

Колебания спиновой поляризации в магнитно-неоднородном проводящем кольце

П.В. Пышкин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: pyshkin_p@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 15 апреля 2010 г.

Рассмотрена реальная часть кондактанса одномерного проводящего кольца, магнитные свойства которого меняются вдоль проводника. Проанализирована возможность возбуждения внешней ЭДС новых колебаний спиновой поляризации в кольце.

Розглянуто реальну частину кондактансу одновимірного кільця, що є провідником, магнітні властивості якого змінюються вздовж кільця. Проаналізовано можливість збудження нових коливань спінової поляризації в кільці за допомогою зовнішньої ерс.

PACS: 75.76.+j Эффекты спинового транспорта;
85.75.-d Магнитоэлектроника, спинтроника, устройства, использующие спин-поляризованный транспорт.

Ключевые слова: спинтроника, спиновый транспорт.

В работах [1–3] было показано, что в магнитных проводниках микроразмеров возможны новые слабозатухающие колебания спиновой поляризации, которые могут сопровождаться колебаниями электрического тока, и их частоту можно регулировать в широких пределах изменением внешних параметров. Такого типа «спиновый маятник» может быть предложен как дополнение к разнообразным спинтронным устройствам, предложенным ранее [4]. Комбинированные колебания спиновой концентрации и дрейфового тока в проводящем магнитном кольце в условиях электронной гидродинамики [5] рассмотрены в работах [1,2]. Такие колебания могут существовать только в пространственно неоднородном по магнитным свойствам кольце: равновесные плотности спиновых компонент n_{\uparrow} , n_{\downarrow} («спин-вверх» и «спин-вниз» электронов) должны изменяться вдоль кольца. Магнитно-неоднородная ситуация может быть реализована, например, для проводящих гетероструктур [6] неоднородным электрическим потенциалом затворов.

В работе [3] указано на существование колебаний спиновой плотности другого типа в ситуации баллистического электронного транспорта в кольцах и незамкнутых проводниках. Наиболее выраженными такие колебания должны быть в одномерных проводниках, т.е. столь тонких проводниках, что пространственное квантование реализует в них только один канал проводимости. Данные колебания подобны пучковым волнам [7]

в металлах с несколькими группами носителей тока. Электронейтральность при баллистическом переносе электронами неравновесной спиновой плотности $\rho_{\uparrow,\downarrow}$ (полная плотность заряда спиновых компонент равна $n_{\uparrow,\downarrow} + \rho_{\uparrow,\downarrow}$) достигается выполнением условия $\rho_{\uparrow} = -\rho_{\downarrow}$ (здесь и далее речь идет об одномерных плотностях). Существование указанных колебаний не требует магнитной неоднородности проводника, они возможны как в магнетике, так и немагнетике. Но, как будет показано ниже, возбуждаться электрическим полем они могут только в магнитно-неоднородном случае. В отличие от спиновых волн в металлах [8] предсказанные в [3] колебания спиновой поляризации существуют и в отсутствие зависящего от спина фермижидкостного взаимодействия.

В данной работе рассмотрено возбуждение всех колебаний указанного выше типа в магнитно-неоднородном кольце при произвольном соотношении между частотами столкновений с потерей и без потери импульса, частотой колебаний. Рассмотрим кольцо из одномерного проводника, магнитная неоднородность которого моделируется его составлением из двух неоднородных магнетиков длиной L_l и L_r (рис. 1), равновесные концентрации спиновых компонент в «левой» и «правой» частях кольца $n_{\uparrow,\downarrow,l}$ и $n_{\uparrow,\downarrow,r}$ соответственно. Данная модель кольца выбрана для упрощения вычислений и на эксперименте не обязательно должна реализовываться соединением двух разных магнетиков —

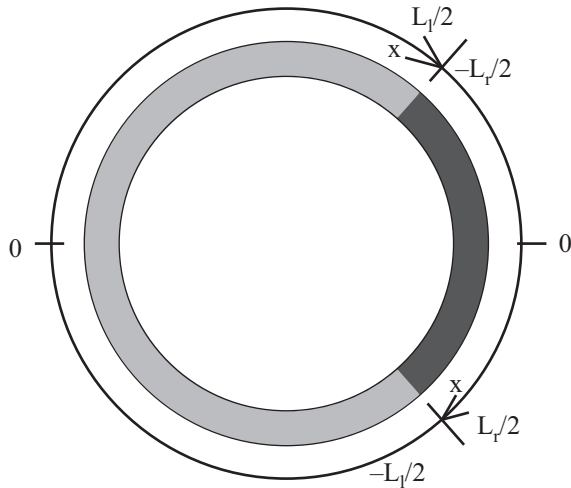


Fig. 1. Проводящее кольцо, составленное из двух частей с разными магнитными свойствами.

в случае соединения обычно возникает контактный потенциальный барьер, который не присутствует в нашем рассмотрении. Направления намагниченности во всех точках кольца считаем коллинеарными, и поэтому эффекты когерентности магнитных компонент отсутствуют.

В работе [2] для одномерного проводника в квазиклассическом пределе записаны уравнения для скоростей дрейфа электронных компонент $u_{\uparrow,\downarrow}$ и добавок к их плотностям $\rho_{\uparrow,\downarrow}$ в случае баллистического транспорта. Релаксационные процессы в магнетике могут быть учтены в приближении Фленсберга [9], как это сделано в работе [10]. Тогда имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho_{\sigma}}{\partial t} + j'_{\sigma} = -\frac{e\Pi_0}{\tau_{sf}}(\mu_{\sigma} - \mu_{-\sigma}); \quad (1)$$

$$\frac{m}{n_{\sigma}} \frac{\partial j_{\sigma}}{\partial t} + (\mu_{\sigma} + e\varphi)' - eE = -\sum_{\sigma'} \beta_{\sigma\sigma'} j_{\sigma'}; \quad (2)$$

$$\beta_{\uparrow\uparrow} = e(\rho_{i\uparrow} + An_{\uparrow}^{-2}), \beta_{\downarrow\downarrow} = e(\rho_{i\downarrow} + An_{\downarrow}^{-2}),$$

$$\beta_{\uparrow\downarrow} = \beta_{\downarrow\uparrow} = -eA(n_{\uparrow}n_{\downarrow})^{-1}; \quad (3)$$

$$\sum_{\sigma} \rho_{\sigma} = 0. \quad (4)$$

Эти уравнения записаны для вырожденной электронной системы в линейном по отклонению от состояния равновесия приближении. Индекс σ нумерует направления спина ($-\sigma$ — направление, противоположное σ); $j_{\sigma} = n_{\sigma}u_{\sigma}$ — электрический ток спиновой компоненты; $\Pi_0^{-1} = \Pi_{\uparrow}^{-1} + \Pi_{\downarrow}^{-1}$, Π_{σ} — плотность состояний на уровне Ферми; τ_{sf} — время жизни относительно переворота спина электрона (процесса спин-флипа); массы электронов обеих компонент для про-

стоты считаем одинаковыми и равными m ; φ — потенциал электрического поля, возникающего в условиях электронной неравновесности; e — заряд электрона; μ_{σ} — неравновесная добавка к химическому потенциалу компоненты, в линейном приближении

$$\rho_{\sigma} = e\Pi_{\sigma}\mu_{\sigma}. \quad (5)$$

Величины $\beta_{\sigma\sigma'}$ описывают процессы электронной релаксации: ρ_i — удельное сопротивление, связанное со столкновениями электронов с потерей импульса (столкновения с примесями, например), константа A пропорциональна частоте электрон-электронных столкновений v_{ee} ($A \approx e^{-1}mv_{ee}n_m, n_m^{-1} = n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1}$), сохраняющих импульс электронной системы.

Рассмотрим возбуждение колебаний спиновой плотности в кольце электрическим полем индукции, напряженностью $E = E_0 \exp(i\omega t)$, создаваемым потоком через площадь кольца внешнего переменного магнитного поля. Ограничимся рассмотрением линейных колебаний, поэтому далее будем предполагать, что

$$\rho_{\uparrow,\downarrow}(x,t) = \rho_{\uparrow,\downarrow}(x) \exp(i\omega t),$$

$$j_{\uparrow,\downarrow}(x,t) = j_{\uparrow,\downarrow}(x) \exp(i\omega t).$$

Для дальнейших вычислений удобно, используя соотношения (4), (5), привести уравнение (1) к следующему виду:

$$e\Pi_{\sigma}\mu_{\sigma}(i\omega + \tau_{sf}^{-1}) + j'_{\sigma} = 0. \quad (6)$$

Уравнение (2) запишем в следующем виде:

$$\gamma_{\sigma} j_{\sigma} - aj = -\frac{\mu'_{\sigma}}{e} - \varphi' + E, \quad (7)$$

где

$$\gamma_{\sigma} = \frac{i\omega m}{en_{\sigma}} + \rho_{i\sigma} + \frac{A}{n_{\sigma}^2} + \frac{A}{n_{\sigma}n_{-\sigma}}, \quad a = \frac{A}{n_{\sigma}n_{-\sigma}}, \quad j = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}.$$

Пусть точки $x = 0$ находятся посередине каждой из частей, как это показано на рис. 1. Тогда решение уравнений (6) и (7) удобно искать в следующем виде:

$$j_{\sigma}(x) = d_{\sigma} + f_{\sigma}(e^{-x/\lambda} + \alpha e^{x/\lambda});$$

$$\mu_{\sigma}(x) = g_{\sigma}(e^{-x/\lambda} - \alpha e^{x/\lambda});$$

$$\varphi(x) = b + cx + h(e^{-x/\lambda} - \alpha e^{x/\lambda}).$$

Вычисления значительно упрощаются благодаря симметрии всех уравнений задачи для величин j_{σ} , μ_{σ} , φ относительно замены $x \rightarrow -x$. Симметрия означает, что для всех решений (если они существуют) коэффициент α может быть выбран принимающим значения ± 1 . Если $E \neq 0$ (вынужденные колебания), то выбор $\alpha = -1$ не соответствует симметрии вынуждающей силы в уравнении (2). Таким образом, рассматриваем

мый способ возбуждения колебаний электрическим полем выявляет только собственные колебания, симметричные относительно начала отсчета на рис. 1. Полагая $\alpha = 1$, подставляя токи и потенциалы в уравнения (6), (7) и приравнявая отдельно свободные константы и предэкспоненциальные множители, получаем для каждой части кольца систему уравнений

$$e\Pi_{\sigma}(i\omega + \tau_{sf}^{-1})g_{\sigma} = \frac{f_{\sigma}}{\lambda};$$

$$\gamma_{\sigma}f_{\sigma} = \frac{1}{e\lambda}(g_{\sigma} + eh);$$

$$\gamma_{\sigma}d_{\sigma} - aj = c + E.$$

Из условия электронейтральности (4) и уравнения непрерывности (1) следует независимость полного тока j от координаты, откуда $f_{\sigma} = -f_{-\sigma}$. Первое и второе уравнения здесь являются системой однородных уравнений для величин f , μ_{σ} и ϕ . Это система уравнений имеет нетривиальное решение при следующем значении параметра λ :

$$\lambda^2 = (e\Pi_0(i\omega + \tau_{sf}^{-1})\gamma)^{-1}, \quad (8)$$

где $\gamma = \gamma_{\uparrow} + \gamma_{\downarrow}$. С помощью третьего из этих уравнений константы d_{σ} могут быть выражены через полный ток j :

$$d_{\sigma} = j \frac{\gamma_{-\sigma}}{\gamma}. \quad (9)$$

Для связи констант, соответствующих разным частям кольца, нужно воспользоваться условием непрерывности спиновых токов и электрохимических потенциалов на двух границах в кольце. Причем, поскольку симметрия задачи уже учтена в записи этих величин, достаточно записать условия шивки на одной из двух границ:

$$j_{l\sigma}(-L_l/2) = j_{r\sigma}(L_r/2);$$

$$\mu_{l\sigma}(-L_l/2) + e\phi_l(-L_l/2) = \mu_{r\sigma}(L_r/2) + e\phi_r(L_r/2).$$

Из приведенной выше системы уравнений можно выразить константы f_{σ} через константы d_{σ} :

$$f_{l,r\sigma} = \frac{(d_{r,l\sigma} - d_{l,r\sigma})(1 - N_{r,l})\gamma_{r,l}\lambda_{r,l}e^{-L_{l,r}/2\lambda_{l,r}}}{(1 + N_l)(1 - N_r)\gamma_r\lambda_r + (1 + N_r)(1 - N_l)\gamma_l\lambda_l}, \quad (10)$$

$$N_{l,r} = \exp(-L_{l,r}/\lambda_{l,r}).$$

Подставляя (10) в (7), используя при этом (9) и интегрируя полученное равенство по всему кольцу, получаем связь между полным током j и внешней эдс $\oint E dx$

$$\oint E dx = Rj, \quad (11)$$

$$R = R_l + R_r + 2R_{\text{border}}, \quad (12)$$

$$R_{l,r} = L_{l,r} \left(\frac{\gamma_{\uparrow l,r}\gamma_{\downarrow l,r}}{\gamma_{l,r}} - a \right), \quad (13)$$

$$R_{\text{border}} = \frac{(1 - N_l)(1 - N_r)(\gamma_{\downarrow l}\gamma_{\uparrow r} - \gamma_{\downarrow r}\gamma_{\uparrow l})^2}{\gamma_l^2\gamma_r^2 \left(\frac{(1 + N_l)(1 - N_r)}{\lambda_l\gamma_l} + \frac{(1 + N_r)(1 - N_l)}{\lambda_r\gamma_r} \right)}. \quad (14)$$

Выражение (13) определяет сопротивления обеих частей кольца в отсутствие спиновой неравновесности, таким образом, величина R_{border} связана с магнитной неоднородностью кольца. Если положить $\omega = 0$, $N_{l,r} = 0$, то выражение (14) в точности равно неравновесному сопротивлению одиночной границы между двумя проводниками с разными магнитными свойствами, полученному в работе [11]. В дальнейшем нас будет интересовать зависимость реальной части кондуктанса кольца от частоты ω внешней эдс, т.е. величина $Z(\omega) = \text{Re}(1/R(\omega))$.

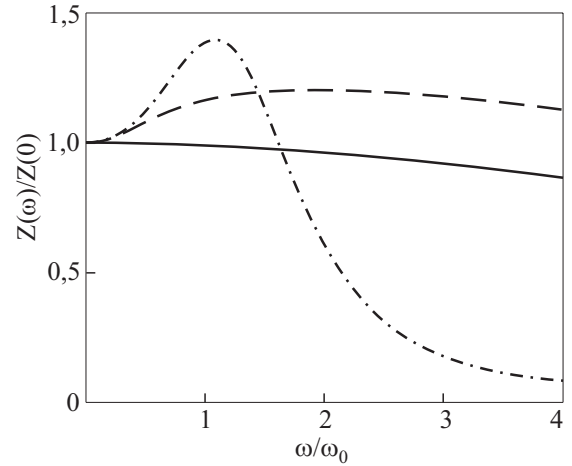


Fig. 2. Зависимость $Z(\omega)/Z(0)$, построенная по формуле (12), для кольца, составленного из двух частей одинаковой длины ($L_l = L_r$). Частота измеряется в единицах характер-

ной частоты системы $\omega_0^2 = \frac{n_{\uparrow}n_{\downarrow}}{mne\Pi_0L^2} \approx \frac{v_F^2}{L^2}$. Сплошная и

пунктирная кривые соответствуют случаю, когда частоты нормальных столкновений и столкновений с потерей импульса электронной системы в 10 раз выше характерной частоты ($v_{ee} = v_i = 10\omega_0$). При этом сплошная кривая соответствует магнитно-однородному кольцу ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\uparrow\downarrow}$), а пунктирная кривая — магнитно-неоднородному кольцу ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\downarrow\uparrow}$) с поляризацией электронной плотности $n_{\uparrow}/n_{\downarrow} = 30/70$. Штрих-пунктирная кривая соответствует случаю, когда кольцо магнитно-неоднородное ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\downarrow\uparrow}$) с поляризацией электронной плотности $n_{\uparrow}/n_{\downarrow} = 30/70$, а частота электрон-электронных столкновений в 10 раз выше частоты столкновений с потерей импульса электронной системы ($v_{ee} = 10\omega_0$, $v_i = \omega_0$). Для всех случаев частота спин-флипа $\tau_{sf}^{-1} = \omega_0/10$.

Как видно на рис. 2, магнитная неоднородность кольца приводит к возрастанию $Z(\omega)$ с ростом частоты при малых ω , в то время как для магнитно-однородного кольца величина $Z(\omega)$ монотонно убывает с ростом внешней частоты. Рост кондактанса на малых частотах в случае магнитно-неоднородного образца можно объяснить, основываясь на результатах работы [11]: поскольку в статической проводимости спиновая неравновесность приводит к увеличению электросопротивления [11], то рост частоты, ограничивая, согласно (8), область неравновесности, приводит к увеличению кондактанса. Дальнейшее уменьшение кондактанса с ростом частоты объясняется (как и в случае однородного кольца) инерционностью носителей заряда — в соответствии с формулой Друде–Лоренца. Указанный рост кондактанса при частотах, меньших и сравнимых с ω_0 , имеет место в случае $v_i + v_{ee} > \omega_0 \gg \tau_{sf}^{-1}$.

Характерный максимум на рис. 2 для гидродинамической ситуации в проводимости соответствует резонансу типа «спинового маятника» вблизи характерной частоты [1]. Однако, в отличие от работ [1–3], в которых предполагалось плавное изменение магнитных свойств кольца, в случае резких границ между областями с разными магнитными свойствами собственные колебания такого «спинового маятника» будут сильно затухающими из-за диффузионных процессов вблизи границ, декремент затухания оказывается порядка самой частоты резонанса.

Следует также отметить, что разная длина свободного пробега относительно столкновений с примесями для спиновых групп в магнетике [12] также может влиять на характер резонансных пиков. Так, если электроны спиновой группы с меньшей плотностью рассеиваются на примесях чаще, чем электроны другой спиновой группы, то резонансные пики будут более ярко выражены по сравнению с ситуацией, когда рассеяние электронов из разных спиновых групп происходит одинаково.

В пределе баллистического транспорта в кольце, когда длина свободного пробега электронов относительно любых столкновений много больше длины кольца $v_{ee}, v_i \ll v_F / L$ и время спиновой релаксации много больше характерного периода пробега электрона вдоль кольца $\tau_{sf} \gg L / v_F$, поведение кондактанса магнитно-неоднородного кольца существенно отличается от диффузионного или гидродинамического случаев. Вместо одного резонансного максимума в зависимости величины $Z(\omega)$ появляется ряд резонансов (рис. 3), эти максимумы тем более выражены, чем меньше частота релаксационных процессов. Как и в случае с диффузионным транспортом, резонансы выражены ярче, если магнитная неоднородность кольца больше. Для случая, когда обе части кольца одинаковой длины $L_l = L_r$, поляризации «левой» и «правой»

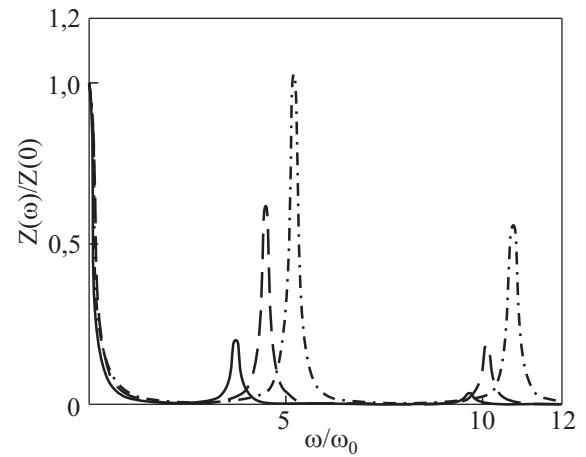


Fig. 3. График зависимости $Z(\omega)/Z(0)$, построенный по формуле (12), для кольца, составленного из двух частей одинаковой длины ($L_l = L_r$). Частота измеряется в единицах

характерной частоты системы $\omega_0^2 = \frac{n_{\uparrow} n_{\downarrow}}{m e \Pi_0 L^2} \approx \frac{v_F^2}{L^2}$, поляризация электронной плотности $n_{\uparrow} / n_{\downarrow}$ составляет 20/80 для сплошной кривой, 10/90 — для пунктирной кривой и 5/95 для штрих-пунктирной кривой. Частоты нормальных столкновений, столкновений с потерей импульса электронной системы и частота спин-флипа в 10 раз меньше характерной частоты ($v_{ee} = v_i = \tau_{sf}^{-1} = \omega_0 / 10$).

частей противоположны ($n_{l\uparrow\downarrow} = n_{r\downarrow\uparrow}$) и при этом слабые $|n_{\uparrow} - n_{\downarrow}| / n \ll 1$, $\Pi_0 = \text{const}$ можно аналитически найти резонансные частоты ω . Для этого необходимо в выражениях (13), (14) положить $\rho_{i\uparrow\downarrow} = 0$, $A = 0$, а затем решить уравнение $R(\omega) = 0$. В результате получаем следующее выражение для резонансных частот:

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{\delta}{8} \right) \left(\pi + 2\pi k + \frac{2\delta}{\pi + 2\pi k} \right), \quad (15)$$

$$\delta = 4 \frac{(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})^2}{n^2} \ll 1$$

$$\omega_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n}{m e \Pi_0 L^2}}, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Как видно из (14), $R_{\text{border}} = 0$ при всех частотах, если отношение $\gamma_{\uparrow} / \gamma_{\downarrow}$ не зависит от координаты, т.е. при этом условии все указанные выше особенности кондактанса отсутствуют. Такое положение имеет место не только для однородного кольца, но и если неоднородность не имеет характер «магнитной», т.е. если плотности спиновых компонент и их удельные проводимости ρ_i меняются от точки к точке пропорционально друг другу. Таким образом, утверждение о том, что рассмотренные колебания могут быть возбуждены электрическим полем в магнитно-неоднородном кольце, доказано. Именно в этом случае колебания спиновой плотности сопровождаются переменным электри-

ческим током по кольцу. Связь спиновых колебаний с током на качественном уровне можно пояснить следующим образом. Условие электронейтральности вынуждает неоднородные концентрации двух различных спиновых компонент двигаться по проводнику совместно. При неоднородной проводимости компонент это достигается появлением в проводнике внутреннего электрического поля, которое и создает ток.

Следует иметь в виду, что корни уравнения $R(\omega) = 0$ определяют частоты не всех собственных колебаний в системе, а только тех, которые могут быть возбуждены рассмотренным электрическим методом. Выше упоминалось о колебаниях с нечетными по x токами, они не возбуждаются электрическим полем, но являются решениями системы уравнений (4)–(7) в отсутствие столкновений и при $E = 0$. Частоты этих собственных колебаний

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{\delta}{8} \right) \left(2\pi k + \frac{\delta}{\pi k} \right).$$

Как четные по x , так и нечетные колебания существуют в баллистическом режиме и в однородном кольце ($\delta = 0$).

Поскольку резкий переход между магнитно-однородными частями кольца приводит к сильному затуханию колебаний типа «спинового маятника», то понятно, что плавный характер перехода приведет к наиболее существенным изменениям в случае гидродинамического транспорта. Чтобы проследить эти изменения, введем конечную длину перехода $L_{tr} \ll L$, пусть $v_{ee} \gg \omega_0$, столкновениями с несохранением импульса и спина пренебрежем. Выделим в токах чисто гидродинамическую часть, соответствующую равенству дрейфовых скоростей компонент:

$$j_{\sigma} = j \frac{n_{\sigma}}{n} \pm j_1,$$

знак «+» соответствует «спину вверх», минус — «спину вниз». Вычитая одно из другого уравнения (7) для разных компонент, разрешая получившееся уравнение относительно j_1 и подставляя в (1), имеем:

$$\frac{\partial \rho_{\uparrow}}{\partial t} = \left[\frac{n_0}{A} \left(\frac{\rho_{\uparrow}}{\Pi_0} \right)' \right]' - j \left(\frac{n_{\uparrow}}{n} \right)', \quad (16)$$

где $n_0^{-1} = n_{\uparrow}^{-1} + n_{\downarrow}^{-1}$. Уравнение (16) описывает диффузию неравновесных спинов вблизи перехода, где протекающий ток генерирует спиновую неравновесность. Упростим модель, полагая, что величины n_0 , Π_0 , A не зависят от x . Тогда имеем

$$\mu_{\sigma}(x) = - \frac{j}{\Pi_{\sigma}} \int G(x-y) \left(\frac{n_{\uparrow}(y)}{n(y)} \right)' dy, \quad (17)$$

где функция Грина уравнения диффузии (16) равна

$$G(x) = \frac{1}{2i\omega\lambda} \exp(-|x|/\lambda), \quad \lambda = \sqrt{\frac{n_0^2}{i\omega A \Pi_0}}.$$

Чтобы получить выражение для сопротивления R в рассматриваемом случае, умножим обе части уравнений (7) на n_{σ} , сложим уравнения для разных компонент (из этой суммы выпадают слагаемые с A), разделим на n и проинтегрируем по всему кольцу. После интегрирования по частям с использованием (17) имеем

$$R = \frac{1}{e^2} \oint \left[\frac{i\omega m}{n} - \frac{1}{\Pi_0} \int \left(\frac{n_{\uparrow}(x)}{n(x)} \right)' G(x-y) \left(\frac{n_{\uparrow}(y)}{n(y)} \right)' dy \right] dx. \quad (18)$$

При $\lambda \ll L_{tr}$ функцию $G(x-y)$ в (18) можно заменить на $(i\omega)^{-1} \delta(x-y)$ и условие $R=0$ определяет тогда частоту колебаний «спинового маятника», найденную в [1]:

$$\omega^2 = \oint \left(\frac{n_{\uparrow}}{n} \right)^2 \frac{1}{\Pi_0} dx \left(\oint \frac{m}{n} dx \right)^{-1}. \quad (19)$$

На рис. 4 изображен график зависимости $Z(\omega)$ для кольца, состоящего из двух противоположно намагниченных частей одинаковой длины с областями плавных переходов между ними длиной L_{tr} , построенный с использованием формулы (18) для трех различных значе-

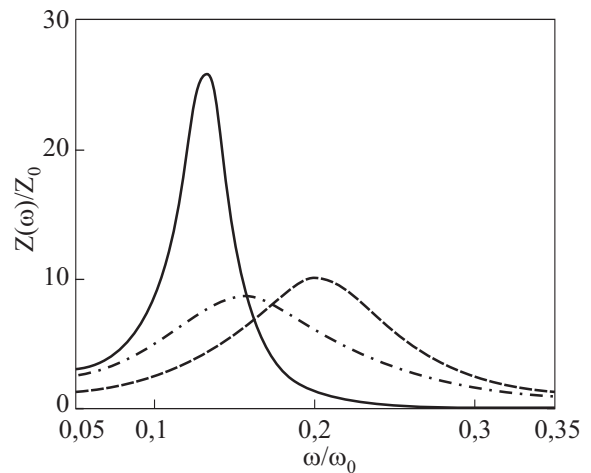


Fig. 4. График зависимости $Z(\omega)/Z_0$, построенный с использованием формулы (18), для магнитно-неоднородного кольца с плавным изменением магнитных свойств. Частота нормальных столкновений $v_{ee} = 1000\omega_0$, процессы спин-флипа и столкновения с потерей импульса электронной системы отсутствуют. $Z_0^{-1} = \oint \frac{m\omega_0}{ne^2} dx$. $L_{tr} = 0,2L$ — сплошная кривая, $L_{tr} = 0,05L$; — пунктирная кривая, $L_{tr} = 0,0125L$ — штрих-пунктирная кривая, где L — длина кольца, L_{tr} — характерный размер магнитной неоднородности.

ний L_{tr} . При построении графиков предполагалась слабая намагниченность кольца ($|n_{\uparrow} - n_{\downarrow}|/n = 0,035$), так, чтобы величину λ можно было считать не зависящей от x . Видно, что наиболее выраженный максимум кондактанса имеется в случае наиболее плавного изменения магнитных свойств кольца, это объясняется тем, что период собственных колебаний в этом случае меньше времени диффузии спиновой неравновесности через область L_{tr} . При уменьшении длины перехода между разными по магнитным свойствам половинками частота резонанса сначала увеличивается согласно формуле для частоты собственных колебаний «спинового маятника» (19) и перестает расти, когда частота «спинового маятника» становится порядка τ_d^{-1} , где $\tau_d \approx L_{tr}^2/D$ — время диффузии спиновой неравновесности в области L_{tr} , $D \approx v_F^2/v_{ee} \approx \omega_0^2 L^2/v_{ee}$ — коэффициент диффузии.

Оценим порядок величины, характерной для рассмотренных колебаний в баллистическом режиме частоты $\omega_0 \approx v_F/L$. Поскольку в гетероструктурах на основе AsGa длина свободного пробега относительно столкновений с несовершенствами структуры достигает 10μ , а $v_F \approx 10^7$ см/с, то $\omega_0 \approx 10^{10}$ с⁻¹. Частота колебаний «спинового маятника» (гидродинамический режим) может быть заметно уменьшена по сравнению с ω_0 , поскольку содержит занижающим фактором степень неоднородности $(n_{\uparrow}/n)_r - (n_{\uparrow}/n)_l$.

В заключение отметим, что в работе рассмотрена частотная зависимость сопротивления магнитно-неоднородных замкнутых проводников. Показано, что в зависимости реальной части кондактанса кольца от частоты внешней эдс может быть как один максимум в случае диффузионного или гидродинамического транспорта, так и ряд острых пиков в случае баллистического транспорта, соответствующих возбуждению полем собственных колебаний спиновой поляризации проводника. В гидродинамической ситуации наиболее ярко выраженный максимум кондактанса может наблюдаться в кольцах с плавно изменяющимися магнитными свойствами («спиновый маятник»).

Автор благодарен А.И. Копелиовичу за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

1. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *Phys. Rev.* **B73**, 153204 (2006).
2. Р.Н. Гуржи, А.Н. Калинин, А.И. Копелиович, П.В. Пышкин, А.В. Яновский, *ЖЭТФ* **132**, 209 (2007)
3. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, S.B. Rutkevich, A.V. Yanovsky, and A.N. Yashin, *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*, **10**, 238 (2007).
4. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004)
5. Р.Н. Гуржи, *УФН* **94** (4), 689 (1968).
6. T. Ando et al., *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
7. Ю.А. Авраменко, Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, В.Д. Филь, *ФНТ* **35**, 919 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 724 (2009)]
8. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Статистическая физика, Часть 2. Теория конденсированного состояния*. Наука, Москва (1978).
9. K. Flensberg, T.S. Jensen, and N.A. Mortensen, *Phys. Rev.* **B64**, 245308 (2001).
10. А.И. Копелиович, П.В. Пышкин, *ФНТ* **35**, 540 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 426 (2009)]
11. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *ФНТ* (в печати).
12. Bruce A. Gurney, Virgil S. Speriosu, Jean-Pierre Nozieres, Harry Lefakis, Dennis R. Wilhoit, and Omar U. Need, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4023 (1993).

Spin polarization oscillations in magnetoinhomogeneous conducting ring

P.V. Pyshkin

The real part of conductance of 1D conducting ring with inhomogeneous magnetic properties varying along the ring is investigated. Possibility of excitation of a new kind of spin polarization oscillations in the ring is analyzed.

PACS: 75.76.+j Spin transport effects;

85.75.-d Magnetoelectronics; spintronics: devices exploiting spin polarized transport or integrated magnetic fields.

Keywords: spintronics, spin transport.