

Транспортно-спиновые явления в нанопроводниках с большим радиусом экранирования

А.И. Копелиович

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kopeliovich4@gmail.com*

Л.Г. Петренко

*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Кирпичова, 21, г. Харьков, 61000, Украина*

Статья поступила в редакцию 1 августа 2016 г., после переработки 16 октября 2016 г., опубликована онлайн 26 декабря 2016 г.

В двухжидкостной гидродинамической модели рассмотрена электропроводность коллинеарных магнитных проводников микро-, наноразмера, в которых обычное для проводников экранирование электрического поля не имеет места. Показано, что транспортные свойства таких проводников качественно отличаются от известных. Предсказан электроспиновый эффект.

У межах дворідинної гідродинамічної моделі розглянуто електропровідність колінеарних магнітних провідників мікро-, нанорозміру, в яких звичайне для провідників екранування електричного поля не має місця. Показано, що транспортні властивості таких провідників якісно відрізняються від відомих. Передбачено електроспіновий ефект.

PACS: **73.90.+f** Другие темы в электронной структуре и электрических свойствах поверхностей, поверхностей раздела и тонкие пленки.

Ключевые слова: электропроводность проводников, электроспиновый эффект.

Традиционное представление о проводниках основано на распространенности проводников, которые будем называть «хорошими». Это проводники, характерные размеры которых существенно превышают радиус экранирования электрического поля, а частоты рассматриваемых явлений гораздо меньше плазменной. Стандартная макроскопическая теория электродинамики «хороших» проводников приведена в монографии [1], «идеология» электронейтральности металлов применительно к задачам электронной кинетики изложена в монографии [2]. Главное приближение теории транспортных явлений в «хороших» проводниках заключается в том, что макроскопические объемные заряды отсутствуют (электронейтральность), а электрическое поле в замкнутом проводнике равно нулю.

В работах [3] развита теория транспортно-спиновых явлений в «хороших» проводниках. В работе [4] показано, что при условии $e^2\Pi_2 d \approx \varepsilon$ транспортная и спиновая динамика двумерного проводника в большой степени связана с динамикой плазменных колебаний, таким образом, нарушается приближение «хорошего» проводника. В этой оценке e — заряд электрона, Π_2 — плотность состояний по энергии электронов проводимости 2D проводника, d — меньший из его размеров, ε — диэлектрическая проницаемость, определяемая связанными электронами проводника. Данная оценка приводит к весьма малым значениям d : нано-, почти атомным, если речь не идет о собственных полупроводниках*. В данной работе рассмотрена транспортная ситуация в пределе $e^2\Pi \ll \varepsilon$ (Π — линейная плот-

* В собственных полупроводниках необходимо учитывать образование экситонов при малой концентрации носителей тока, что выходит за рамки данной работы.

ность состояний), хотя равенство $e^2\Pi = 1$ для вырожденного проводника означает, что два из его размеров порядка боровского радиуса. По-видимому, предполагаемая ситуация возможна, учитывая, что в некоторых полупроводниках ϵ достигает сотни, выполнению указанного неравенства способствуют также малая эффективная масса носителей тока и относительно высокие температуры, при которых распределение частиц по энергии не вырождено.

Более точное рассмотрение (присутствующее в формулах работы [4], см. также разд. 5 данной работы) показывает, что неравенство, необходимое для возможности рассмотрения «плохого» проводника в рамках одноэлектронной теории, должно быть уточнено следующим образом:

$$e^2\Pi \ln \frac{L}{d} \ll \epsilon, \quad (1)$$

где L — длина проводника. В истинно одномерном проводнике, в котором (1) нарушается за счет большой величины $\ln(L/d)$, приближение ферми-газа (ферми-жидкости), как известно, неприменимо, электронная система описывается как жидкость Латтинжера [5].

Как увидим ниже, данное рассмотрение интересно уже тем, что в указанном пределе характер проводимости кардинально отличается от привычного. Возникают новые электронные эффекты типа газового звука. Электроспиновые эффекты также существенно отличны от предсказанных для «хороших» проводников и могут быть использованы для наблюдения необычных транспортных явлений в рассмотренных проводниках. По-видимому, рассмотренные в работе эффекты могут быть применены для обнаружения и контроля проводящих нановключений.

1. Постановка задачи и основные уравнения

В работе рассмотрена следующая модель. Между пластинами конденсатора, к которым приложено переменное напряжение, вдоль силовых линий поля рас-

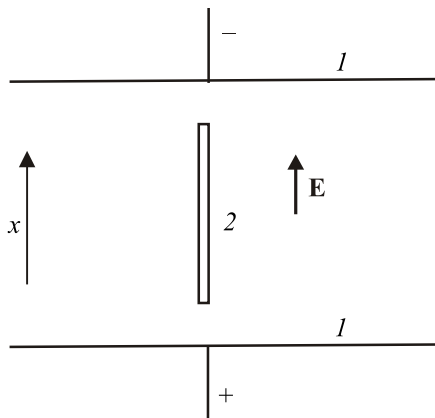


Рис. 1. Геометрическая модель задачи (1 — пластины конденсатора; 2 — образец).

положен тонкий проводник толщиной d и длиной L , $L \gg d$ (рис. 1). Подчеркнем, что между пластинами конденсатора и проводником отсутствует передача заряда, как непосредственная, так и туннельная. Будем считать, что в силу неравенства (1) собственным электрическим полем, создаваемым поляризационными зарядами проводника, можно пренебречь по сравнению с полем \mathbf{E} в конденсаторе (подробнее см. разд. 5). При указанном расположении длинного тонкого проводника внешнее электрическое поле ослаблено связанными зарядами только вблизи его краев и равно \mathbf{E} внутри; при этом создаваемое поляризационными зарядами поле ослабляется в ϵ раз. Проводник, вообще говоря, является магнетиком, его спиновый магнитный момент определяется либо обменным взаимодействием носителей тока, либо их взаимодействием с магнитными примесями, может также создаваться приложенным магнитным полем. Для целей нашего рассмотрения достаточно ввести различную плотность спиновых электронных компонент ρ_σ , индекс σ обозначает одну из двух проекций спина электрона на заданное направление.

При рассмотрении мы используем гидродинамическую двухжидкостную модель [3], применимую для описания коллинеарного (только вдоль одной оси) расположения спинов, при условиях $\ell_{ee} \ll l$, $\ell_{ee} \ll L$, $\omega \ll v_{ee} = v/\ell_{ee}$, где ℓ_{ee} — длина свободного пробега относительно межэлектронных столкновений (любых столкновений, сохраняющих суммарный импульс связанной с электронами системы, например нормальных электрон-фононных), l — длина пробега относительно столкновений с потерей импульса, v — средняя квадратичная скорость неупорядоченного движения электронов, ω — частота приложенного переменного поля. Впервые гидродинамическое описание электронной системы немагнитных проводников применил Гуржи [6]. Описание сводится к следующей системе уравнений:

$$i\omega \delta\rho_\sigma + j'_\sigma = -v_s \Pi^* (\mu_\sigma - \mu_{-\sigma}), \quad (2)$$

$$(i\omega + v) m u_\sigma + (\delta\mu_\sigma + e\delta\varphi)' = -m \left(\frac{\rho_\sigma}{\rho} \right) v_{ee} (u_\sigma - u_{-\sigma}), \quad (3)$$

$$\Pi_\sigma \delta\mu_\sigma = \delta\rho_\sigma, \quad \Pi^{*-1} = \sum_\sigma \Pi_\sigma^{-1}. \quad (4)$$

В этих уравнениях штрих означает дифференцирование по координате x (см. рис. 1), (2) — уравнение непрерывности; $\delta\rho_\sigma$ — неравновесная добавка к плотности спиновой компоненты, ρ_σ — ее равновесное значение, $j_\sigma = \rho_\sigma u_\sigma$ — ее поток; u_σ — дрейфовая (средняя) скорость компоненты; v_s — частота спин-флипа, т.е. поворота спина электрона за счет столкновений, поскольку такие процессы редки в нерелятивистской ситуации, предполагается $v_s \ll v_{ee}$; μ_σ — хим-

потенциал электронной компоненты; $v = v/\ell$; $\delta\mu_\sigma$ — неравновесная добавка к химпотенциалу; φ — электрический потенциал; m, e — масса и заряд электрона.

Уравнение (3) является аналогом уравнения Эйлера. Его правая его часть описывает электронное трение в случае различия дрейфовых скоростей компонент [7]. Для «хороших» проводников систему (2)–(4) следует дополнить условием электронейтральности $\sum_\sigma \delta\rho_\sigma = 0$

(либо приравнять эту сумму плотности поляризационных зарядов, обеспечивающих постоянство потенциала [4]), в нашем же рассмотрении достаточно положить $\varphi' = -E$.

Выразив величину $\delta\mu_\sigma$ из (3), (4) через u_σ , из (3) получаем два уравнения для дрейфовых скоростей:

$$(i\omega + v + v_{ee})(i\omega + v_s)m\Delta u = \left(\frac{j_\uparrow''}{\Pi_\uparrow} \right) - \left(\frac{j_\downarrow''}{\Pi_\downarrow} \right), \quad (5)$$

$$\Delta u = u_\uparrow - u_\downarrow,$$

$$(i\omega + v)mj - \sum_\sigma (i\omega\rho_\sigma\Pi_{-\sigma} + \rho v_s\Pi^*)j_\sigma''\beta = eE\rho, \quad (6)$$

$$\beta = [\Pi_\uparrow\Pi_\downarrow i\omega(i\omega + v_s)]^{-1}.$$

Здесь полная плотность $\rho = \sum_\sigma \rho_\sigma$, полный поток

$$j = \sum_\sigma \rho_\sigma u_\sigma, \quad \uparrow, \downarrow \text{ — обозначения направлений спина.}$$

Если неравновесная плотность компонент отсутствует, то отсутствует второе слагаемое в (6) и это уравнение описывает электропроводность в соответствии с теорией Друде–Лоренца. Решение уравнений (5), (6), дополненных условием непротекания потоков через края проводника $u_\sigma(x = \pm L/2) = 0$, имеет вид

$$u_\sigma(x) = u_{\sigma 1} \text{ch}(\alpha_1 x) + u_{\sigma 2} \text{ch}(\alpha_2 x) + \frac{eE}{m(i\omega + v)}. \quad (7)$$

Постоянные α — корни характеристического уравнения $A\alpha^4 + B\alpha^2 + C = 0$, где

$$A = \rho\rho_\uparrow\rho_\downarrow(i\omega + v_s)\beta, \quad B = -G - H,$$

$$H = \rho_\uparrow\rho_\downarrow(i\omega + v)m/\Pi^*,$$

$$G = [i\omega(\rho_\uparrow^2\Pi_\downarrow + \rho_\downarrow^2\Pi_\uparrow) + \rho^2 v_s \Pi^*](i\omega + v + v_{ee})(i\omega + v_s)m\beta,$$

$$C = (i\omega + v)(i\omega + v + v_{ee})(i\omega + v_s)m^2\rho. \quad (8)$$

Коэффициенты в (6) связаны равенством

$$u_{\downarrow 1,2} = u_{\uparrow 1,2} \frac{a_{1,2} + b_{1,2}\rho_\uparrow}{a_{1,2} - b_{1,2}\rho_\downarrow},$$

где

$$a_{1,2} = (i\omega + v + v_{ee})(i\omega + v_s)m\rho - \rho_\uparrow\rho_\downarrow\alpha_{1,2}^2/\Pi^*, \quad (9)$$

$$b_{1,2} = \alpha_{1,2}^2[(\rho_\uparrow\Pi_\uparrow) - (\rho_\downarrow\Pi_\downarrow)].$$

2. Немагнетик

Даже в относительно простом случае немагнетика (спиновое вырождение: $\rho_\uparrow = \rho_\downarrow$, $\Pi_\uparrow = \Pi_\downarrow$) электропроводность качественно отлична от привычной. В этом случае $\Delta u = 0$, $u_{\sigma 2} = 0$,

$$u_\sigma(x) = \left[\frac{eE}{m(i\omega + v)} \right] \left[1 - \frac{\text{ch} \alpha x}{\text{ch}(\alpha L/2)} \right],$$

$$\alpha^2 = (\Pi/\rho)m(i\omega + v)i\omega. \quad (10)$$

Здесь $\Pi = \Pi_\uparrow + \Pi_\downarrow$ — полная плотность состояний.

Картина отклика проводника на внешнее поле существенно различна в случаях редких и относительно частых столкновений. При $v \rightarrow 0$ переменное внешнее поле возбуждает в проводнике стоячие волны газового звука в системе электронов, скорость которых $u_g = \sqrt{\rho/\Pi m}$. Резонансные частоты возбуждения этих собственных колебаний $\omega_n = 2\pi(v + 1/2)u_g/L$, где n — целое число. Дрейфовая скорость тока, как легко увидеть из (10), вблизи резонанса имеет вид

$$u \cong \left[2u_g eE/m(i\omega + v)L \left(\omega - \omega_n - \frac{i\nu}{2} \right) \right] \cos \frac{\omega_n x}{u_g}. \quad (11)$$

Очевидно, что условием близости к резонансу являются неравенства $\omega - \omega_n$, $\nu \ll u_g/\ell$.

В обратном пределе по частоте столкновений $\nu \gg u_g/L$ действительная часть величины $\alpha L/2$ в (9) может значительно превысить единицу, и это означает экранирование пространственных осцилляций тока на

длине порядка $\ell = \frac{u_g}{v\sqrt{\omega/(\omega + v)}}$ около краев проводни-

ка. Подчеркнем, что в отличие от известного для «хороших» проводников эффекта экранирования поля в данной ситуации имеет место экранирование осцилляций тока. Вблизи верхнего конца из (10) для ситуации экранирования имеем

$$u \cong \frac{eE}{m(i\omega + v)} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{\gamma}{u_g} (x - L/2) \right] \right\}, \quad (12)$$

$$\gamma = \sqrt{(i\omega + v)i\omega}.$$

Естественно, что это выражение справедливо при $\ell \ll L$.

Если же u_g/ω , $\ell \gg L$, то имеем еще одну асимптотическую ситуацию — «короткого» проводника: образец меньше как длины волны, так и радиуса экранирования. При этом

$$u \cong \frac{eE\alpha^2}{2m(i\omega + v)} \left[\left(\frac{L^2}{4} \right) - x^2 \right]. \quad (13)$$

Ток, естественно, отсутствует в статическом случае $\omega = 0$, поскольку проводник не замкнут. При этом омический ток, пропорциональный полю E , компенсируется

диффузионным током, пропорциональным градиенту концентрации электронов $\delta\rho'$, поскольку градиент электрохимического потенциала $[(\delta\mu_\sigma/e) + \delta\phi]' = 0$, поэтому $\delta\rho = \Pi e E x$. Таким образом, в случае «плохого» проводника можно говорить о диффузионной экранировке тока за счет возникновения неравновесной концентрации носителей.

3. Магнетик. «Высокие» температуры

Под высокими температурами будем понимать случай классической функции распределения носителей тока в проводнике со спиновым расщеплением: $T \gg \varepsilon_F$, T — температура, ε_F — энергия Ферми. Если речь идет о проводниках с предельно низкой энергией Ферми, то это неравенство может соответствовать области относительно низких температур. При этом $\Pi_\sigma = \rho_\sigma/T$, $b = 0$, $u_\uparrow = u_\downarrow$ и, таким образом, справедливо решение (10) для скорости. Но добавка к концентрации для спиновых компонент различна. Как следует из (2), (4), добавки к химпотенциалам компонент одинаковы, таким образом:

$$\delta\rho_\sigma = i \frac{\rho_\sigma}{\omega} u', \quad (14)$$

следовательно, внешнее электрическое поле порождает в проводнике неоднородную спиновую поляризацию и, соответственно, добавочную линейную плотность магнитного момента

$$\frac{d\delta\mathbf{m}}{dx} = \mu_B (\delta\rho_\uparrow - \delta\rho_\downarrow) s \boldsymbol{\mu}, \quad (15)$$

где μ_B — магнетон Бора, s — площадь сечения проводника, $\boldsymbol{\mu}$ — орт направления его исходной намагниченности. В постоянном электрическом поле имеем $\delta\rho_\uparrow - \delta\rho_\downarrow = (\rho_\uparrow - \rho_\downarrow) e E x / T$. Порядок величины этого спин-электрического эффекта в постоянном поле $(d\delta\mathbf{m}/dx)/(d\mathbf{m}/dx) \cong eEL/T$. Отметим, что данный эффект является равновесным, не зависит от частот релаксации ν, ν_s, ν_{ee} , в отличие от соответствующих эффектов, рассмотренных в [3]. Отметим также, что подобного типа спин-электрический эффект должен иметь место и в «хороших» магнитных проводниках, но он гораздо меньше: избыточная намагниченность сосредоточена у их поверхности в области экранирования внешнего поля, поэтому длину L в соответствующей оценке нужно заменить радиусом экранирования электрического поля.

Полный дополнительный магнитный момент проводника равен нулю (его плотность антисимметрична по x), поэтому в отношении дополнительной намагниченности проводник в электрическом поле является магнитным квадруполем. Создаваемое квадруполем дополнительное магнитное поле $\delta\mathbf{H}$, как следует из мультипольного разложения [8],

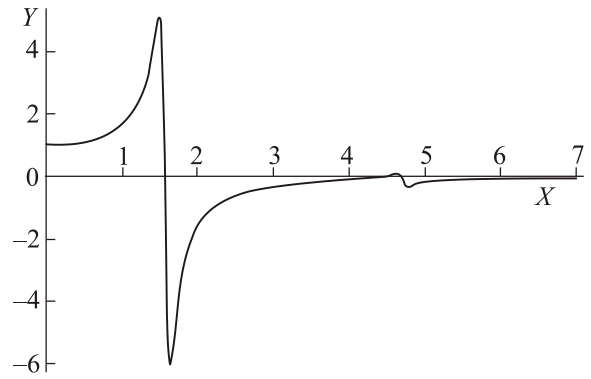


Рис. 2. Частотная зависимость квадрупольного магнитного момента в случае «высоких» температур. $X = \omega L / 2u_g$, $Y = \text{Re } K / K(\omega = 0)$, $\nu = 0,28u_g/L$, первый всплеск — резонанс при $X = \pi/2$, второй — резонанс при $X = 3\pi/2$.

$$\delta\mathbf{H} = -\frac{3K}{R_0^4} [\boldsymbol{\mu}(\mathbf{n}\mathbf{l}) + \mathbf{l}(\boldsymbol{\mu}\mathbf{n}) + \mathbf{n}(\boldsymbol{\mu}\mathbf{l}) - 5\mathbf{n}(\boldsymbol{\mu}\mathbf{n})(\mathbf{n}\mathbf{l})], \quad (16)$$

где R_0 — радиус-вектор центра проводника, отсчитанный от точки наблюдения магнитного поля, \mathbf{n} — орт этого вектора, \mathbf{l} — орт направления оси x , квадрупольный момент

$$K = \mu_B s \int_{-L/2}^{L/2} (\delta\rho_\uparrow - \delta\rho_\downarrow) x dx \quad (17)$$

и с использованием (10), (14)

$$K = im_0 e E \frac{2\alpha^{-1} \text{th}(\alpha L/2) - L}{Lm\omega(i\omega + \nu)}. \quad (18)$$

Здесь $m_0 = \mu_B s (\rho_\uparrow - \rho_\downarrow) L$ — магнитный момент проводника в отсутствие электрического поля.

Спин-электрический эффект можно наблюдать по отличию анизотропии дополнительного поля от основного поля момента m_0 : $\mathbf{H}_0 = (m_0/R_0^3)[3(\mathbf{n}\boldsymbol{\mu}\mathbf{n}) - \boldsymbol{\mu}]$ (достаточно сказать, что они разной четности по направлению \mathbf{n}). А также по зависимости поля $\delta\mathbf{H}$ от времени с частотой электрического поля E . Порядок величины отношения $\delta H/H_0 \cong eEL^2/TR_0$.

На рис. 2 показана частотная зависимость величины $\text{Re } K/K(\omega = 0)$ в режиме газовой волны, $\nu \ll u_g/L$ (см. разд. 2).

4. Магнетик. «Низкие» температуры

При $T \ll \varepsilon_F$ соотношение $\Pi_\sigma = \rho_\sigma/T$ не выполняется, различие в величинах $\rho_\uparrow/\Pi_\uparrow$, $\rho_\downarrow/\Pi_\downarrow$ особенно велико при $T \ll \Delta \cong \varepsilon_F$, где Δ — энергетический параметр снятия спинового вырождения. Как показано в работах [3], при этом в условиях пространственной неоднородности возникает существенное различие в дрейфовых скоростях спиновых компонент, большую

роль в электропроводности играет трение между компонентами за счет электрон-электронных столкновений. Как мы видели в разд. 2, неоднородное распределение электронной плотности характерно для данной задачи.

Чтобы избежать слишком громоздких выражений, но приблизиться к ситуации нарушения соотношения $\Pi_\sigma = \rho_\sigma/T$, будем формально считать в равенстве $\rho_\sigma/\Pi_\sigma = \gamma_0 + \gamma_\sigma$, $\rho = \Pi\gamma_0$ величину γ_σ размерности энергии малой и проводить вычисления в первом порядке по малому параметру γ_σ/γ_0 . Конкретно такое рассмотрение соответствует случаю небольшого спинового расщепления $\Delta \ll \varepsilon_F$ при низких температурах $T \ll \varepsilon_F$ или случаю относительно высоких температур $T \gtrsim \varepsilon_F$, при этом $\gamma_0 \cong T$. Упрощающее обстоятельство состоит в том, что в формуле (8) в главном порядке указанного приближения оказывается $GH=AC$, поэтому корни характеристического уравнения для $\alpha_{1,2}^2$ имеют вид

$$\alpha_1^2 = \frac{H}{A} = m \frac{\Pi}{\rho} (i\omega + \nu) i\omega, \quad (19)$$

$$\alpha_2^2 = \frac{G}{A} = m \frac{\rho \Pi^*}{\rho \uparrow \rho \downarrow} (i\omega + \nu_s)(i\omega + \nu + \nu_{ee}), \quad (20)$$

а из формулы (9) следует, что скорости спиновых компонент различны:

$$b_{1,2} = -\alpha_{1,2}^2 (\gamma_\uparrow - \gamma_\downarrow), \quad a_2 = 0,$$

$$a_1 = m\rho [i\omega(\nu_{ee} + \nu_s) + \nu_s(\nu + \nu_{ee})],$$

$$u_{\downarrow 1} = u_{\uparrow 1} [1 + (b_1 \rho / a_1)], \quad u_{\downarrow 2} \rho_{\downarrow} = -u_{\uparrow 2} \rho_{\uparrow}, \quad (21)$$

т.е. вторая волна бестоковая. Из условия непротекания через границы следует, что амплитуда первой волны в низшем неисчезающем приближении данного раздела совпадает с ее амплитудой в немагнетике:

$$u_1 = -\frac{eE}{m(i\omega + \nu) \operatorname{ch}(\alpha_1 L/2)}, \quad (22)$$

а амплитуда второй мала по малому параметру γ_σ/γ_0 :

$$u_{\uparrow 2} = -\frac{u_1 b_1 \rho_{\uparrow} \operatorname{ch}(\alpha_1 L/2)}{a_1 \operatorname{ch}(\alpha_2 L/2)}. \quad (23)$$

Первая волна в главном приближении такая же, как в немагнетике (или в магнетике в приближении высоких температур), вторая существенно отличается. Если в величины, характеризующие первую волну, не входят частоты столкновений ν_{ee} и ν_s , поскольку дрейфовые скорости компонент, в основном, одинаковы, компоненты находятся в равновесии друг с другом, то во второй волне компоненты движутся в противоположные стороны, имеет место трение между ними за счет электрон-электронных столкновений, они не в равновесии друг с другом. При стремлении частоты поля к нулю характерная длина первой волны α_1^{-1} (длина волны газового звука или радиус экранирова-

ния тока, см. разд. 2) стремится к бесконечности, для второй же волны длина α_2^{-1} стремится к $\sqrt{\rho \uparrow \rho \downarrow / \rho \nu_s \Pi^* (\nu + \nu_{ee}) m}$ — это радиус ее экранирования у концов образца при $\alpha_2^{-1} \ll L$. (Но нужно иметь в виду, что амплитуда второй волны $u_{\uparrow 2}$ стремится к нулю при $\omega \rightarrow 0$ вместе с множителем b_1).

Добавка K_2 второй волны в квадрупольный момент ($K = K_1 + K_2$, K_1 в низшем приближении определяется выражением (18) с подстановкой $\alpha = \alpha_1$):

$$K_2 = \frac{4\mu_B s \rho_{\uparrow}^2 \Pi i\omega (\gamma_\uparrow - \gamma_\downarrow) e E \operatorname{th}(\alpha_2 L/2)}{\alpha_2 a_1 \rho (i\omega + \nu_s)}. \quad (24)$$

В случае малых частот релаксации $\nu + \nu_{ee}$, $\nu_s \ll u_{g2}/L$ вторая волна, как и первая, представляет собой волну газового звука, скорость которой u_{g2} в пределе высоких температур совпадает со скоростью первой, равна $\sqrt{T/m}$. С понижением температуры скорости начинают различаться, в приближении данного раздела

$$u_{g1} - u_{g2} = \sqrt{\frac{\rho}{\Pi m}} \sum_{\sigma} \frac{\gamma_\sigma \rho_{-\sigma}}{2\gamma_0 \rho}. \quad (25)$$

Соответственно, отличаются и резонансные частоты двух волн.

На рис. 3 показана частотная зависимость величин $\operatorname{Re} K_{1,2}/K_1(\omega=0)$ в режиме газовой волны при конкретных выбранных параметрах, входящих в выражение (20).

5. Краевые особенности

Для проверки адекватности используемой в работе модели определим электрическое поле, создаваемое зарядами поляризации проводника в постоянном однородном

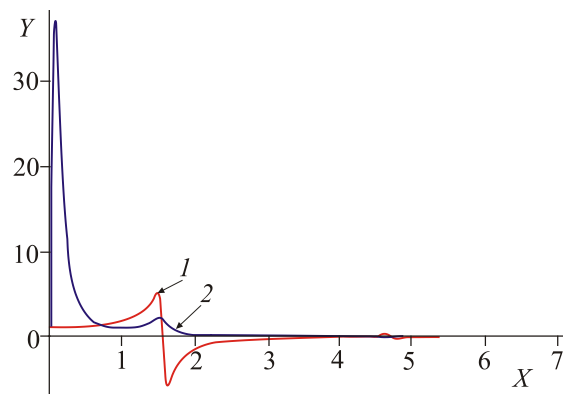


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Частотная зависимость квадрупольного магнитного момента в случае «низких» температур. $X = \omega L / 2u_{g1}$, кривая 1 соответствует $Y = \operatorname{Re} K_1 / K_1(\omega=0)$ (повторяет рис. 2), кривая 2 — $Y = \operatorname{Re} K_2 / K_1(\omega=0)$. Первый максимум для K_2 соответствует частоте $\omega \cong \nu_s$, второй — резонансу при $X = 12\pi/25$. $\rho_{\uparrow} = 2\rho_{\downarrow}$, $\gamma_{\uparrow} = \gamma_0/12$, ν , ν_{ee} , ν_s равны соответственно 0,14; 0,2; 0,05 в единицах $2u_{g1}/L$.

внешнем поле $\delta\rho = PeEx$ (см. разд. 2). Прямое вычисление при предположении об однородности распределения заряда по поперечному сечению проводника дает следующее выражение для потенциала собственного поля $\delta\phi$ поляризационных зарядов проводника на его оси:

$$\delta\phi(x) = -\frac{Pe^2Ex}{\varepsilon} \left\{ 1 - \ln \frac{L-2x + \sqrt{(L-2x)^2 + d^2}}{L+2x + \sqrt{(L+2x)^2 + d^2}} \right\}. \quad (26)$$

Здесь d — диаметр цилиндрического проводника, использовано неравенство $d \ll \ell$.

Равенство (26) подтверждает указанный во Введении малый параметр рассмотренной задачи для потенциала поля: $\delta\phi \ll \phi$ при выполнении (1). Но условие $\delta E \ll E$ требует более сильного неравенства, поскольку вблизи краев проводника, как следует из (26), δE порядка $Pe^2EL/d\varepsilon$. Тем не менее актуальным при нахождении распределения спинов в проводнике является именно приведенный во Введении параметр, поскольку в статическом поле $\delta\rho_\sigma = -\Pi_\sigma e\phi$ (см. (3)). Нетрудно понять, что в высокочастотном поле за счет уменьшения характерных размеров электронного распределения условие, обеспечивающее применимость модели, только облегчается.

В заключение отметим, что в работе рассмотрена электропроводность микроскопических магнитных проводников, которые не экранируют внешнее электрическое поле. Определена дрейфовая скорость проводника в конденсаторе как функция от расстояния до его концов. Указаны эффекты, отличающие их от обычных проводников с хорошей проводимостью: резонансы волн газового звука, экранирование осцилляций тока. Рассмотрены электроспиновые эффекты, позволяющие наблюдать поведение электронной системы проводника по изменениям создаваемого им магнитного поля. Рассмотрение проведено конкретно для геометрии «игла в конденсаторе», но интересны и другие постановки задачи, в частности включение микроскопического элемента в цепь, вообще говоря, тоже обладающую магнитными свойствами.

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, ГИТ-ТЛ, Москва (1957).
2. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).
3. Z.G. Yu and M.E. Flatté, *Phys. Rev. B* **66**, 201202(R) (2002); R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *Phys. Rev. B* **73**, 153204 (2006); А.Н. Калинин, А.И. Копелиович, П.В. Пышкин, А.В. Яновский, *ФНТ* **40**, 1228 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 960 (2014)].
4. O.V. Charkina, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *Physica B: Condens. Matter*, to be published.
5. H.J. Schulz, G. Cuniberti, and P. Pieri, *Fermi Liquids and Luttinger Liquids, Field Theories for Low-Dimensional, Condensed Matter Systems*, G. Morandi et al. (eds.), Berlin: Springer (2000).
6. Р.Н. Гуржи, *УФН* **94** (4), 689 (1968).
7. K. Flensberg, T.S. Jensen, and N.A. Mortensen, *Phys. Rev. B* **64**, 245308 (2001).
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1967).

Transport-spin phenomena in nanowires with a large radius of screening

A.I. Kopeliovich and L.G. Petrenko

The electrical conductivity of the collinear magnetic micro-, nanoconductors, where common for conductors screening of the electric field does not occur, was considered in two-liquid hydrodynamic model. It is shown that the transport properties of these conductors are qualitatively different from the known one. Electro-spin effect was predicted.

PACS: **73.90.+f** Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures.

Keywords: electrical conductivity of the nanoconductors, electro-spin effect.