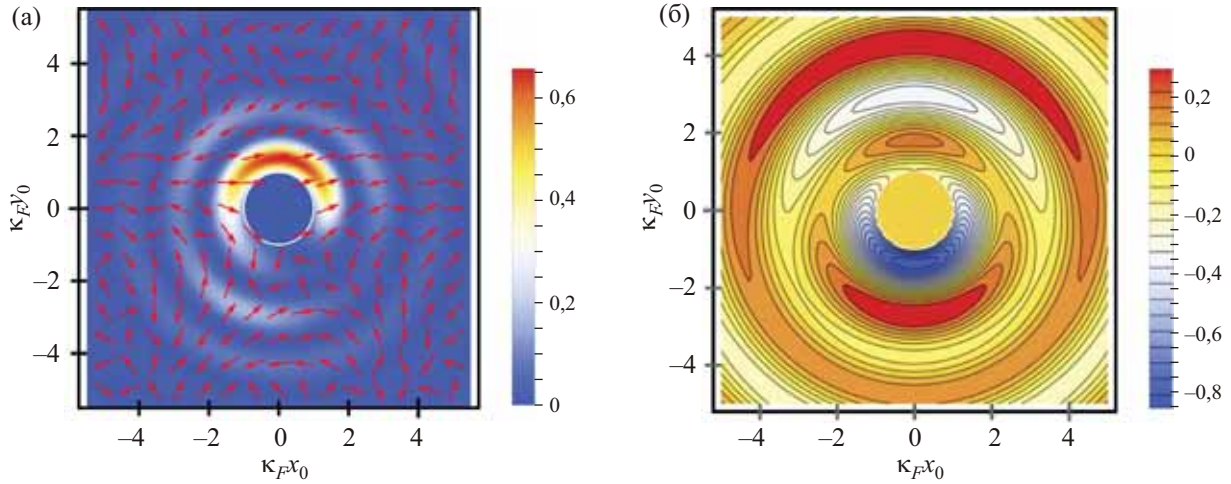


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Распределение плотности намагниченности $M_x^2 + M_y^2$ в плоскости xy (а) и перпендикулярной границе компоненты M_z (б) в единицах $m^*2J / 4\pi\hbar^4$ при СОВ Дресселхауса (55) $m^*\beta / \kappa_F\hbar^2 = 0.3$; $\mathbf{J} = J(1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})$; стрелками показаны направления вектора $\mathbf{M}_{\parallel} = (M_x, M_y)$.

отличаются от полученных выше, в разд. 5, заменами в формулах (43)–(45) $x_0 \rightarrow y_0$, $y_0 \rightarrow x_0$, $\alpha \rightarrow \beta$, а также заменой

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{\parallel}^{(0)} &\rightarrow \mathbf{n}_{\parallel}^{(0)} = (\sin \theta_0, \cos \theta_0, 0), \\ \mathbf{n}_{\perp}^{(0)} &\rightarrow \mathbf{n}_{\perp}^{(0)} = (\cos \theta_0, -\sin \theta_0, 0), \quad \mathbf{n}_{\parallel}^{(0)} \mathbf{n}_{\perp}^{(0)} = 0, \end{aligned} \quad (56)$$

в формулах (47)–(49).

Все приведенные в этом разделе выводы относительно распределений ЛПС и ЛПН остаются в силе и для случая СОВ Дресселхауса, хотя конкретное распределение абсолютной величины и направления вектора ЛПН существенно меняется, что иллюстрирует рис. 6 (ср. рис. 3(б), 4(б) и рис. 6(а), 6(б)).

Заключение

В данной работе обобщена модель неоднородного δ -барьера [32] на случай потенциального барьера из магнитного диэлектрика (1). Рассмотрено туннелирование между квазидвумерными (поверхностными) состояниями и состояниями объемного типа. Для большой амплитуды барьера получено выражение для туннельного тока через контакт (24), которое может быть использовано для описания экспериментов с СП-СТМ. Показано, что в случае, когда характерный размер области туннелирования существенно меньше дебройлевской длины волны электрона $\lambda_F = 1/\kappa_F$, контактанс контакта пропорционален скалярному произведению удельной намагниченности барьера и локальной намагниченности 2DЭГ (25). Результат (25) аналогичен результату работы [13], в которой в рамках модели Терзоффа и Хаманна [9] вычислен контактанс СП-СТМ в случае, когда туннелирование происходит между двумя ферромагнитными проводниками. Рассмотрен случай, когда неоднородная намагниченность в 2DЭГ с

СОВ связана с наличием единичного магнитного дефекта. В рамках борновского приближения найдены зависимости локальной плотности состояний и локальной намагниченности 2DЭГ от расстояния между контактом и дефектом (39), (43)–(49). При больших расстояниях $\kappa_F\rho_0 \gg 1$ получены асимптотические выражения для $\rho_{2D}(\rho_0)$ и $\mathbf{M}(\rho_0)$ (40), (47)–(49). Показано, что исследование с помощью СП-СТМ картины пространственных осцилляций контактанса позволяет определить константу СОВ (54).

В заключение один из авторов (Ю.К.) выражает благодарность А.А. Звягину, Г.П. Микитику и А.Н. Омельянку за полезные обсуждения.

1. R. Winkler, *Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2003).
2. D. Bercioux and P. Lucignano, *Rep. Progr. Phys.* **78**, 106001 (2015).
3. D. Awschalom and N. Samarth, *Physics* **2**, 50 (2009).
4. G. Nicolay, F. Reinert, and S. Hufner, *Phys. Rev. B* **65**, 033407 (2001).
5. G. Bihlmayer, Yu.M. Koroteev, P.M. Echenique, E.V. Chulkov, and S. Blugel, *Surf. Sci.* **600**, 3888 (2006).
6. A. Tamai, W. Meevasana, P.D.C. King, C.W. Nicholson, A. de la Torre, E. Rozbicki, and F. Baumberger, *Phys. Rev. B* **87**, 075113 (2013).
7. S. LaShell, B.A. McDougall, and E. Jensen, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3419 (1996).
8. C. Bai, *Scanning Tunneling Microscopy and its Applications*, Springer Verlag, New York (2000).
9. J. Tersoff and D.R. Hamann, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1998 (1983).
10. J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 57 (1961).
11. M. Bode, *Rep. Progr. Phys.* **66**, 523 (2003).
12. R. Wiesendanger, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1495 (2009).

13. D. Wortmann, S. Heinze, Ph. Kurz, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4132 (2001).
14. J. Friedel, *Nuovo Cimento* **7**, 287 (1958).
15. M.F. Crommie, C.P. Lutz, and D.M. Eigler, *Nature* **363**, 524 (1993); *Science* **262**, 218 (1993).
16. L. Petersen, Ph. Hofmann, E.W. Plummer, and F. Besenbacher, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **109**, 97 (2000).
17. L. Simon, C. Bena, F. Vonau, M. Cranney, and D. Aube, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 464010 (2011).
18. N.V. Khotkevych-Sanina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *New J. Phys.* **15**, 123013 (2013).
19. C. Kittel, *Quantum Theory of Solids*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1963).
20. O. Pietzsch, S. Okatov, A. Kubetzka, M. Bode, S. Heinze, A. Lichtenstein, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 237203 (2006).
21. R. Chirila, C.P. Moca, and I. Weymann, *Phys. Rev. B* **87**, 245133 (2013).
22. A. Stróżecka, A. Eiguren, and J.I. Pascual, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 186805 (2011).
23. H.-M. Guo and M. Franz, *Phys. Rev. B* **81**, 041102R (2010).
24. L. Petersen and P. Hedegard, *Surf. Sci.* **459**, 49 (2000).
25. J.I. Pascual, G. Bihlmayer, Yu.M. Koroteev, H.-P. Rust, G. Ceballos, M. Hansmann, K. Horn, E.V. Chulkov, S. Blügel, P.M. Echenique, and Ph. Hofmann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 196802 (2004).
26. A.V. Balatsky and I. Martin, *Quantum Inform. Processing* **1**, 355 (2002).
27. S.M. Badalyan, A. Matos-Abiague, G. Vignale, and J. Fabian, *Phys. Rev. B* **81**, 205314 (2010).
28. J. Fransson, *Phys. Rev. B* **92**, 125405 (2015).
29. S. Lounis, A. Bringer, and S. Blügel, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 207202 (2012).
30. N.V. Khotkevych, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *arXiv:1601.03154* (2016).
31. E.I. Rashba, *Fiz. Tverd. Tela* **2**, 1224 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960)], Yu. Bychkov and E.I. Rashba, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
32. I.O. Kulik, Yu .N. Mitsai, A.N. Omel'yanchuk, *Sov. Phys.-JETP* **39**, 514 (1974) [*Zh. Eksp. Theor. Phys.* **66**, 1051 (1974)].
33. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *Fiz. Nizk. Temp.* **36**, 1066 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 849 (2010)].
34. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev. B* **80**, 115333 (2009).
35. N.V. Khotkevych-Sanina, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. van Ruitenbeek, *New J. Phys.* **15**, 123013 (2013).
36. N.V. Khotkevych and Yu.A. Kolesnichenko, *Physics J.* **1**, 35 (2015).
37. A.A. Zvyagin and H. Johannesson, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2751 (1998).
38. N.V. Khotkevych, Yu.A. Kolesnichenko, and J.M. Ruitenbeek, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 384 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 299 (2013)].
39. А. Мессия, *Квантовая механика*, т. 1, Наука, Москва (1978).
40. N.V. Khotkevych-Sanina and Yu.A. Kolesnichenko, *Physica E* **59**, 133 (2014).
41. A. Csordras, J. Cserti, A. Pralyi, and U. Zëulicke, *Eur. Phys. J. B* **54**, 189 (2006).
42. G. Korn and T. Korn, *Mathematical Handbook McGraw-Hill*, New York (1968).
43. А.А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Физматлит, Москва (2009).
44. G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).

The possibility to determine a constant of spin-orbit interaction by scanning tunneling microscopy method

N.V. Khotkevych, N.R. Vovk,
and Yu.A. Kolesnichenko

The electron tunneling from the quasi-two-dimensional (surface) states with the spin-orbit interaction into bulk-mode states is studied in the framework of a model of an infinitely thin inhomogeneous tunnel magnetic barrier. The influence of the scattering of quasi-two-dimensional electrons by a single magnetic defect on the tunnel current is analyzed. Analytic formulas for the conductance of a tunnel point-contact as a function of its distance from the defect are obtained. It is shown that the analysis of the local magnetization density around the defect by means of spin-polarized scanning tunneling microscopy allows finding the constant of spin orbit interaction.

PACS: 71.10.Ca Electron gas, Fermi gas;
71.70.Ej Spin-orbit coupling, Zeeman and Stark splitting, Jahn–Teller effect;
72.10.Fk Scattering by point defects, dislocations, surfaces, and other imperfections (including Kondo effect);
73.20.At Surface states, band structure, electron density of states;
74.55.+v Tunneling phenomena: single particle tunneling and STM.

Keywords: STM, spin-orbit interaction, two-dimensional electron gas, magnetic defect.