ЖЭТФ, 2023, том 163, вып. 4, стр. 597–601

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СПИНОВОГО ТРАНСПОРТА В СПИН-ВЕНТИЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ

*Н. В. Стрелков**, *А. В. Ведяев*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Физический факультет 119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 декабря 2022 г.,
после переработки 4 декабря 2022 г.
Принята к публикации 5 декабря 2022 г.

Известные методы измерения параметров спинового транспорта в спин-вентильных структурах основываются на эффекте Ханле — прецессии спинов электронов во внешнем магнитном поле и уменьшении магниторезистивного сигнала. Они позволяют определить время спиновой релаксации в парамагнитном слое и константу относительной поляризации тока. Мы описываем альтернативный метод измерения без приложения внешнего магнитного поля, основанный на резонансном увеличении магнитной восприимчивости парамагнитного слоя в результате парамагнитного резонанса, вызванного неравновесной намагниченностью в результате эффекта спиновой аккумуляции. Предложенный метод позволяет определить абсолютное значение спиновой аккумуляции в парамагнетике, которое может использоваться как параметр для численного решения трехмерных диффузионных уравнений спинового транспорта.

DOI: 10.31857/S0044451023040168
EDN: MLUABT

1. ВВЕДЕНИЕ

Спин-вентильные структуры (рис. 1) являются элементарным элементом современных спин-транспортных устройств и состоят из двух ферромагнитных электродов, L_1 и L_3, разделенных слоем парамагнитного металла L_2. Устройства, построенные на базе таких структур, могут выполнять функции элементов магнитной памяти [1, 2] и датчиков магнитного поля [3] благодаря эффекту гигантского магнитосопротивления (ГМС) [4]. Задачи оптимизации и управления спиновым транспортом в спин-вентильных структурах произвольной геометрии сводятся к численным расчетам диффузных уравнений [5] методом конечных элементов [6].

Спин-транспортные параметры для численных расчетов, такие как относительная спиновая поляризация тока P и спин-диффузионная длина l_{sf} измеряются методами, в основе которых лежит эффект Ханле [7]. Данный эффект заключается в прецессии спинов электронов во внешнем магнитном поле H и, как следствие, уменьшении магнитосопротивления R системы. Измеряя зависимость сопротивления спин-вентильной структуры от H, можно построить кривую Ханле $R(H)$. Спин-транспортные параметры подбираются так, чтобы точнее аппроксимировать построенную кривую с помощью аналитической модели [8]. Этот метод легко реализовать технически, так как в нем применяются только электрические измерения. Однако внешнее магнитное поле отклоняет намагниченности ферромагнит-

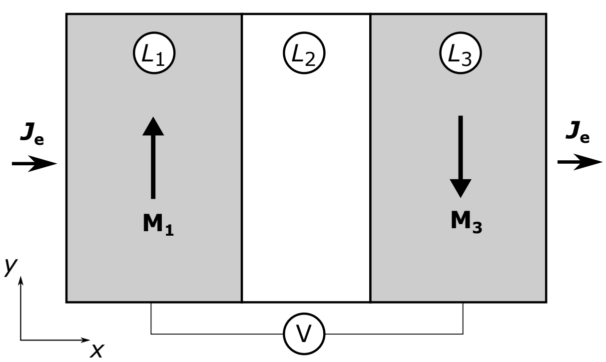

Рис. 1. Модель рассматриваемой спин-вентильной структуры. Слои L_1 и L_3 — ферромагнитные, а L_2 — металлический парамагнитный. Намагничености $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_3$ зафиксированы в противоположных направлениях, чтобы обеспечить постоянство знака спиновой аккумуляции вдоль слоя L_2. Ток $\mathbf{J}_e$ протекает вдоль оси x. Напряжение V измеряется на электродах L_1 и L_3

* E-mail: nik@magn.phys.msu.ru

ных электродов, что приводит к неточностям при аппроксимации аналитической функцией.

В данной работе мы описываем альтернативный метод измерения спин-транспортных параметров, основанный на эффекте парамагнитного резонанса в слое L_2, вызванного неравновесной намагниченностью в результате эффекта спиновой аккумуляции. Измерение восприимчивости необходимо проводить с помощью высокочастотных методов, например, с использованием векторного анализатора цепей (ВАЦ) [9].

Для возбуждения неравновесной намагниченности в парамагнитном слое L_2 через спин-вентильную структуру пропускается электрический ток $\mathbf{J}_e$. Намагниченность ферромагнитных электродов зафиксирована в противоположных направлениях, чтобы знак спиновой аккумуляции оставался постоянным. Если длина спиновой диффузии l_{sf} в слое L_2 больше, чем длина этого слоя, то спиновая аккумуляция в нем может рассматриваться как однородная. Неравновесное обменное расщепление, возникающее из-за этого в слое L_2, будет создавать условия для парамагнитного резонанса. Наличие резонанса, в свою очередь, приведет к увеличению магнитной восприимчивости.

В следующих разделах мы вычислим парамагнитную восприимчивость с учетом примесей и наличия неравновесного обменного расщепления. Далее, мы численно рассчитаем величину спиновой аккумуляции и связанную с ней величину обменного расщепления в парамагнитном слое предложенной спин-вентильной структуры. Для полученного значения мы построим резонансные кривые парамагнитной восприимчивости, которые определяются спин-транспортными параметрами системы.

2. ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

В электронном газе различают две компоненты магнитной восприимчивости: продольную $\chi_\perp$ и поперечную $\chi_\parallel$. Инвариантность по отношению к вращению устанавливает связь между ними: $\chi_\parallel = 2\chi_\perp$, поэтому мы рассмотрим только поперечную компоненту.

Восприимчивость $\chi_\perp$ невзаимодействующего электронного газа с учетом рассеяния на примесях с малой концентрацией была рассмотрена ранее в равновесном случае [10, 11]. Мы расширили эту теорию и учли вклад от неравновесной намагниченности, вызванный эффектом спиновой аккумуляции. Гамильтониан системы в этом случае будет записываться как $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V(\mathbf{r})$,

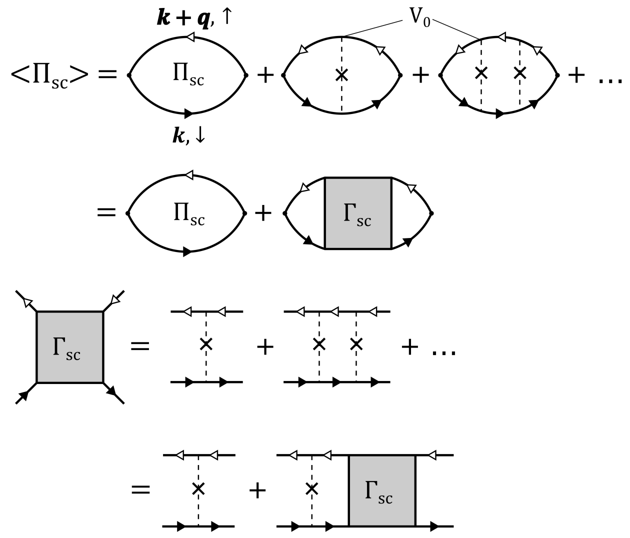

Рис. 2. Поляризационный пропагатор Π_{sc}, усредненный по примесям и определяющий восприимчивость электронного газа с рассеянием на случайном потенциале примесей V_0. Вершинная часть Γ_{sc} — диффузионный полюс («диффузон»), рассчитанный из уравнения Бете – Солпитера в лестничном приближении

где $\mathcal{H}_0 = \varepsilon_\sigma(\mathbf{k}) a^\dagger_{\mathbf{k}\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma}$ — гамильтониан свободных электронов, $a^\dagger_{\mathbf{k}\sigma}$ и $a_{\mathbf{k}\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электрона со спином σ и волновым вектором $\mathbf{k}$, $V(\mathbf{r})$ — случайный потенциал примесей. Энергию электронов можно выразить как $\varepsilon_\sigma(\mathbf{k}) = \varepsilon_k - \mu^\sigma$, где μ^σ — неравновесный спин-зависящий химический потенциал [12].

Для расчета восприимчивости необходимо вычислить вершинную часть Γ_{sc} (или «диффузон»). Величина Γ_{sc} может быть получена из уравнения Бете – Солпитера, которое упрощается в лестничном приближении суммированием диаграмм на рис. 2 с использованием примесной диаграммной техники [13]. Его можно записать в виде [11]

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{q},\omega) = \frac{nV_0^2}{\hbar - nV_0^2 \Pi_{sc}(\mathbf{q},\omega)} = \\ = \frac{nV_0^2\hbar^{-1}}{-i(\omega - \Delta\mu/\hbar)\tau + D_0\mathbf{q}^2\tau + \tau/\tau_{sf}}, \quad (1)$$

где $\mathbf{q}$ и ω — волновой вектор и частота внешней электромагнитной волны соответственно, $nV_0^2 = n(\int V(r)\,dr)^2$, n — концентрация примесей, $V(r)$ — потенциал одной примеси, τ — время релаксации упругого рассеяния, $\Delta\mu = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow$ — неравновесное расщепление по спину, $\tau_{sf}^{-1} = (4/3)(\tau_s^{-1} + \tau_{so}^{-1})$ — время релаксации с переворотом спина, τ_s и τ_{so} — спин-спиновая и спин-орбитальная части соответственно, $D_0 = v_F^2\tau/3$ — константа диффузии Друде и v_F — скорость электронов на уровне Ферми. Невозмущенный поляризационный пропагатор Π_{sc} может быть вычислен как интеграл в трехмерном пространстве, учитывая золотое правило Ферми $\tau^{-1} = \pi N_F n V_0^2$:

$$\Pi_{sc}(\mathbf{q},\omega) = \sum_{\mathbf{k}} G_\uparrow^R(\mathbf{k}+\mathbf{q},\varepsilon+\hbar\omega) G_\downarrow^A(\mathbf{q},\varepsilon) = \\ = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} G_\uparrow^R(\mathbf{k}+\mathbf{q},\varepsilon+\hbar\omega) G_\downarrow^A(\mathbf{q},\varepsilon) \approx \\ \approx \frac{\hbar}{nV_0^2}\left(1 + i\left(\omega - \frac{\Delta\mu}{\hbar}\right)\tau - D_0\tau\mathbf{q}^2 - \frac{\tau}{\tau_{sf}}\right). \quad (2)$$

В результате можно записать поперечную восприимчивость $\chi_\perp^{sc}$ в виде

$$\chi_\perp^{sc}(\mathbf{q},\omega) = N_F + \frac{1}{i\pi}\int [n(\varepsilon+\hbar\omega) - n(\varepsilon)] \langle \Pi_{sc}\rangle \, d\varepsilon, \quad (3)$$

где N_F — плотность состояний электронов на уровне Ферми на один атом, $n(\varepsilon+\hbar\omega) - n(\varepsilon) = -\hbar\omega\delta(\varepsilon - E_F)$, а $\langle\Pi_{sc}\rangle$ — поляризационный пропагатор (см. рис. 2), усредненный по примесям в лестничном приближении. С учетом того, что $\omega\tau \ll 1$, $\tau_{sf}^{-1} \ll \tau^{-1}$ и $|\mathbf{q}| l \ll 1$, он принимает следующую форму:

$$\langle\Pi_{sc}(\mathbf{q},\omega)\rangle = \langle G_\uparrow^R(\mathbf{k}+\mathbf{q},\varepsilon+\hbar\omega) G_\downarrow^A(\mathbf{q},\varepsilon)\rangle = \\ = \Pi_{sc}(\mathbf{q},\omega) + \Pi_{sc}^2(\mathbf{q},\omega)\Gamma_{sc}(\mathbf{q},\omega) = \\ = \frac{N_F\pi}{-i(\omega - \Delta\mu/\hbar) + D_0\mathbf{q}^2 + \tau_{sf}^{-1}}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получим окончательное выражение для поперечной восприимчивости, учитывая, что $\hbar\omega \ll E_F$ и $|\mathbf{q}| \ll k_F$ [14]:

$$\chi_\perp^{sc}(\mathbf{q},\omega) = -N_F \frac{\Delta\mu/\hbar - i(D_0\mathbf{q}^2 + \tau_{sf}^{-1})}{(\omega - \Delta\mu/\hbar) + i(D_0\mathbf{q}^2 + \tau_{sf}^{-1})}. \quad (5)$$

Как можно увидеть из выражения (5) для восприимчивости, она имеет резонансный вид из-за наведенного обменного расщепления $\Delta\mu$, вызванного эффектом спиновой аккумуляции. В отсутствие примесей ($\tau_{sf}^{-1} + D_0\mathbf{q}^2 = 0$) восприимчивость (5) принимает вид лоренциана с резонансной частотой $\omega_R = \Delta\mu/\hbar$. В статическом случае, при $\omega = 0$, восприимчивость равна восприимчивости невзаимодействующего газа свободных электронов, $\chi_\perp^{sc}(0,0) = N_F$.

Можно легко показать, что резонансная частота мнимой части восприимчивости (5), которая ответственна за поглощение, имеет вид

$$\omega_R = \sqrt{(\Delta\mu/\hbar)^2 + (\tau_{sf}^{-1} + D_0\mathbf{q}^2)^2}. \quad (6)$$

Действительная часть выражения (5) при частоте резонанса (6) постоянна и равна половине восприимчивости невзаимодействующего газа свободных электронов, $\max(\mathrm{Re}\,\chi_\perp^{sc}) = N_F/2$, тогда как мнимая часть имеет более сложный вид:

$$\max(\mathrm{Im}\,\chi_\perp^{sc}) = \frac{N_F}{2}\frac{\Delta\mu/\hbar}{\tau_{sf}^{-1} + D_0\mathbf{q}^2} \times \\ \times \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\tau_{sf}^{-1} + D_0\mathbf{q}^2}{\Delta\mu/\hbar}\right)^2}\right). \quad (7)$$

Для оценки энергии обменного расщепления $\Delta\mu$, вызванной эффектом спиновой аккумуляции в парамагнитном слое L_2 необходимо решить диффузные спин-зависящие транспортные уравнения в спин-вентильной структуре, как это сделано в следующем разделе.

3. СПИНОВАЯ АККУМУЛЯЦИЯ

Теория спинового транспорта в геометрии, когда ток перпендикулярен интерфейсу между слоями, была предложена в работе Вале и Ферта [5]. Уравнения диффузии в спин-вентильной структуре в случае коллинеарной ориентации намагниченности в ферромагнитных слоях записываются в виде

$$\sum_i \frac{\partial}{\partial\xi_i} j_e^i = 0, \\ \sum_i \frac{\partial}{\partial\xi_i} j_m^{ij} = -\frac{m_j}{a_0^3\tau_{sf}}, \quad (8)$$

где m_j — j-я компонента вектора спиновой аккумуляции на один атом, $\xi_i = x, y$. Вектор зарядового тока $\mathbf{J}_e$ с компонентами j_e^i и тензор спинового тока j_m^{ij} выражаются следующим образом:

$$j_e^i = -\sigma\frac{\partial}{\partial\xi_i}\varphi - \frac{\beta\sigma}{|e_c|N_F}\sum_j M_j \frac{\partial}{\partial\xi_i} m_j, \\ j_m^{ij} = -\frac{\sigma\beta}{|e_c|} M_j \frac{\partial}{\partial\xi_i}\varphi - \frac{\sigma}{e_c^2 N_F}\frac{\partial}{\partial\xi_i} m_j, \quad (9)$$

где φ — электрический потенциал, σ — проводимость, которая связана с константой диффузии через соотношение Эйнштейна: $\sigma = e_c^2 N_F D_0/a_0^3$ [15], M_j — j-я компонента единичного вектора вдоль намагниченности ферромагнитного слоя, a_0 — параметр решетки, β — параметр спиновой ассиметрии проводимости и e_c — заряд электрона.

Система диффузных уравнений (8) с выражениями для токов (9) описывает спин-зависящий транспорт в спин-вентильной структуре. Эта система уравнений может быть решена численно с использо-

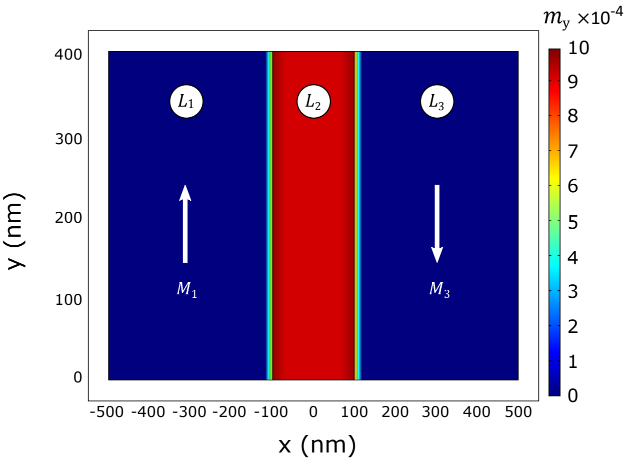

Рис. 3. (В цвете онлайн) Численный расчет спинового транспорта в спин-вентильной структуре. Цветом обозначена величина x-компоненты спиновой аккумуляции. Напряжение 0.83 В, приложенное между электродами L_1 и L_3, создает зарядовую плотность тока 10^8 А/см^2. Проводимость парамагнитных и ферромагнитных слоев $\sigma_{2,4} = 10^{-2}$ (Ом · нм)$^{-1}$ и $\sigma_{1,3,5} = 10^{-3}$ (Ом · нм)$^{-1}$ соответственно. Время релаксации с переворотом спина $\tau_{sf2,4} = 2.4 \cdot 10^{-12}$ с (соответствует диффузионной длине $l_{sf} = 200$ нм) и $\tau_{sf1,3,5} = 6 \cdot 10^{-14}$ с ($l_{sf} = 10$ нм), спиновая асимметрия проводимости $\beta_{1,3,5} = 0.7$ и $N_F = 0.1$ эВ$^{-1}$

ванием метода конечных элементов для любой геометрии, например так, как это показано в работе [6].

Численные вычисления x-компоненты вектора спиновой аккумуляции представлены на рис. 3. Ее значение в парамагнитном слое L_2 практически постоянно и равно в среднем $9.5 \cdot 10^{-4}$. При этом плотность тока через спин-вентильную структуру составляет 10^8 А/см^2. Диффузионная длина l_{sf} связана со временем релаксации электрона с переворотом спина, τ_{sf}, в уравнении (8) и определяется выражением $l_{sf} = \sqrt{D_0 \tau_{sf}}$. Используя соотношение Эйнштейна и полагая параметр решетки равным $a_0 = 0.3$ нм, легко показать, что l_{sf} для пара- и ферромагнитного слоев равны 200 нм и 10 нм соответственно. Можно теперь оценить величину обменного расщепления $\Delta\mu = m_x/N_F$ в парамагнитном слое L_2 и рассчитать частотную зависимость поперечной восприимчивости. Заметим, что относительная поляризация тока выражается через $\Delta\mu$ как $P = \Delta\mu/E_F$.

На рис. 4 показана зависимость поперечной восприимчивости $\chi_\perp^{sc}$ (5) в парамагнитном слое L_2 с параметрами спин-вентильной структуры, перечисленными в подписи к рис. 3, как функция частоты $f = \omega/2\pi$ и волнового вектора $\mathbf{q}$ падающей волны. На вставке изображена зависимость резонансной частоты (6) от волнового вектора $\mathbf{q}$. Значение мнимой части поперечной восприимчивости определяется выражением (7). Уменьшение величины плотности тока в спин-вентильной структуре приведет к уменьшению величины спиновой аккумуляции, а следовательно, и падению резонансной частоты.

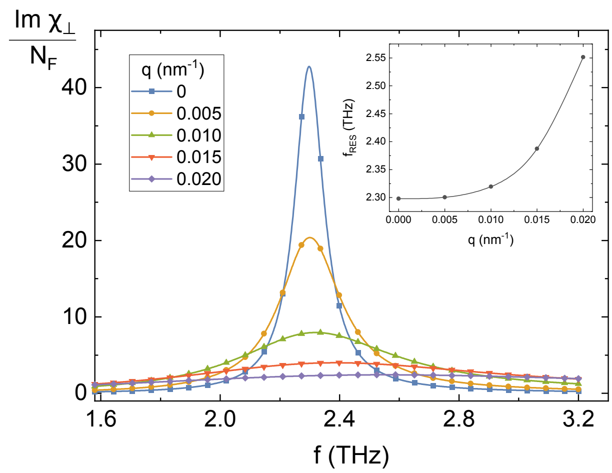

Рис. 4. Мнимая часть поперечной восприимчивости $\chi_\perp^{sc}$ (5), деленая на N_F, в парамагнитном слое L_2 как функция частоты $f = \omega/2\pi$ падающей волны для различных значений волнового вектора $\mathbf{q}$. На вставке показана зависимость резонансной чатоты (6) от волнового вектора $\mathbf{q}$. Параметры расчета: $N_F = 0.1$ эВ$^{-1}$, $v_F = 10^8$ см/с, $\tau = 5.5 \cdot 10^{-14}$ с (соответствует $\sigma = 10^{-2}$ (Ом · нм)$^{-1}$), $\tau_{sf} = 2.4 \cdot 10^{-12}$ с (соответствует $l_{sf} = 200$ нм), $a_0 = 0.3$ нм, $m_x = 9.5 \cdot 10^{-4}$ (соответствует $\Delta\mu = 9.5 \cdot 10^{-3}$ эВ)

Аппроксимируя экспериментальную кривую мнимой части магнитной восприимчивости функцией Лоренца, можно найти величину $\Delta\mu$, которая будет определяться положением резонанса, и величину τ_{sf}, которая будет определяться шириной резонансной кривой. Здесь мы учли, что волновой вектор $\mathbf{q}$ электромагнитной волны мал, порядка ω/c, где c — скорость света, а частота спиновой релаксации пренебрежимо мала по сравнению с частотой резонанса, $\tau_{sf}^{-1} \ll \Delta\mu/\hbar$.

4. ВЫВОДЫ

В заключение сформулируем основные результаты работы. Нами была рассчитана поперечная магнитная восприимчивость парамагнитного слоя спин-вентильной структуры с учетом упругого и спин-зависящего рассеяния под действием эффекта неравновесной спиновой аккумуляции. Было показано, что парамагнитная восприимчивость имеет резонансный характер, который зависит от величины спиновой аккумуляции, создаваемой током, протекающим через спин-вентильную структуру. Аппроксимируя экспериментальную частотную зависимость мнимой части восприимчивости полученными аналитическими зависимостями, можно вычислить такие параметры спинового транспорта, как спин-диффузная длина l_{sf}, величина спиновой аккумуляции $\Delta\mu$ и соответствующие им величины: время спиновой релаксации τ_{sf} и относительная спиновая поляризация тока P. Данный метод позволит избежать отклонения намагниченности ферромагнитных электродов, так как не подразумевает использования внешнего магнитного поля в отличие от метода, основанного на эффекте Ханле.

Ограничением данного экспериментального метода является требование к толщине парамагнитного слоя, которая должна быть заведомо меньше, чем спин-диффузионная длина l_{sf} для обеспечения однородности спиновой аккумуляции вдоль парамагнетика. Плотность тока, протекающего через спин-вентильную структуру, должна быть как можно больше, чтобы резонанс магнитной восприимчивости хорошо выделялся на уровне термоэлектрических флуктуаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant et al., J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
2. S. Tehrani, J. M. Slaughter, M. Deherrera et al., Proc. IEEE **91**, 703 (2003).
3. B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin et al., Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
4. M. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
5. T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
6. N. Strelkov, A. Vedyayev, N. Ryzhanova et al., Phys. Rev. B **84**, 024416 (2011).
7. M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. Lett. **55**, 1790 (1985).
8. F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip et al., Nature **416**, 713 (2002).
9. S. Noh, D. Monma, K. Miyake et al., IEEE Trans. Magn. **47**, 2387 (2011).
10. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, D. E. Khmelnitskii, and A. I. Larkin, in *Quantum Theory of Solids*, ed. by I. M. Lifshits, Mir Publ., Moscow (1982), p. 130.
11. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in *Electron–Electron Interactions in Disordered Systems,* ed. by A. L. Efros and M. B. Pollak, Elsevier, Amsterdam (1985), pp. 1–153.
12. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **58**, 2271 (1987).
13. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматлит, Москва (1962) [A. A. Abrikosov, L. P. Gorkov, and I. E. Dzyaloshinski, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, ed. by R. Silverman, Dover publ., New York (1963)].
14. D. Pines and P. Nozières, *The Theory of Quantum Liquids*, Vol. 1, CRC Press, Boca Raton (2018).
15. S. Zhang, P. M. Levy, and A. Fert, Phys. Rev. Lett. **88**, 236601 (2002).