

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ТУННЕЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ КОНТАКТАХ

Е. А. Караштин^{a,b*}, Н. С. Гусев^{a,b}, И. Ю. Пашенькин^a, М. В. Сапожников^{a,b},
А. А. Фраерман^a

^a Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия

^b Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 3 июля 2022 г.,
после переработки 8 июля 2022 г.
Принята к публикации 9 июля 2022 г.

Построена теория эффекта Холла, который возникает при протекании тока в туннельном магнитном контакте за счет спин-орбитального взаимодействия в диэлектрическом барьере в приближении дельтообразного потенциала последнего. Учитывается как нормальный холловский ток, текущий в металлических берегах в результате несимметричного рассеяния на туннельном барьере, так и аномальный, существующий только в туннельном барьере из-за наличия в нем спин-орбитального взаимодействия. Рассмотрено взаимодействие Рашба, которое может иметь внутреннюю природу (нецентросимметричность барьера) и быть индуцировано сторонним электрическим полем, возникающим в результате приложения к барьеру разности потенциалов. Такое поле может достигать величины порядка 10^9 В/м, что близко к внутренним атомарным полям. Холловский ток имеет как линейную, так и квадратичную по приложенному к туннельному контакту напряжению составляющую. Наличие соответствующего ему нелинейного холловского напряжения продемонстрировано экспериментально в туннельном контакте CoFeB/MgO/Pt, в котором поперечное (холловское) напряжение измерялось в слое Pt.

Статья представлена в рамках публикации материалов VIII Евроазиатского симпозиума «Тенденции в магнетизме» (EASTMAG-2022), Казань, август 2022 г.

DOI: 10.31857/S0044451023010017
EDN: NMMWGO

1. ВВЕДЕНИЕ

Туннельный эффект Холла — это эффект Холла, возникающий в туннельном магнитном контакте (ТМК) в результате наличия спин-орбитального взаимодействия в его диэлектрической прослойке. Под ТМК здесь понимается структура ферромагнитный металл/диэлектрический барьер/ферромагнитный металл либо ферромагнитный металл/диэлектрический барьер/немагнитный металл. В обеих структурах может быть, вообще говоря, несколько механизмов возникновения эффекта Холла: в ферромагнетике имеется аномальный эффект Холла [1], в немагнитном металле при протекании по нему спин-поляризованного

тока холловское напряжение возникает за счет обратного спинового эффекта Холла [2]. Особенность туннельного эффекта Холла заключается в том, что сама диэлектрическая прослойка может давать холловское напряжение при рассеянии на ней спин-поляризованных носителей заряда. Причина его возникновения может быть как в нецентросимметричности материала либо окружения прослойки, так и в наличии в ней довольно большого (обычно порядка 10^9 В/м) электрического поля, индуцированного приложенной к системе разностью потенциалов (1–1.5 В). Ранее туннельный эффект Холла рассчитывался для нецентросимметричного барьера в системе ферромагнетик/туннельная прослойка/немагнитный металл с учетом только нецентросимметричности прослойки (спин-орбитальное взаимодействие Рашба и Дрессельхауз [3, 4], а также рассеяние на примесях в барьере [5, 6]). При этом нахо-

* E-mail: eugenk@ipmras.ru

дился “нормальный” холловский ток в металле, линейный по приложенной к системе разности потенциалов, связанный с асимметрией рассеяния на спин-орбитальном потенциале барьера. Также вычислялся только “аномальный” холловский ток в системе ферромагнетик/туннельная прослойка/ферромагнетик; при этом учитывалось индуцированное приложенным полем спин-орбитальное взаимодействие [7]. Эффект индуцированного полем спин-орбитального взаимодействия вне туннельного барьера не рассматривался. Также не уточнялся вопрос зависимости эффекта от приложенной к системе разности потенциалов. Ясно, однако, что если само спин-орбитальное взаимодействие пропорционально приложенной разности потенциалов, то эффект Холла будет квадратичен по ней, т.е. будет иметь место холловское “выпрямление”. Также могут существовать и другие механизмы, приводящие к аналогичному эффекту, например, связанные с нелинейностью вольт-амперной характеристики ТМК или вероятности туннелирования электронов через барьер под действием приложенного поля в случае, если ТМК является нецентросимметричным.

В данной работе рассмотрен эффект Холла, возникающий при приложении напряжения к ТМК. Считается, что в непроводящей прослойке, разделяющей ферромагнитные берега ТМК, имеется спин-орбитальное взаимодействие. Это может быть взаимодействие Рашба (обусловленное нецентросимметричностью системы, возникающей из-за наличия границы раздела сред, или в объеме прослойки) или взаимодействие типа Рашба, порождаемое электрическим полем, которое присутствует в барьере из-за того, что между ферромагнитными берегами приложено напряжение. Мы учли оба типа взаимодействия и, кроме того, показали наличие квадратичного по приложенному напряжению вклада в эффект Холла, обусловленного разными типами взаимодействия. Взаимодействие Дрессельхауз характерно для полупроводниковых барьеров, оно было рассмотрено в [3] и не приводит к качественным отличиям от взаимодействия Рашба; поэтому мы его не рассматриваем. Из симметричных соотношений холловский ток \mathbf{j}_H в системе ферромагнетик/туннельная прослойка/немагнитный металл может быть записан в виде

$$\mathbf{j}_H = g_1 [\mathbf{E} \times \mathbf{M}] + g_2 [\mathbf{n}_{LR} \times \mathbf{M}] E^2 + g_3 [\boldsymbol{\alpha}_R \times \mathbf{M}] E^2, \quad (1)$$

где g_i — константы, \mathbf{n}_{LR} — нормаль к границе, направленная от левого слоя к правому, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}_{LR}$ —

электрическое поле, индуцированное приложенной к системе разностью потенциалов, \mathbf{M} — намагниченность ферромагнетика, $\boldsymbol{\alpha}_R \parallel \mathbf{n}_{LR}$ — вектор Рашба (“вмороженного” поля). (Для системы ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик \mathbf{M} в первом и втором слагаемых (1) должно быть заменено на $\langle \mathbf{M} \rangle = (\mathbf{M}_L + \mathbf{M}_R)/2$ (среднюю намагниченность), а в третьем слагаемом — на $(\mathbf{M}_L - \mathbf{M}_R)$, что даст тороидный момент $\mathbf{T} = [\mathbf{n}_{LR} \times (\mathbf{M}_L - \mathbf{M}_R)]$.) Мы показали теоретически и обнаружили экспериментально как первое, линейное по приложенному к ТМК напряжению U , слагаемое в (1), так и второе/третье, квадратичное по напряжению. Проведенные эксперименты с туннельным контактом CoFeB/MgO/Pt, в котором эффект Холла измерялся в тонком (1 нм) платиновом электроде, подтверждают наличие квадратичного по приложенной к барьеру разности потенциалов холловского напряжения, но не позволяют отличить второе и третье слагаемые в (1) и установить механизм нелинейного эффекта Холла.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

В рамках использованной в работе модели электроны проводимости ферромагнетика считаются свободными (приближение эффективной массы). Их обменное взаимодействие с электронами, ответственными за намагниченность среды, описывается в рамках s-d-модели Вонсовского [8]. Гамильтониан электронов имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} + J(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}(x)) + \hat{H}_{SOI} + eU(x) + V\delta(x), \quad (2)$$

где $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса электрона, e — модуль его заряда, m_e — эффективная масса (для оценок мы используем массу покоя электрона в вакууме), \hbar — постоянная Планка, J — обменная константа, $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор матриц Паули, $\mathbf{M}(x)$ — нормированный на единицу (в ферромагнетике) вектор намагниченности, $U(x) = Ust(x)$ — пространственное распределение электромагнитного потенциала (считается, что все падение напряжения U происходит в туннельном барьере), $\delta(x)$ и $st(x)$ — дельта-функция Дирака и функция Хевисайда, соответственно, V — высота туннельного барьера, которая определяет его сопротивление, \hat{H}_{SOI} — гамильтониан спин-орбитального взаимодействия,

$$\hat{H}_{SOI} = - \left(\left(\frac{1}{\hbar} \boldsymbol{\alpha}_R + \lambda \mathbf{E} \right) \cdot [\hat{\mathbf{p}} \times \boldsymbol{\sigma}] \right) L_I \delta(x). \quad (3)$$

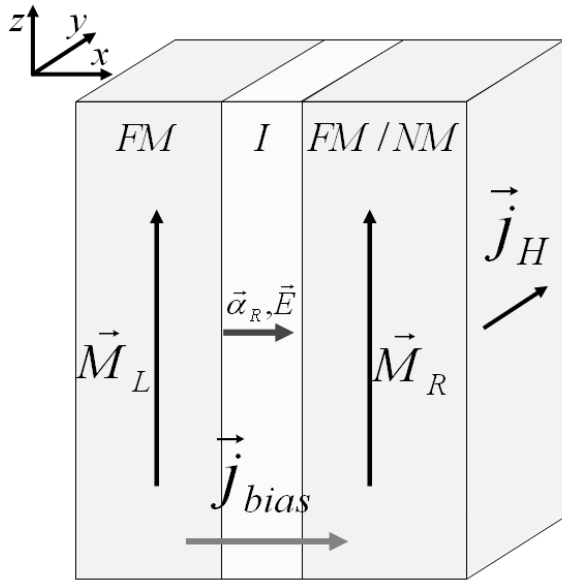


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой системы ферромагнетик/туннельный барьер/ферромагнетик

В (3) $\alpha_R = \alpha_R \mathbf{e}_x$ — вектор спин-орбитального взаимодействия Рашбы, \mathbf{e}_x — орт декартовой системы координат, направленный перпендикулярно поверхности слоев структуры, L_I — толщина туннельной прослойки, $\mathbf{E} = \mathbf{e}_x U/L_I$ — электрическое поле, индуцированное в барьере приложенной разностью потенциалов. В зависимости от геометрии рассматриваемой системы намагниченность $\mathbf{M}(x)$ может иметь вид

$$\mathbf{M} = \begin{cases} \mathbf{e}_z, & x < 0, \\ \pm \mathbf{e}_z, & x > 0, \end{cases} \quad (4)$$

для системы ферромагнетик/туннельный барьер/ферромагнетик в ферро- и антиферромагнитном состоянии либо

$$\mathbf{M} = \begin{cases} \mathbf{e}_z, & x < 0, \\ 0, & x > 0, \end{cases} \quad (5)$$

для системы ферромагнетик/туннельный барьер/немагнитный металл. Рассматриваемая система схематично изображена на рис. 1. Как видно из выражений (2)–(5), мы считаем туннельный барьер дельтообразным (соответственно, “аномальный” ток, текущий в барьере, считается поверхностным). При этом электрический ток, вызванный приложенной к системе разностью потенциалов, течет вдоль оси x , а холловский ток — вдоль оси y (намагниченность \mathbf{M} параллельна оси z).

Гамильтониан (2) использовался для нахождения основных одноэлектронных состояний для элек-

тронов, падающих на туннельный барьер справа или слева. Перечислим основные приближения, которые мы применяли для решения данной задачи.

- Туннельный барьер имеет низкую прозрачность. Можно ввести характерный импульс (здесь и далее мы для краткости называем импульсом величину импульса, разделенную на постоянную Планка и измеряющуюся в обратных сантиметрах), соответствующий барьеру: $v = 2m_e V/\hbar^2 = L_I/\zeta^2$ (ζ — характерный масштаб убывания волновой функции электронов внутри барьера), тогда это условие записывается в виде: $k_F/v \ll 1$ ($k_F = \sqrt{2m_e \varepsilon_F/\hbar^2}$ — импульс Ферми, ε_F — энергия Ферми). Это условие означает, что функции распределения электронов по энергиям могут браться независимо для электронов, падающих слева и справа, равными функциям распределения Ферми с соответствующим сдвигом по энергии.
- Спин-орбитальное взаимодействие считается слабым, поэтому ищется линейный эффект по \hat{H}_{SOI} и, соответственно, линейный по α_R либо λ . При этом перекрестные члены, связанные с двумя типами спин-орбитального взаимодействия одновременно (пропорциональные $\alpha_R \lambda$), также не учитываются.
- Мы интересуемся эффектами в младшем порядке по обменно-взаимодействию. Поэтому ищем линейные эффекты по J (малый параметр J/ε_F). Это также означает, что, как только найдены холловские токи для системы ферромагнетик/туннельный барьер/ферромагнетик, находящейся в ферромагнитном и антиферромагнитном состоянии, холловский ток для системы ферромагнетик/туннельный барьер/немагнитный металл может быть найден как полусумма этих двух токов. Поэтому в дальнейшем описании теории ограничимся первой из двух указанных систем.
- Вычисляются вклады в холловский ток вплоть до второго порядка по приложенной к ТМК разности потенциалов U .

Принцип решения задачи о нахождении холловского тока в целом аналогичен описанному в [4], за исключением того, что мы не ограничиваемся линейными по U слагаемыми. Ток определяется электронами, находящимися вблизи поверхности Ферми.

Вначале находится волновая функция ψ таких электронов, падающих на туннельный барьер из области $x < 0$ либо $x > 0$ (одноэлектронная задача) с разными спинами. Для примера, волновая функция электрона, падающего из $x < 0$ со спином “вверх” (параллельным намагниченности ферромагнетика), имеет вид

$$\psi_{+R}(x < 0) = \left(e^{ikx} + Ae^{-ikx} \right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + Be^{-ik'x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}_{||} \cdot \mathbf{r}_{||}}, \quad (6)$$

$$\psi_{+R}(x > 0) = \left(Ce^{i\tilde{k}x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + De^{i\tilde{k}'x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right) e^{i\mathbf{k}_{||} \cdot \mathbf{r}_{||}}, \quad (7)$$

где $\mathbf{k}_{||} = k_y \mathbf{e}_y + k_z \mathbf{e}_z$ — квазиимпульс электрона вдоль границы раздела слоев (сохраняется при туннелировании), импульс k падающего электрона вдоль оси x не равен импульсу электрона $k' = \sqrt{k^2 + 2j}$ ($j = 2m_e J/\hbar^2$), отраженного с переворотом спина, из-за спинового расщепления энергетических подзон электронов, и также не равен импульсам \tilde{k}, \tilde{k}' электрона, туннелировавшего с переворотом и без переворота спина из-за наличия потенциала U . (На самом деле, импульс электрона равен $\hbar k$ и т.п., но мы для краткости здесь и далее называем импульсом просто величину k .) Для случая ферромагнитного упорядочения двух слоев (“плюс” в (4))

$$\tilde{k} = \sqrt{k^2 - u}, \quad \tilde{k}' = \sqrt{k^2 - u + 2j}, \quad (8)$$

для антиферромагнитного —

$$\tilde{k} = \sqrt{k^2 - u + 2j}, \quad \tilde{k}' = \sqrt{k^2 - u}, \quad (9)$$

где $u = \frac{2m_e}{\hbar^2} eU$. Коэффициенты A, B, C, D находятся из граничных условий

$$\psi(x = 0-) = \psi(x = 0+), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \psi'_x(x = 0+) - \psi'_x(x = 0-) = \\ = (v\sigma_0 + a_\Sigma(k_y\sigma_z - k_z\sigma_y))\psi(x = 0), \end{aligned} \quad (11)$$

где σ_0 — единичная матрица в спиновом пространстве и введены безразмерные параметры спин-орбитального взаимодействия

$$a_\Sigma = a_R + a_E, \quad a_R = \frac{2m_e}{\hbar^2} L_I \alpha_R, \quad a_E = \frac{2m_e}{\hbar^2} \lambda U.$$

При этом оказывается, что процессы с переворотом спина в нашем приближении можно не учитывать, так как соответствующая компонента волновой функции (B и D в (6), (7)) пропорциональна

первой степени α_R либо λ , а связанный с ней ток — второй.

Ток в металлических берегах вычисляется по формуле для “нормального” тока [9]:

$$\mathbf{j}_n = i \frac{e\hbar}{2m_e} \left(\psi^+ \nabla \psi - (\nabla \psi)^+ \psi \right). \quad (12)$$

Внутри диэлектрика оператор тока отличается от (12), поэтому необходимо учитывать аномальный ток вида

$$\mathbf{j}_a = \frac{e\hbar}{2m_e} a_\Sigma [\mathbf{n}_{LR} \times \psi^+ \boldsymbol{\sigma} \psi] \delta(x), \quad (13)$$

имеющий поверхностный характер. Ток проводимости, вызванный разностью потенциалов между берегами, определяется x -компонентой (12). Холловский ток соответствует y -компоненте (12), (13). (Вообще говоря, (13) дает также z -компоненту тока, связанную с процессами переворота спина, которая, как нетрудно видеть, принимает нулевое значение в результате усреднения по продольной компоненте импульса электрона $\mathbf{k}_{||}$.) Выражения (12), (13) усредняются по функции распределения Ферми при нулевой температуре:

$$f_\pm(x < 0) = st \left(\varepsilon_F - \frac{\hbar^2}{2m_e} (k^2 + k_{||}^2) \pm J \right), \quad (14)$$

$$f_\pm(x > 0) = st \left(\varepsilon_F + eU - \frac{\hbar^2}{2m_e} (k^2 + k_{||}^2) \pm J \right) \quad (15)$$

в случае ферромагнитного упорядочения и

$$f_\pm(x > 0) = st \left(\varepsilon_F + eU - \frac{\hbar^2}{2m_e} (k^2 + k_{||}^2) \mp J \right) \quad (16)$$

в случае антиферромагнитного упорядочения. Для усреднения используются волновые функции вида (6), (7) и аналогичные им, устроенные таким образом, что электрон, поляризованный по спину вдоль оси z , падает на границу раздела сред из области $x > 0$ либо $x < 0$; эти волновые функции являются ортогональными [10]. Опуская здесь тривиальные детали усреднения (которое проводится с учетом описанных выше приближений), отметим следующие важные особенности.

1. Ток (12), текущий перпендикулярно границе раздела слоев (вдоль оси x), при $x < 0$ определяется для волновых функций (6), (7) выражением $j_x \sim k((1 - |A|^2))$ (для одного электрона), а при $x > 0$ — $j_x \sim \tilde{k}|C|^2$. Эти величины при $x < 0$ и $x > 0$ совпадают, что является

следствием закона сохранения массы (сколько электронов упало на барьер, столько и рассеялось), причем выполняется для каждого состояния. После усреднения по всем состояниям получаем величину

$$j_x = 2\pi \frac{e\hbar k_F}{m_e} k_F^3 \left(\frac{k_F}{v}\right)^2 \frac{eU}{\varepsilon_F} \quad (17)$$

в линейном по U приближении и младшем по прозрачности барьера (определяемой величиной k_F/v) порядке. Отсюда можно оценить экспериментальное значение прозрачности барьера по сопротивлению и площади туннельного магнитного контакта.

2. Ток (13) существует только внутри барьера. Он соответствует механизму side jump, известному в теории аномального эффекта Холла [1]. Такой ток локализован на толщине барьера L_I и, вообще говоря, может быть не равен нулю в отсутствие напряжения (в случае ферромагнитного упорядочения структуры ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик). Симметрично этот вклад в ток при $U = 0$ можно записать в виде $[\alpha_R \times \langle \mathbf{M} \rangle] \delta(x)$. Он компенсируется другим вкладом в поверхностный ток, который ранее не рассматривался (см. пункт 4).
3. Оператор (12) дает для волновых функций вида (6), (7) вклад в холловский ток j_y , не зависящий от пространственной координаты x (одинаковые показатели экспонент, отличающиеся знаком), вида $j_y \sim k_y (1 + |A|^2)$ для $x < 0$ и $j_y \sim k_y |C|^2$ для $x > 0$. Во-первых, очевидно, что этот ток, постоянный в двух полупространствах, может иметь скачок при $x = 0$. Во-вторых, этот ток пропорционален компоненте импульса вдоль поверхности k_y . В случае, если коэффициенты отражения A и прохождения C являются четными по k_y , усреднение по этой компоненте импульса приведет к отсутствию холловского тока. Если в барьере есть спин-орбитальное взаимодействие, зависимость A и C от k_y становится общего вида, и нечетная ее часть дает эффект Холла. В работе [3] его называют поверхностным, поскольку он локализован на длине свободного пробега электронов вблизи границы (несколько нанометров). Однако эта длина существенно больше толщины барьера (обычно 1–1.5 нм) и фермиевской длины $1/k_F$ (в металле — едини-

цы ангстрем). Поэтому мы называем описанный здесь холловский ток объемным. Данный вклад аналогичен механизму skew scattering в теории аномального эффекта Холла [1].

4. Наконец, важный вклад от оператора (12), усредненного на волновых функциях (6), (7), дают зависящие от x компоненты. Они есть только с той стороны от барьера, откуда падает электрон, т.е. в рассмотренном примере для $x < 0$: $j_y \sim k_y (Ae^{-2ikx} + \text{с.с.})$, где под с.с. подразумевается комплексно-сопряженная величина. Эту величину необходимо усреднять по полупространству $x < 0$ и по всем импульсам $\mathbf{k}_{||}$, $k > 0$. При этом действительная часть A дает нулевое значение, а мнимая часть дает ненулевой вклад на первой четверти периода от барьера. Поскольку характерная величина k порядка k_F , этот вклад локализован на масштабе $1/k_F$ вблизи туннельного барьера (для металла — единицы ангстрем). Поэтому мы считаем такой вклад в ток пропорциональным $\delta(x)$. Найти его можно, проинтегрировав выражение для тока по $x < 0$. В результате имеем $j_y \sim (1/k) \text{Im} A$ при $x < 0$. Аналогичный вклад есть и при $x > 0$, но его дают электроны, падающие из соответствующего полупространства. Это второй вклад в механизм side jump, который для туннельного эффекта Холла в литературе не рассматривался. После усреднения по всем состояниям электронов он дает в отсутствие напряжения поверхностный ток, который в случае ферромагнитного упорядочения в точности компенсирует поверхностный ток, указанный в пункте 2. Таким образом, персистирующих токов в равновесии нет. Это соответствует показанному ранее факту, что в однородном объемном ферромагнетике с взаимодействием Рашба персистирующие токи отсутствуют [11]. Интересно, что для случая антиферромагнитного упорядочения при $U = 0$ вклад, упомянутый в пункте 2, отсутствует, а данный вклад есть как при $x < 0$, так и при $x > 0$, одинаковый по величине и противоположный по направлению. Он равен

$$j_v = \frac{2\pi e\hbar k_F}{3 m_e} k_F^3 \frac{J}{\varepsilon_F} \left(\frac{k_F}{v}\right)^2 a_\Sigma \frac{\delta(x)}{k_F}. \quad (18)$$

И хотя суммарный ток в отсутствие приложенного к системе напряжения равен нулю, такой вихревой ток может создавать внутри тонкого диэлектрического барьера магнитное поле

(по оценкам для реальных структур порядка 10^4 Гс).

Суммируя все вклады, перечисленные выше, получаем ток для случая ферромагнитного упорядочения:

$$j_y^{FM} = -2\pi \frac{e\hbar k_F}{m_e} k_F^3 \frac{J}{\varepsilon_F} \left(\frac{k_F}{v}\right)^3 \left(\frac{4}{3} \frac{eU}{\varepsilon_F} (a_R + a_E) (2st(x) - 1) + \left(\frac{eU}{\varepsilon_F}\right)^2 a_R + \frac{k_F}{v} \frac{\delta(x)}{k_F} \left(\frac{eU}{\varepsilon_F}\right)^2 a_R \right), \quad (19)$$

где, напомним, $a_R = \frac{2m_e}{\hbar^2} L_I \alpha_R$, $a_E = \frac{2m_e}{\hbar^2} \lambda U$, поэтому слагаемое с a_E имеет второй порядок по U . Первое слагаемое в правой части (19) имеет разные знаки с разных сторон от барьера и поэтому при усреднении по x принимает нулевое значение. В ферромагнитном состоянии остается только квадратичный по U вклад от нецентросимметричности структуры. Для антиферромагнитного упорядочения имеем

$$j_y^{AFM} = -2\pi \frac{e\hbar k_F}{m_e} k_F^3 \frac{J}{\varepsilon_F} \left(\frac{k_F}{v}\right)^3 \left(\frac{4}{3} \frac{eU}{\varepsilon_F} (a_R + a_E) + \left(\frac{eU}{\varepsilon_F}\right)^2 a_R (2st(x) - 1) + \frac{k_F}{v} \frac{\delta(x)}{k_F} \frac{eU}{\varepsilon_F} (a_R + a_E) \right). \quad (20)$$

Здесь, наоборот, принимает нулевое значение квадратичный по U вклад от нецентросимметричной структуры и остается только слагаемое, пропорциональное a_E . Как отмечалось выше, поскольку мы вычислили линейный по намагниченности ток, холловский ток в структуре ферромагнетик/туннельный барьер/немагнитный металл может быть найден путем вычисления полусуммы от (19) и (20). В немагнитном металле ($x > 0$) он равен

$$j_y^{NM} = -\pi \frac{e\hbar k_F}{m_e} k_F^3 \frac{J}{\varepsilon_F} \left(\frac{k_F}{v}\right)^3 \left(\frac{8}{3} \frac{eU}{\varepsilon_F} (a_R + a_E) + \left(\frac{eU}{\varepsilon_F}\right)^2 a_R + \frac{k_F}{v} \frac{\delta(x)}{k_F} \left(\frac{eU}{\varepsilon_F} (a_R + a_E) + \left(\frac{eU}{\varepsilon_F}\right)^2 a_R \right) \right). \quad (21)$$

Как видно из приведенных выше формул, в туннельном эффекте Холла есть как линейный, так и квадратичный по приложенной к системе разности потенциалов U эффект. При этом последний может появляться из-за асимметрии самой системы (учтенной нами в виде наличия эффекта Рашба), так и из-за спин-орбитального взаимодействия, возникающего из-за электрического поля, связанного с U , в барьере. Из (21) видно, что в системе ферромагнетик/туннельный барьер/немагнитный металл различить эти два механизма не получается. Однако, сравнивая измерения в системе ферромагнетик/туннельный барьер/ферромагнетик с ферромагнитным и антиферромагнитным порядком, их можно отделить друг от друга, как следует из (19) и (20). Это связано с тем, что симметрия квадратичных слагаемых с a_R и a_E здесь разная: если представить себе, что a_R — это “вмороженное” поле, то квадратичное по U слагаемое с a_R будет кубическим по суммарному полю, в то время, как слагаемое с a_E не содержит “вмороженного” поля и поэтому квадратично по суммарному полю. С точки зрения симметричной формулы (1) это объясняется тем, что ее второе слагаемое содержит то-

роидный момент $\mathbf{T} = [\mathbf{n}_{LR} \times (\mathbf{M}_L - \mathbf{M}_R)]$, а третье (пропорциональное α_R) — среднюю намагниченность $\langle \mathbf{M} \rangle = (\mathbf{M}_L - \mathbf{M}_R) / 2$. Принципиальная разница между этими слагаемыми заключается в том, что \mathbf{n}_{LR} меняет знак при переименовании слоев L и R (в определении \mathbf{T} не важно, какой слой мы называем L, а какой R), а α_R не меняет, позволяя различить слои L и R.

Сопоставляя слагаемые в (19)–(21), не содержащие $\delta(x)$ (“объемные”) и содержащие этот множитель (“поверхностные”), можно заметить следующее. Множитель k_F/v , входящий в последнее слагаемое, мал (это следует из формулы (17), которую можно интерпретировать таким образом, что все электроны из U -окрестности ε_F участвуют в токе, а большое сопротивление ТМК достигается за счет малости величины $(k_F/v)^2$). Отношение $\delta(x)/k_F \sim (L_I k_F)^{-1}$ также мало, поскольку $L_I \sim 1$ нм, а k_F^{-1} порядка нескольких ангстрем. Поэтому “поверхностные” слагаемые в (21) (а также в (19), (20)) могут доминировать над “объемными” только при толщине проводника, в котором измеряется эффект Холла, много меньшей L_I . Такой случай кажется не реализуемым в эксперименте.

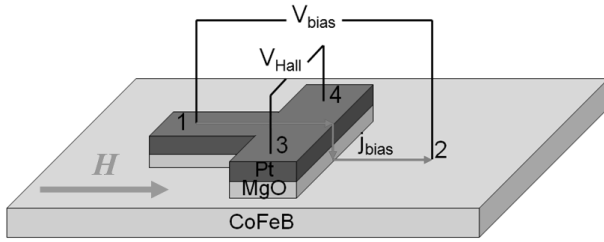


Рис. 2. Схема исследованного в эксперименте ТМК

3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментально исследовалась структура Ta(20)/CoFeB(10)/MgO(1.5)/Pt(1), изготовленная на подложке Si/SiO₂(100)/Si₃N₄ методом магнетронного распыления (толщины указаны в нанометрах, порядок слоев — от подложки). Платина делалась максимально тонкой, для того чтобы избавиться от эффектов шунтирования. Для измерения эффекта Холла из верхних двух слоев такой структуры были изготовлены Т-образные микрочастицы площадью примерно 60 мкм² (рис. 2). Нижний электрод CoFeB имел прямоугольную форму 20 × 1000 мкм² и выращивался во внешнем магнитном поле 200 Э, направленном вдоль длинной стороны, для наведения одноосной анизотропии в плоскости. Для увеличения спиновой поляризации туннелирующих электродов образец подвергался отжигу в вакуумной камере при температуре 330 °С в течение двух часов. Детали изготовления ТМК могут быть найдены в работе [12].

Постоянное напряжение V_{bias} прикладывалось между контактами 1 и 2, холловское напряжение V_{Hall} измерялось в верхнем платиновом электроде между контактами 3 и 4 в зависимости от приложенного вдоль направления z внешнего магнитного поля. Для исключения асимметрии расположения контактов 3 и 4 по отношению к направлению 1–2 выделялась нечетная составляющая измеренного напряжения V_{Hall} относительно знака внешнего магнитного поля H . Типичные зависимости холловского напряжения от поля приведены на рис. 3. Из сравнения рисунков 3а и 3б видно, что V_{Hall} имеет как четную, так и нечетную по V_{bias} компоненты (показаны на рис. 3в), причем для данных параметров структуры четная компонента доминирует над нечетной. Немонотонный характер зависимости холловского напряжения от поля при малых полях может объясняться процессами перемагничивания структуры, при которых намагниченность ферромагнетика неоднородна в пространстве (кро-

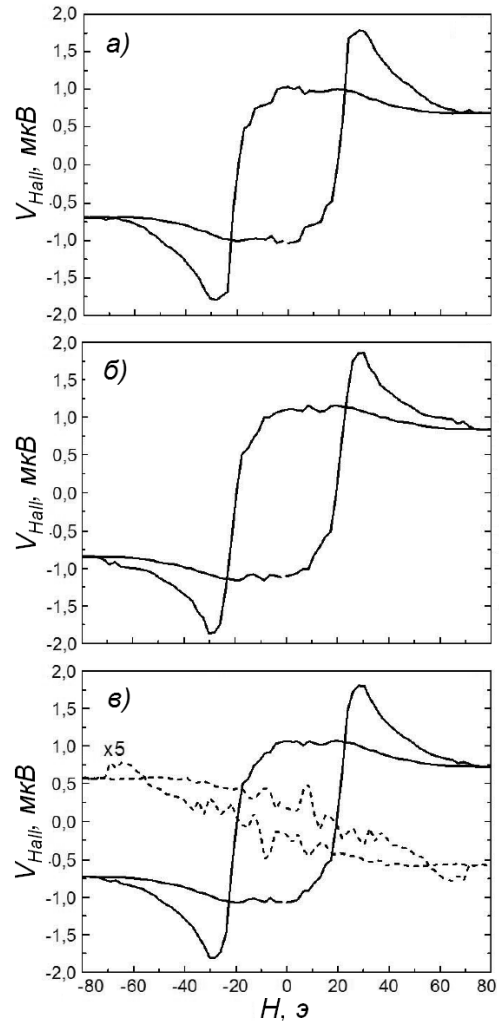


Рис. 3. Зависимости холловского напряжения V_{Hall} от приложенного магнитного поля для $V_{bias} = +2$ В (а) и -2 В (б). в) Четная и нечетная по V_{bias} компоненты (сплошная и пунктирная линии соответственно), полученные суммированием и вычитанием кривых а) и б)

ме E^2 , поправка к току (1) может содержать, например, входящее аналогичным образом выражение $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{M})^2$, а также геометрическими погрешностями, например, в позиционировании образца по отношению к магнитному полю или направлению оси анизотропии намагниченности по отношению к сформированной структуре. Исследование этих явлений выходит за рамки настоящей работы.

Для изучения вида зависимости холловского напряжения от приложенной к ТМК разности потенциалов мы исследовали V_{Hall} в насыщающем внешнем магнитном поле при разных потенциалах, приложенных к структуре. Оказалось, что эта зависимость хорошо аппроксимируется формулой

$$V_{Hall} = AV_{bias} + BV_{bias}^2, \quad (22)$$

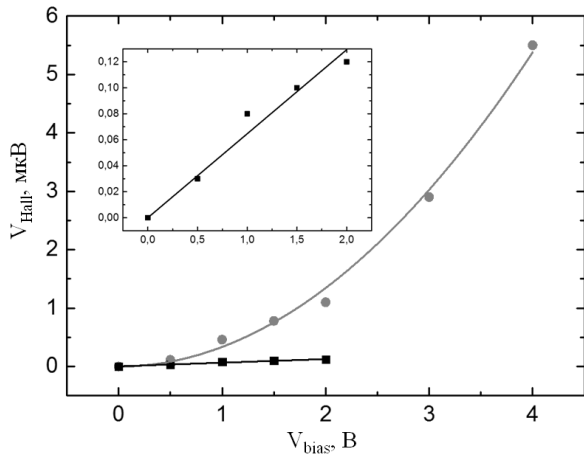


Рис. 4. Зависимости нечетного (квадраты) и четного (кружки) по V_{bias} холловского напряжения V_{Hall} от V_{bias} в насыщающем магнитном поле и их аппроксимация прямой (черная линия) и параболой (красная линия) соответственно. На вставке показана зависимость нечетного холловского напряжения от V_{bias} в увеличенном масштабе

т.е. холловское напряжение содержит линейный и квадратичный по приложенной разности потенциалов вклад. На рис. 4 показаны зависимости нечетной и четной частей холловского напряжения от приложенной разности потенциалов. Видно, что нечетная часть хорошо аппроксимируется линейной зависимостью, а четная — квадратичной.

Сравнивая результаты измерений, приведенные на рис. 4, с теоретической формулой (21), можно было бы предположить, что константа наведенного внешним полем спин-орбитального взаимодействия a_E на один-два порядка больше, чем константа a_R , связанная с нецентросимметричностью системы. Поскольку a_E не дает линейного по напряжению вклада в эффект Холла, это привело бы к доминированию квадратичного вклада над линейным, что наблюдается в эксперименте. Однако, кроме приведенных в (21) линейных по напряжению эффектов, в системе есть и другие линейные эффекты: аномальный эффект Холла в CoFeV приведет к разделению зарядов, которые затем могут туннелировать через барьер в Pt; спин-поляризованный ток, текущий в платине, даст холловское напряжение за счет обратного спинового эффекта Холла. Сумма всех линейных эффектов может оказаться меньше предсказанного в (21). Также возможны и квадратичные эффекты из-за нелинейности вольт-амперной характеристики (т.е. нелинейности $j_x(U)$ в нецентросимметричном барьере (эффекта, аналогичного возникающему в p - n -переходе). Заметим, однако, что только последним механизмом

(без учета спин-орбитального взаимодействия в барьере) невозможно было бы объяснить полученный экспериментальный результат. Это связано с тем, что квадратичный по напряжению вклад в вольт-амперную характеристику всегда меньше линейного: направление тока проводимости меняется при смене знака разности потенциалов. Мы же в эксперименте наблюдаем сохранение знака эффекта Холла при смене знака разности потенциалов в соответствии с формулой (22).

Уместно здесь привести оценки тока, определяемого формулой (21), для параметров нашего ТМК. Для оценок возьмем сопротивление ТМК, равное $R = 1$ кОм, площадь $S = 60$ мкм², тогда при приложении разности потенциалов $U = 1$ В плотность электрического тока, протекающего через ТМК, равна $j_x = 1.7 \cdot 10^3$ А/см². Если энергия Ферми $\varepsilon_F = 5$ эВ, то $k_F = 1.2 \cdot 10^8$ см⁻¹, и из формулы (17) получаем $k_F/v = 6 \cdot 10^{-6}$. Эта оценка сильно занижена, так как формула (17) не содержит экспоненциальной зависимости сопротивления от толщины барьера, наблюдающейся в эксперименте. Учитывая, что потенциал V в гамильтониане (2) на самом деле является произведением высоты барьера V_0 и толщины диэлектрика L_I при стремлении первого к бесконечности, а второго к нулю, добавим в формулу (17) феноменологически множитель $\exp(-2\sqrt{L_I v})$, который отвечает за экспоненциально убывающую вероятность туннелирования электронов через барьер при больших v . Тогда получим грубую оценку $k_F/v \sim 0.165$. При $J = 1$ эВ, $a_E = a_R \sim 3 \cdot 10^{-2}$ (взято для оценки и соответствует литературным данным для константы Рашба на границе Co и Pt [13, 14]), удельном сопротивлении платины $\rho = 1.07 \cdot 10^{-7}$ Ом·м и длине между контактами 3 и 4, между которыми измеряется холловское напряжение, $w = 8$ мкм имеем (также добавив в (21) экспоненту) линейное холловское напряжение, индуцированное “объемным” вкладом в ток, 0.018 мкВ, квадратичное напряжение 0.02 мкВ и линейное холловское напряжение, индуцированное “поверхностным” вкладом в ток, 0.1 нВ, квадратичное — 0.12 нВ. Из этих оценок видно, во-первых, что “поверхностный” вклад в ток дает малую величину по сравнению с “объемным”. Во-вторых, линейное холловское напряжение по порядку величины совпадает с наблюдаемым в эксперименте (0.065 мкВ при $V_{bias} = 1$ В), что говорит о том, что данный механизм важно учитывать при интерпретации экспериментальных данных. Квадратичный же вклад в холловское напряжение по оценкам на порядок меньше экспериментального значения (0.34 мкВ).

Это может объясняться тем, что константа a_E в оценках занижена.

Для того чтобы разделить квадратичные вклады в эффект Холла, нужно изготовить структуру ферромагнетик/туннельный барьер/ферромагнетик и либо проводить холловские измерения одновременно в обоих слоях ферромагнетика, либо измерять холловское напряжение в одном из слоев и сравнивать его в ферромагнитном и антиферромагнитном состояниях системы. Тогда по формулам (19), (20) можно выделить вклад от нецентросимметричности и от стороннего поля в барьере. Зависимость V_{Hall} от толщины электрода, в котором проводятся измерения, позволит экспериментально отделить “поверхностный” ток от “объемного”: сопротивление слоя обратно пропорционально его толщине t , “поверхностный” ток не зависит от толщины, а “объемный” пропорционален ей при t меньше длины спиновой релаксации λ_s . Кроме того, нужно учесть накопление спина в электроде при малых толщинах [15], и в итоге нетрудно определить, какой из вкладов доминирует в эффекте Холла. Однако изготовление структур ферромагнетик/туннельный барьер/ферромагнетик с очень тонким верхним слоем сопряжено с рядом технологических трудностей. В частности, верхний слой ферромагнетика окисляется на воздухе, а защитить его слоем изолятора нельзя, поскольку необходимо изготовить токоподводящие и измерительные электрические контакты. Решение технологических проблем и более детальное исследование туннельного эффекта Холла требует отдельного рассмотрения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, теоретически и экспериментально исследован эффект Холла в туннельном контакте. Рассмотрена как асимметрия вероятности рассеяния электронов на туннельном барьере (аналог механизма skew scattering в аномальном эффекте Холла), так и сдвиг электронов при пролете барьера (аналог механизма side jump), и найдены объемные холловские токи в металлических берегах, а также поверхностный (прижатый к диэлектрическому барьеру) ток. Показано, что в туннельном магнитном контакте в системе имеется квадратичное по приложенной разности потенциалов холловское напряжение. В эксперименте с CoFeB (10 нм)/ MgO (1.5 нм)/ Pt (1 нм), в котором холловское напряжение измерялось в платиновом электроде, квадратичный вклад в него доминирует над линейным. Наличие квадратичного эффекта Холла (холловского выпрямления) может быть свя-

зано, в частности, со спин-орбитальным взаимодействием, индуцированным сильным электрическим полем (порядка 10^9 В/м), которое возникает в барьере под действием приложенной к туннельному контакту разности потенциалов.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №21-12-00271).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
2. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
3. S. A. Tarasenko, V. I. Perel', and I. N. Yassievich, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 056601 (2004).
4. A. Matos-Abiague and J. Fabian, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 056602 (2015).
5. A. Vedyayev, N. Ryzhanova, N. Strelkov, and B. Dieny, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 247204 (2013).
6. A. Vedyayev, N. Ryzhanova, N. Strelkov, M. Titova, M. Chshiev, B. Rodmacq, S. Auffret, L. Cuchet, L. Nistor, and B. Dieny, *Phys. Rev. B* **95**, 064420 (2017).
7. A. V. Vedyayev, M. S. Titova, N. V. Ryzhanova, M. Ye. Zhuravlev, and E. Y. Tsybal, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 032406 (2013).
8. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989).
10. A. M. Kriman, N. C. Kluksdahl, and D. K. Ferry, *Phys. Rev. B* **36**, 5953 (1987).
11. Е. А. Караштин, *ФТТ* **64**, 1311 (2022).
12. И. Ю. Пашенькин, М. В. Сапожников, Н. С. Гусев, В. В. Рогов, Д. А. Татарский, А. А. Фраерман, *ЖТФ* **89**, 1732 (2019).
13. Е. А. Karashtin, *J. Magn. Magn. Mater.* **552**, 169193 (2022).
14. N. S. Gusev, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov, M. V. Sapozhnikov, and O. G. Udalov, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 157202 (2020).
15. A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **66**, 060404(R) (2002).