

Глава 15

Спиновые эффекты Холла

План

- Симметрия в кристаллах. Магнитная симметрия
- Аномальный эффект Холла (АНЕ) и спиновый эффект Холла (SHE)
- Сопоставление спинового эффекта Холла (SHE) и нормального эффекта Холла (НЕ)
- Аномальный спин-орбитальный момент (ASOT)

15.1 Введение. Симметрия в кристаллах и магнетизм

В твердых телах атомы и электроны образуют различные состояния вещества, такие как кристаллическое, магнитное, со спин-орбитальным взаимодействием, сверхпроводящее. Эти различные состояния прежде всего классифицируются по симметрии, которая спонтанно нарушается в них. Для кристаллических тел нарушены симметрия трансляции на произвольный

вектор и симметрия вращения на произвольный угол. В двухатомных ковалентных кристаллах со SO-взаимодействием нарушена симметрия обращения времени. В веществе, помещенном в магнитное поле, нарушена симметрия обращения времени, в сверхпроводниках – калибровочная симметрия.

Q: Какая симметрия нарушена
- в ферромагнитном однодоменном образце?
- в антиферромагнитном образце?

A: Если антиферромагнетик имеет несоизмеримую АФМ решетку, то нарушается трансляционная симметрия сдвига на постоянную кристаллической решетки. В соизмеримой АФМ структуре новая периодичность может быть в целое число раз больше периода решетки. В простейшем случае, антиферромагнетик можно себе представлять как совокупность двух или более подрешеток с различными векторами намагничивания \mathbf{M}_i . В основном состоянии антиферромагнетик имеет нулевую намагниченность двух или более подрешеток $\sum_i \mathbf{M}_i = 0$. Но в возбужденном состоянии суммарный магнитный момент отличен от нуля $\mathbf{M} = \sum_i \mathbf{M}_i \neq 0$ и, таким образом, магнитная симметрия в возбужденном состоянии ниже, чем в немагнитном кристалле, так как отсутствуют элементы симметрии поворота на угол $< \pi$. Наряду с коллинеарными существуют более сложные антиферромагнитные структуры (см. физическая энциклопедия). В некоторых АФМ векторы \mathbf{M}_i направлены по сторонам треугольника или по четырём пространству uv диагоналям куба. Существуют такие структуры, которые нельзя описать с помощью разбиения на подрешётки, напр. геликоидальные и синусоидальные. В геликоидальных (спиральных) структурах магн. моменты перпендикулярны некоторому вы-

деленному направлению. В слоях, перпендикулярных этому направлению, все магн. моменты параллельны друг другу, а моменты двух соседних слоев повернуты на угол $\phi = 2\pi(b/n)$. Здесь n - целое число, b - период геликоида (у большинства геликоидальных структур величина b не кратна постоянной решётки). Антиферромагнетизм возникает не только за счет упорядочения магнитных моментов ионов, но и за счет упорядочения электронных спинов. В этом случае возникает волна спиновой плотности, которая может быть как соизмеримой, так и не соизмеримой с периодом кристаллической решетки.

Состояние с квантовым эффектом Холла (КЭХ), открытое в 1980г., явилось первым примером такого квантового состояния, в котором нет спонтанного нарушения симметрии. Поведение системы с КЭХ зависит только от ее топологии, а не от конкретной геометрии образца; “квантово-хольное” состояние топологически отлично от других известных состояний вещества.

Спиновые эффекты Холла – это целая совокупность эффектов релятивистской спин-орбитальной связи, в которых связаны зарядовый и спиновый токи. Несмотря на их сравнительно малый возраст (экспериментальное открытие в 2004г.) в настоящее время они очень широко изучаются и применяются в спинтронике, как способы электрической и оптической генерации и детектирования спиновых токов. Самый “старый” из этой совокупности эффектов - спиновый эффект Холла (SHE) был экспериментально обнаружен в 2004-2005гг. [17, 18, 19]. В нем электрический ток пропускаемый через образец генерирует спиновый ток. В обратном спиновом эффекте Холла (ISHE) чисто спиновый ток в образце генерирует ток зарядов. В 2006 г. был открыт новый класс топологических состояний веще-

ства, названных состояниями с “квантовым спин-Холл эффектом” КСХЭ или “топологическими изоляторами” [7, 8].

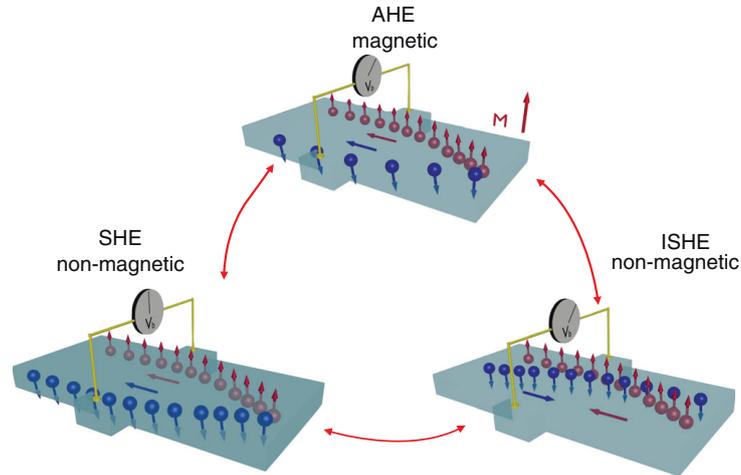


Рис. 15.1: Иллюстрация родственных и связанных между собой явлений спин-зависящих эффектов Холла. В АНЕ, ток зарядов генерирует поляризованный по спину поперечный перенос носителей. В SHE неполяризованный ток зарядов генерирует поперечный чисто спиновый ток. В ISHE чисто спиновый ток генерирует поперечный зарядовый ток.

15.2 Аномальный эффект Холла и спиновый эффект Холла

Начнем, однако, с рассмотрения спинового эффекта Холла, теоретическое предсказание которого было выдвинуто Дзяконовым и Перелем в 1971г [2]. Первая их работа называется “О возможности ориентации спинов...”; через месяц у авторов прибавилось уверенности и их вторая аналогичная заметка называется “Индукцированная током ориентация спинов...” [3]. Рас-

смаатриваемая геометрия задачи изображена на рисунке 15.2. Интересно также посмотреть как происходит разделение спинов в цилиндрическом проводнике

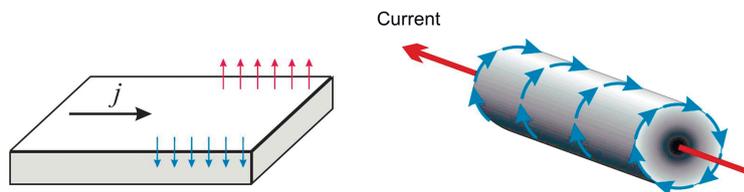


Рис. 15.2: а) Ток пропускаемый вдоль оси x приводит к накоплению \uparrow и \downarrow спинов на противоположных краях образца в направлении y . б) Накопление спинов при пропускании тока вдоль цилиндрического проводника.

Для того чтобы понять SHE рассмотрим вначале его прародителя – аномальный эффект Холла (АНЕ) в ферромагнетиках – эффект открытый тем же самым Э. Холлом еще в 1880г. [16]. В опытах Холла через пленку ферромагнетика (Ni, Co) пропускался ток перпендикулярно направлению намагниченности и было обнаружено, что этот ток генерирует накопление разноименных зарядов на поверхностях.

Рассмотрим это эффект более формально:

$$\rho_{xy} = R_H B + R_{AH} - 4\pi M, \quad (15.1)$$

Поскольку мы имеем дело с ферромагнетиком, то разумно предположить $R_{AH} > R_H$. Альтернативно, можно было бы рассмотреть случай $B = 0$. Объяснение АНЕ, относящееся к рассматриваемой физике, было придумано в начале 1950х годов [22, 23]. Оно напоминает физику эффекта Магнуса, согласно которой вращающийся (“кручёный”) теннисный или футбольный мяч отклоняется от прямолинейной траектории вправо или влево, в зависимости от направления вращения. Во-

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 657–660

5 июня 1971 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ОРИЕНТАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВ ТОКОМ

М. И. Дьяконов, В. И. Перель

В результате у поверхности образца с током должен существовать слой в котором спины электронов ориентированы (спиновый слой). Толщина спинового слоя определяется длиной спиновой диффузии.

С феноменологической точки зрения явление может быть описано следующим образом. Введем вектор спиновой плотности \mathbf{S} и тензор плотности спинового потока $q_{\alpha\beta}$. Величина $q_{\alpha\beta}$ дает плотность потока β -компоненты спина в направлении α . Спиновая плотность \mathbf{S} удовлетворяет уравнению непрерывности

$$\frac{\partial S_{\beta}}{\partial t} + \frac{\partial q_{\alpha\beta}}{\partial x_{\alpha}} + \frac{S_{\beta}}{\tau_s} = 0, \quad (1)$$

Рис. 15.3: Первая страница из статьи Дьяконова и Переля [2]

общее, этот экспериментальный феномен отклонения вращающегося мяча впервые заметил Ньютон. В АНЕ вместо эффекта Магнуса действует релятивистская спин-орбитальная связь, которая генерирует асимметричное отклонение зарядов, зависящее от ориентации спинов носителей заряда.

Для спин-поляризованных электронов при рассеянии в радиальном электрическом поле примеси, из-за SO взаимодействия возникает отклонение вправо или влево, в зависимости от направления спина. Оно происходит из-за члена $\mathbf{j} = e\beta\mathbf{E} \times \mathbf{H}$, где β - стандартный релятивистский множитель

Что сделали Дьяконов и Перель в 1971г. - они поняли, что в результате асимметрии рассеяния, вызываемой спин-орбитальным взаимодействием, будет происходить дрейф спин-поляризованных электронов в противоположных направлении-

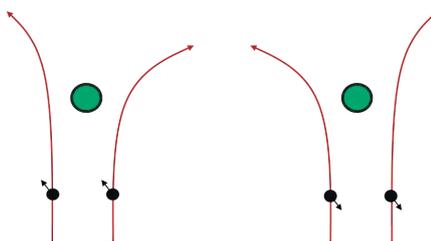


Рис. 15.4: Косое (skew) или Моттовское рассеяние (1929)



Рис. 15.5: Слева: Рассеяние спин-поляризованных электронов при учете спин-орбиты (1954). Справа: Дрейф спин-поляризованных электронов при рассеянии на заряженном центре при учете спин-орбиты (1971).

ях. То есть, они применили идею АНЕ к случаю не ферромагнитного материала, а материала с нарушенной симметрией пространственной инверсии.

На рисунке 15.7а изображена предложенная Моттом еще в 1929г. [20, 21] схема эксперимента с двойным рассеянием электронного пучка. Вначале неполяризованный пучок электронов рассеивается на тяжелом ядре в мишени. Вследствие релятивистской спин-орбитальной связи, рассеяние на большой угол ($\sim 90^\circ$) от первой мишени производит поляризованный пучок с поляризацией спинов перпендикулярно плоскости рассеяния. Рассеяние этого поляризованного пучка электронов от второй

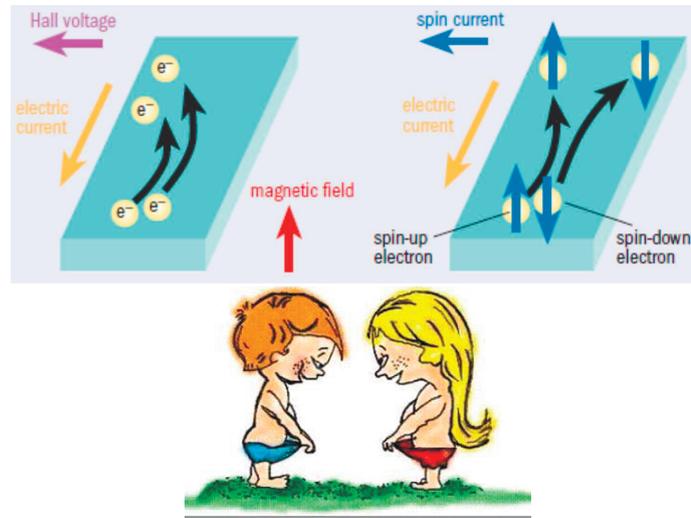


Рис. 15.6: Сравнение обычного эффекта Холла (HE) и спинового эффекта Холла (SHE)

мишени приводит, снова вследствие спин-орбитальной связи, к асимметрии право-левого рассеяния, которая пропорциональна степени поляризации индуцированной первым рассеивателем. В полной аналогии с предложенной схемой Мотта, но используя вместо вакуума твердотельную структуру, Hankiewicz [25] в 2004г. предложил микроустройство с геометрией Н-типа (Рис. 15.7b). В SHE (левой) части этого устройства, неполяризованный электрический ток генерирует поперечный спиновый ток вследствие спин-орбитальной силы F_{SO} , действующей на носители. Спиновый ток инжектируется в правую ногу устройства и генерирует там, через ISHE, электрический ток, или (в открытой цепи) напряжение поперек второй ноги. Попытки осуществить такой эксперимент в геометрии Н-типа предпринимались в 2009г на золоте, однако успех был достигнут только в 2010г. в немагнитном полупроводнике Brüne et al. [26].

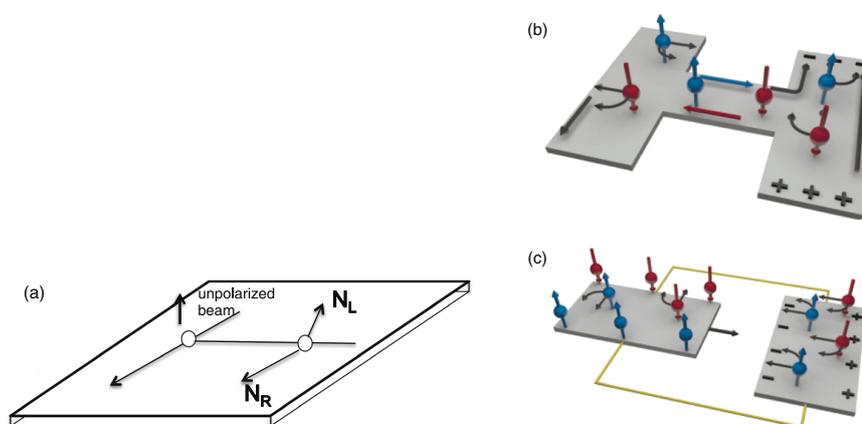


Рис. 15.7: (а) Схема предложенного Моттом (1929) устройства с двойным рассеянием электронного пучка в вакууме на магнитном атоме. (b) SHE-ISHE твердотельный аналог Моттовского двойного рассеяния для устройства с геометрией H-типа, (c) SHE (слева) и ISHE (справа) соединенные в замкнутую электрическую цепь. Вместо прямого инжектирования спинового тока генерируемого в SHE части эксперимента, как предлагал Мотт и Hankiewicz, Hirsch предложил устройство, в котором чисто спиновый ток генерируется из противоположно поляризованных спиновых аккумуляторов на краях SHE-части устройства с “двойным рассеянием”. Эффективная спин-орбитальная сила, которая отклоняет спины в SHE-ISHE устройстве изображена прямыми черными стрелками, действующими на носители.

На рисунке 15.7с показан еще один вариант эксперимента с двойным рассеянием предложенный в 1999г. [24] для наблюдения SHE–ISHE в твердотельной структуре. Вместо того, чтобы рассматривать спиновый ток генерируемый непосредственно зарядовым током с помощью SHE, Hirsch рассмотрел края SHE-части образца. Здесь, поперечный спиновый ток накапливается, образуя неравновесную поляризацию спинов противоположного знака на двух противоположных краях. В

немагнитных материалах неравновесная спиновая поляризация соответствует расщеплению химических потенциалов для носителей со спином вверх и вниз. При соединении двух краев, градиент зависящих от спина химических потенциалов будет генерировать циркулирующий спиновый ток, который затем детектируется измерителем спинового тока на основе ISHE, включенного в замкнутую цепь спинового тока. Идея этого эксперимента позаимствована из обычного эффекта Холла (HE), в котором разноименные заряды накапливаются на противоположных краях вследствие силы Лоренца, и результирующий градиент электрохимического потенциала генерирует циркулирующий зарядовый ток когда два края образца соединены проводящей цепью.

Экспериментальная реализация такого эксперимента сложна. С одной стороны, для увеличения эффекта необходим материал с большой константой SO взаимодействия. С другой стороны, чем сильнее SO, тем короче время спин-орбитальной релаксации. Поскольку за время прохождения тока в цепи спины не должны релаксировать, то такая совокупность противоречивых требований приводит к микроминиатюризации устройства.

15.3 Спиновые и зарядовые токи



Рис. 15.8: Поток спинов и зарядов

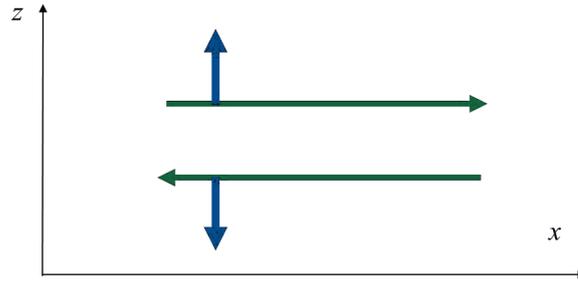


Рис. 15.9: Поток спинов в отсутствие потока зарядов

Пусть в направлении x распространяется поток электронов, т.е. течет ток j_x электронов поляризованных по спину в направлении z . Последнее означает, что имеется спиновый ток q_{xz} , в котором z -компонента спина течет в направлении x . Однако, спиновый ток может также протекать без электрического тока, как поясняется на рисунке.

Ясно, что спиновый ток, подобно току зарядов, изменяет знак при пространственной инверсии ($z \rightarrow -z$, или $x \rightarrow -x$). Однако, в противоположность току зарядов, спиновый ток не меняет знак при инверсии времени.

Обозначим:

плотность потока зарядов: $q = -j/e$ (где j – плотность электрического тока),

тензор потока спиновой поляризации q_{ij} (поток j -компоненты спина в направлении i),

плотность поляризации спинов: $P = 2S$ (S вектор спиновой плотности).

Если забыть на минуточку про SO взаимодействие, то для

тока с учетом дрейфовой и диффузионной компонент имеем

$$q_i^{(0)} = -\mu n E_i - D \frac{\partial n}{\partial x_i} \quad (15.2)$$

$$q_{ij}^{(0)} = -\mu n E_i P_j - D \frac{\partial P_j}{\partial x_i} \quad (15.3)$$

$$(15.4)$$

Введем теперь спин-орбитальное взаимодействие. Оно свяжет спиновые и зарядовые токи друг с другом.

$$q_i = q_i^{(0)} + \gamma \varepsilon_{ijk} q_{ij}^{(0)} \quad (15.5)$$

$$q_{ij} = q_{ij}^{(0)} - \gamma \varepsilon_{ijk} q_k^{(0)} \quad (15.6)$$

γ -безразмерный параметр силы спин-орбитального взаимодействия, он меняет знак при инверсии времени.

15.4 Внутренний спиновый эффект Холла и квантовый эффект Холла

В то время как идея Моттовского эксперимента с двойным рассеянием основана на баллистическом распространении электронов в вакууме, в твердотельных аналогах движение зарядов, как правило, не баллистическое, но физика эффекта от этого не исчезает. Электроны, движущиеся в кристаллической решетке испытывают спин-орбитальную силу даже без рассеяния на тяжелой примеси, в идеальной решетке, в тех кристаллах, в которых нарушена симметрия инверсии и следовательно имеется градиент потенциала. Такая ситуация приводит к внутреннему (intrinsic) SHE, отличному от АНЕ с Моттовским механизмом косоугольного рассеяния на примеси, а также от Моттовского рассеяния учка электронов в вакууме.

15.4. Внутренний спиновый эффект Холла и квантовый эффект Холла 13

Член ответственный за внутренний SHE подобен обычному в HE, где поперечное току отклонения электронов вызывается силой Лоренца, действующей на них во внешнем магнитном поле [Рис. 15.10(a)]. В сильных магнитных полях, в режиме QHE квантованная холловская проводимость равна Ne^2/h , где N есть количество киральных краевых состояний в проводнике (Рис. 15.10b). Помимо приложенной силы Лоренца во внешнем поле, на электроны движущиеся в кристалле действует внутренняя спин-орбитальная сила. Это было впервые осознано для ферромагнетиков, где данная сила вызывает внутренний AHE [Рис. 15.10a].

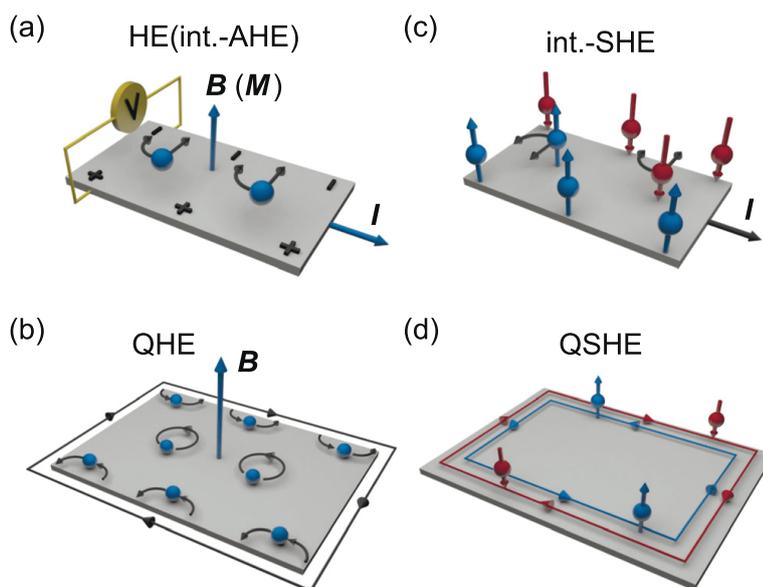


Рис. 15.10: Схематическое сопоставление HE и AHE (a), QHE (b), SHE (c), и QSHE (d). В HE и QHE, отклонение носителей вызывается силой Лоренца. В случае внутреннего AHE, SHE, и QSHE, на носители действует внутренняя спин-орбитальная сила.

15.5 Спин-орбитальный момент

Рассмотрим эффект-“двойник” АНЕ, в основе которого лежит аномальный спин-орбитальный момент (anomalous spin-orbit torque -ASOT). В работе [14] сообщалось о наблюдении ASOT, в котором электрический ток параллельный вектору намагниченности генерирует противоположно направленные спин-орбитальные моменты на поверхностях магнитной пленки. Можно считать, что ASOT возникает вследствие спин-холл-подобного тока генерируемого в ферромагнитной пленке (Co, Ni, Fe, Ni₈₀Fe₂₀). Экспериментально показано [14], что в ферромагнетике генерируется сильный спиновый ток с поляризацией спинов поперек намагниченности, несмотря на дефазировку спинов.

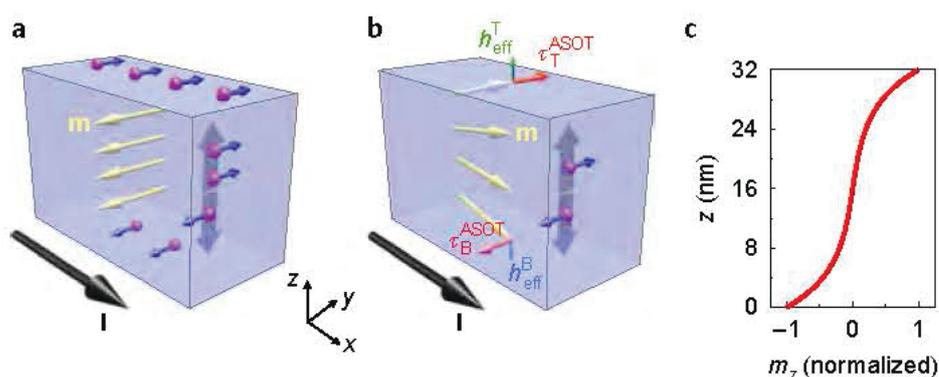


Рис. 15.11: Схематическая иллюстрация АНЕ и ASOT. **а)** В АНЕ ток зарядов I (черная стрелка) течет перпендикулярно направлению вектора намагниченности \mathbf{m} (желтые стрелки) генерируя поток спинов (серые широкие стрелки) в направлении z . Синие стрелки изображают направления электронных спинов. Вследствие неравенства числа электронов со спином вдоль и противоположно намагниченности, поток спинового тока приводит к накоплению заряда и спина на верхней и нижней поверхностях. **б)** Когда зарядовый ток протекает параллельно вектору намагниченности АНЕ исчезает, но спин-орбитальное взаимодействие генерирует поток поперечно поляризованных спинов (спинового тока), который приводит к возникновению ASOT. В предположении что индуцированный ток ASOT в ферромагнетике приводит к малому возмущению намагниченности, ASOTs (красные стрелки) эквивалентны полям вне плоскости (зеленые стрелки), которые вызывают отклонение намагниченности от плоскости. τ_T^{ASO} (τ_B^{ASOT}), и h_{eff}^T (h_{eff}^B) - изображают ASOT и эквивалентные поля на верхней и нижней плоскостях, соответственно. **с)** - рассчитанное распределение компоненты m_z намагниченности в пермаллоевой пленке толщиной 32нм.

Литература

- [1] Е.Н. Hall, “On the ‘rotational coefficient’ in nickel and cobalt”. Proc. Phys. Soc. Lond. **4**, 325 (1880).
- [2] М.И.Дьяконов, В.И.Перель, “О возможности ориентации электронных спинов током”, Письма в ЖЭТФ **13**, 657 (1971).
- [3] M.I. Diakonov, V.I. Perel, “Current induced spin orientation of electrons in semiconductors”, Phys. Lett. **35**(6) (1971).
- [4] B. K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, Clarendon Press, Oxford, 1993.
- [5] Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984); [JETP Lett. **39**, 78 (1984)].
- [6] T.Ando, Phys. Rev B **40**, 5325 (1989).
- [7] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
- [8] M. König, S. Wiedemann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C.Zhang, Science **318**, 766 (2007). M. König, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. Hughes, C. X. Liu, X. L. Qi, and S. C. Zhang, 2008, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 031007 (2008).

- [9] L. Fu, C. L. Kane, Phys. Rev. B **76**, 045302 (2007).
- [10] D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y. S. Hor, R. J. Cava, M. Z. Hasan, Nature **452**, 970 (2008).
- [11] H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang, S.-C. Zhang, Nat. Phys. **5** 438 (2009).
- [12] Y. Xia, L. Wray, D. Qian, D. Hsieh, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, M. Z. Hasan, Nat. Phys. **5** 398 (2009).
- [13] D. Hsieh, Y. Xia, L. Wray, D. Qian, A. Pal, J. H. Dil, J. Osterwalder, F. Meier, G. Bihlmayer, C. L. Kane, Y. S. Hor, R. J. Cava, M. Z. Hasan, Science, **323**, 919 (2009).
- [14] Wenrui Wang, Tao Wang, V. P. Amin et al., Nature Nanotechnology, **14**, 819 (2019).
- [15] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, T. Jungwirth, *Spin Hall effects*, Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
- [16] E. H. Hall, On the “rotational coefficient” in nickel and cobalt. Proc. Phys. Soc. Lond. **4**, 325 (1880).
- [17] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004).
- [18] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, Phys. Rev. Lett. **94**, 047204 (2005).
- [19] C. Day, Phys. Today **58**, No. 2, 17 (2005).
- [20] N. F. Mott, Proc. R. Soc. A **124**, 425 (1929).

- [21] Mott, N. F., Proc. R. Soc. A **135**, 429 (1932).
- [22] J. Smit, 1955, Physica (Utrecht) **21**, 877 (1955); *ibid* Physica (Utrecht) **24**, 39 (1958).
- [23] R. Karplus, J. M. Luttinger, Phys. Rev. **95**, 1154 (1954).
- [24] J. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [25] E. M. Hankiewicz, L.W. Molenkamp, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Rev. B **70**, 241301 (2004).
- [26] C. Brüne, A. Roth, E. G. Novik, M. König, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, W. Hanke, J. Sinova, and L.W. Molenkamp, Nat. Phys. **6**, 448 (2010).