1992 SOLID STATE PHYSICS Vol. 34, N 9

УДК 537.32

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ТЕРМОЭДС ПРИМЕСНОГО ПРОВОДНИКА

А. В. Рапопорт

Методом квантового кинетического уравнения вычислены поправки к термоэдс примесного металла за счет интерференции электрон-электронного и электрон-примесного взаимодействий. Полученные результаты существенно расходятся с результатами многочисленных теоретических работ, дающими аномально большие значения или аномальные температурные зависимости для термоэдс при низких температурах.

Несмотря на большой интерес, проявляемый в последние годы к изучению термоэдс в металлах с малой длиной свободного пробега и в низкоразмерных системах, ясности в этом вопросе недостаточно. Как и в случае проводимости [1], интерференция электрон-электронного и электрон-примесного взаимодействий играет большую роль. Противоречивые результаты теоретических расчетов связаны со сложностями, возникающими при применении к этой задаче метода Кубо—Гринвуда. Так, в [2] в двумерном случае была найдена поправка к термоэдс $\sim\ln T$, а в [3] $\sim T$ в трехмерном случае и $\sim T^{1/2}$ в двумерном случае. При использовании этого метода [4, 5] очень важно учесть в операторе теплового потока различные виды взаимодействий, что резко увеличивает число диаграмм. Так же как и в [5], потребовалось бы провести последовательную компенсацию членов, имеющих порядок $1/\tau T$. Такие члены возникают, когда при интегрировании по импульсам электронная энергия заменяется не температурой, а обратным временем электронного рассеяния $1/\tau$. При особом желании можно получить [6] и $1/(\tau T)^2$. Кроме того, в отличие от ситуации в куперовском канале [5] потребовалось бы учесть все векторные графики (см. далее рис. 2 и комментарии к нему), число которых очень велико.

Предпочтительнее использовать для этой задачи метод квантового кинетического уравнения. Если вычислять ток как отклик на градиент температуры ∇T, то вопроса о поправках к оператору теплового потока вообще не возникает. Впервые эта задача в данной постановке была рассмотрена в работе Д. В. Ливанова, М. Ю. Рейзера, А. В. Сергеева. Однако в этой работе есть, по мнению автора, существенная ошибка, делающая ее результаты неверными.

1. Расчет термоэдс

При вычислении поправок к термоэдс примесного металла за счет электрон-электронного взаимодействия используется метод кинетического уравнения, развиваемый на основе диаграммной техники Келдыша [7]. Этот метод применялся для расчета поправок к проводимости при электрон-электронном [8] и электрон-фононном [9] рассеянии, для расчета фононной перенормировки термоэдс [10] и поправок к теплопроводности [11].

Как и в работе [10], нашей целью является расчет элетрического тока, возникающего под действием градиента температуры ∇T. В [10] и в вышеупомянутой работе Ливанова и др. ∇T вводился через скобки Пуассона

$$\{A, B\} \Rightarrow ((\partial A/\partial \mathbf{R})(\partial B/\partial \mathbf{p}) - (\partial A/\partial \mathbf{p})(\partial B/\partial \mathbf{R})), \quad \partial/\partial \mathbf{R} \Rightarrow (\Delta_R T)(\partial/\partial T).$$

В данной работе ∇T вводится через градиент гравитационного поля согласно классической работе Латинжера; аргументы в пользу такого выбора будут приведены в конце.

Как известно, введение гравитационного поля изменяет метрику пространства — времени. Преобразование функций из двухкоординатного в координатно-импульсное представление преобретает следующий вид:

$$G(x_1, x_2) = G(\rho, X) = \int (dP) \exp\{-it\varepsilon\,[1 + \psi(\mathbf{R})] + i\mathbf{rp}\}\, G(P, X),$$
$$G(P, X) = \int (d\rho)\,[1 + \psi(\mathbf{R})] \exp\{it\varepsilon\,[1 + \psi(\mathbf{R})] - i\mathbf{rp}\}\, G(\rho, X),$$
$$X = (x_1 + x_2)/2 = (T, \mathbf{R}), \quad \rho = x_1 - x_2 = (t, \mathbf{r}), \quad P = (\varepsilon, \mathbf{p}). \tag{1}$$

Везде, где входит интегрирование по 4-координате $(dx) = (d\mathbf{x})\,dt$, входит множитель $1 + \psi(\mathbf{x})$, соответствующий гравитационному полю $\Psi = -c^2\psi$. Далее записываем двумя способами уравнения Дайсона [7]

$$S_0^{-1}(x_1)\,\hat{G}(x_1, x_2) = \hat{\sigma}_x = \{[1 + \psi(\mathbf{r}_1)]^{-1}\,\delta(x_1 - x_2) + \int \hat{\Sigma}(x_1, z)\,(dz) \times$$
$$\times [1 + \psi(\mathbf{z})]\,\hat{G}(z, x_2)\} \tag{2а}$$

и аналогично для $G_0^{-1}(x_2)^*\,\hat{G}(x_1, x_2)$

$$G_0^{-1}(x_2)^*\,\hat{G}(x_1, x_2)$$
$$G_0^{-1}(z) = i\,[1 + \psi(\mathbf{s})]^{-1}\,\nabla_\theta - \varepsilon\,[-i\nabla_s], \quad z = (\theta, \mathbf{s}). \tag{2б}$$

Преобразуя в импульсное представление и обозначая $\nabla\psi/[1 + \psi] = \mathbf{N}_T$ (что соответствует $\nabla T/T$), имеем

$$\int (d\rho)\,[1 + \psi(\mathbf{R})] \exp\{it\varepsilon\,[1 + \psi(\mathbf{R})] - i\mathbf{rp}\}\,(G_0^{-1}(x_1) - G_0^{-1}(x_2)^*) \times$$
$$\times G(\rho, X) \Rightarrow \Big[[1 + \psi(\mathbf{R})]^{-1}\,\partial/\partial T + i\mathbf{v}_p\partial/\partial_{\mathbf{R}} - i\,\mathbf{N}_T\varepsilon\,(\partial/\partial \boldsymbol{\rho} +$$
$$+ \mathbf{v}_p\partial/\partial\varepsilon)\Big]\,G(P, X) \tag{3а}$$

и аналогично

$$\left(G_0^{-1}(x_1) + G_0^{-1}(x_2)^*\right)\,G(P, X) \Rightarrow 2\,(\varepsilon - \varepsilon_p)\,G(P, X). \tag{3б}$$

Рассмотрим теперь свертку функций $H(x_1, x_2) = \int (dz)\,[1 + \psi(\mathbf{z})]\,A(x_1, z)\,B(z, x_2)$. Нетрудно получить

$$H(P, X) = A(P, X)\,B(P, X) + i/2 \cdot \{A, B\},$$
$$\{A, B\} = [1 + \psi(\mathbf{R})]^{-1}\Big((\partial A/\partial\varepsilon)(\partial B/\partial T) - (\partial A/\partial T)(\partial B/\partial\varepsilon) -$$
$$- \Big((\partial A/\partial \mathbf{p})(\partial B/\partial \mathbf{R}) - (\partial A/\partial \mathbf{R})(\partial B/\partial \mathbf{p})\Big) - \varepsilon\mathbf{N}_T \times$$
$$\times \Big((\partial A/\partial\varepsilon)(\partial B/\partial \mathbf{p}) - (\partial A/\partial \mathbf{p})(\partial B/\partial\varepsilon)\Big). \tag{4}$$

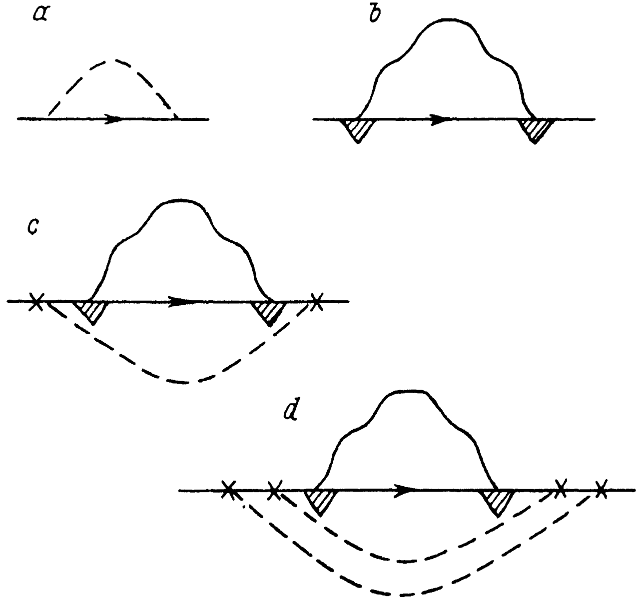


Рис. 1. Физические процессы упругого рассеяния электронов на примесях (a) и электрон-электронного взаимодействия (b, c, d).

Штрихи — примесная линия, волнистая линия — бозонная гриновская функция, треугольники — примесная вершина.

В Приложении 1 в качестве примера показано, как эта формула получается. Из формулы (3) мы имеем

$$i\left\{\varepsilon - \varepsilon_p, G_F(P)\right\} = \Sigma_F(G_A - G_R) - G_F(\Sigma_A - \Sigma_R) + (i/2)\left\{\Sigma_F, G_A + G_R\right\} + \left\{\Sigma_A + \Sigma_R, G_F\right\}, \quad [\varepsilon - \varepsilon_p - \Sigma_{A,R}(P)]\, G_{A,R} = 1, \tag{5}$$

что совпадает с уравнениями (19), (20) работы [7], но с иным видом скобки Пуассона. Так же как и в [7], функция G_F берется в виде

$$G_F = S(P)(G_A - G_R) + (i/2)\left\{S, G_A + G_R\right\}.$$

Тогда получим линеаризованное по ∇T кинетическое уравнение

$$\mathrm{v}_p \mathrm{N}_T \varepsilon dS_0(\varepsilon)/d\varepsilon = \mathrm{St}(P) + (1/2)\left\{\Sigma_A + \Sigma_R, S\right\}. \tag{6}$$

Правой части уравнения (6) соответствуют физические процессы, изображенные на фейнмановских диаграммах (рис. 1): график a — упругое рассеянию электронов на примесях, график b — учет в первом порядке теории возмущений электрон-электронного взаимодействия, графики c, d — перенормировка примесного рассеяния за счет электрон-электронного взаимодействия. Отметим, что график d (рис. 1), не актуальный для других задач, важен для расчета термоэдс; его неучет дает аномально большие (порядка $1/\tau T$) члены. Такой график никогда не учитывался; не был он учтен и в вышеупомянутой работе Ливанова и др. Заштрихованные вершины соответствуют примесному рассеянию (учитываемому точно в лестничном приближении). График a дает $\mathrm{St}(P) = -1/\tau(\varepsilon)\ [S(P) - \langle S(\varepsilon, \mathbf{k})\rangle]$. Тогда из кинетического уравнения имеем

$$\varphi_0 = \tau(\varepsilon)\ \mathbf{N}_T \mathbf{v}_p \varepsilon\, dS_0(\varepsilon)/d\varepsilon,$$

откуда нетрудно получить общеизвестный результат

$$\mathbf{j} = \hat{\eta}_0(-\nabla T), \quad \hat{\eta}_0 = (1 - T) \int d\varepsilon \varepsilon^2 (-dS_0(\varepsilon)/d\varepsilon) \cdot \partial(\rho \hat{D})/\partial \mu,$$

соответствующий остаточному значению термоэлектрического коэффициента η; нетрудно заметить, что $\eta_0 \sim T$.

Запишем теперь вклады этих графиков в собственно-энергетические части $\Sigma_{A,\ R}$ и в интеграл столкновений St. Расчеты аналогичны тем, которые были проделаны при получении формулы (4), но длиннее. Члены, содержащие $\mathbf{N}_T$ числителем, приведены отдельно, в них для краткости опущены индексы

$$\Sigma_{e-e} \Rightarrow \Sigma_{e-e} + \delta_{gr}\Sigma_{ee},$$
$$-i\,\Sigma^{i-i}_{e-e}(P) = \int (dQ)\, \Gamma^k_{ii'}(\varepsilon - \Omega/2, -Q) \times$$
$$\times\, G_{i'j'}(P - Q)\, \Gamma^m_{j'j}(\varepsilon - \Omega/2, Q)\, W_{km}(Q), \tag{7а}$$

$$-i\delta_{gr}\Sigma_{e-e} = (i/2)\,\mathbf{N}_T \int (dQ) \Bigg[(\partial G/\partial \mathbf{p}\ W \Big\{(\varepsilon - \Omega/2) \Big(\Gamma(-Q)\,\nabla_\varepsilon \Gamma(Q) -$$
$$- \Gamma(Q)\,\nabla_\varepsilon \Gamma(-Q)\Big) + \Omega \Big(\Gamma(-Q)\,\nabla_\Omega \Gamma(Q) - \Gamma(Q)\,\nabla_\Omega \Gamma(-Q)\Big)\Big\} +$$
$$+ \varepsilon G W \Big(\Gamma(Q)\,\nabla_\varepsilon \nabla_q \Gamma(-Q) - \Gamma(-Q)\,\nabla_\varepsilon \nabla_q \Gamma(Q)\Big) + \Omega W \times$$
$$\Big(\nabla_q \Gamma(-Q)\,\nabla_\varepsilon\,[G\Gamma(Q)] - \nabla_q \Gamma(Q)\,\nabla_\varepsilon\,[G\Gamma(-Q)]\Big) - (1/2)\,\Omega G W \times$$
$$\times \Big(\nabla_q \Gamma(-Q)\,\nabla_\varepsilon \Gamma(Q) - \nabla_{\mathbf{q}} \Gamma(Q)\,\nabla_\varepsilon \Gamma(-Q)\Big) - \Omega G W \times$$
$$\times \Big(\nabla_q \Gamma(-Q)\,\nabla_\Omega \Gamma(Q) - \nabla_q \Gamma(Q)\,\nabla_\Omega \Gamma(-Q)\Big)\Bigg], \tag{7б}$$

где ∇_ε понимается как $\partial/\partial\tilde{\varepsilon}$; $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - \Omega/2$ — полусумма энергий частицы в процессе рассеяния; $W(Q)$ — келдышевские функции кулоновских пропагаторов (или фононов, или других бозонов) с учетом соответствующей вершины ($= 2^{-1/2}$ для кулоновского взаимодействия); $W_F = \Phi(Q)\ (W_R - W_A) + (i/2)\ \{W_R + W_A, \Phi\}$; $\Phi_0(\Omega) = 2f_B(\Omega) + 1 = \mathrm{cth}\ (\Omega/2T)$.

Здесь под Γ^k следует понимать точную по электрон-примесному рассеянию вершину. Она также может быть разложена на части, содержащие и не содержащие $\mathbf{N}_T$ в числителе

$$\Gamma^k \Rightarrow \Gamma^k + \delta_{gr}\Gamma^k,\ \Gamma^k(Q, \varepsilon) = \gamma^k + (1/(2\pi\tau\rho)) \int (d\mathbf{k})\, \sigma_x G(K - Q/2) \times$$
$$\times\, \Gamma^k(Q)\, G(K + Q/2)\, \sigma_x, \tag{8а}$$

$$\delta_{gr}\Gamma - (1/(2\pi\tau\rho)) \int (d\mathbf{k})\, \sigma_x G(K - Q/2)\, \sigma_{gr}\Gamma(Q)\, G(K + Q/2)\, \sigma_x =$$
$$= (i/2) \int (d\mathbf{k}) \Big[\varepsilon \Big(\nabla_\varepsilon\,[GG]\,\nabla_q \Gamma - \nabla_q\,[GG]\,\nabla_\varepsilon \Gamma\Big) + \Omega \Big(\nabla_\Omega\,[GG] \times$$
$$\times\, \nabla_q \Gamma - \nabla_q\,[GG]\,\nabla_\Omega \Gamma\Big)\Big]. \tag{8б}$$

Для расчета термоэдс требуется более точное (по параметру $1/\mu\tau$) вычисление Г, чем приведенное в работе [7]; результаты представлены в формулах (П2.1), (П2.2) в Приложении 2.

Рассматривая процессы, изображенные на графиках b, c, d (рис. 1), получим

$$\widetilde{\mathrm{St}}_{\mathrm{int}} = \mathrm{St}_{\mathrm{int}} + (1/2)\left\{\Sigma_A + \Sigma_R, S_0\right\},$$
$$\widetilde{\mathrm{St}}_{\mathrm{int}} \Rightarrow \mathrm{St}_{e-e}[S_0 + \varphi_0] + \delta_{gr}\mathrm{St}_{e-e}[S_0] + \delta_{e-e}\mathrm{St}_{\mathrm{imp}}[S_0 + \varphi_0],$$
$$\Sigma_{\mathrm{int}} \Rightarrow \Sigma_{e-e}[S_0 + \varphi_0] + \delta_{gr}\Sigma_{e-e}[S_0] + \delta_{e-e}\Sigma_{\mathrm{imp}}[S_0 + \varphi_0], \tag{9}$$

где St_{e-e}, Σ_{e-e} и $\delta_{gr}\mathrm{St}_{e-e}$, $\delta_{gr}\Sigma_{e-e}$ соответствуют графику b (рис. 1), причем δ_{gr} соответствует членам, содержащим N_T через формулы (6), (7б), (8б); δ_{e-e} ($\mathrm{St}_{\mathrm{imp}}$, Σ_{imp}) соответствует графикам c, d (рис. 1). Отсюда можно получить поправки к току j_{St} за счет изменения функции распределения $\varphi(P) = -\tau(\varepsilon)\,\mathrm{St}_{\mathrm{int}}(P)$ и j_Σ за счет перенормировки спектра $\Sigma_{\mathrm{int}(A,\ R)}(P)$

$$\mathrm{j} = \mathrm{j}_{\mathrm{St}} + \mathrm{j}_\Sigma, \quad \mathrm{j}_{\mathrm{St}} = e\int (dP)\,\mathrm{v}_p G_A(P)\,G_R(P)\,\mathrm{St}_{\mathrm{int}}(P),$$
$$\mathrm{j}_\Sigma = -ie\int (dP)\,\mathrm{v}_p\,[G_A^2(P)\,\Sigma_{\mathrm{int}(A)} - G_R^2(P)\,\Sigma_{\mathrm{int}(R)}(P)]\,(S_\varepsilon + 1). \tag{10}$$

Все интегралы по импульсам берутся следующим образом:

$$\int (d\mathbf{k})\,A(\mathbf{k})\,G(\xi_k)\dots G(\xi_k) \Rightarrow \int \left(\rho\,\langle A\rangle_{\xi=\mu} + \frac{\partial}{\partial\mu}[\rho\,\langle A\rangle_{\xi=\mu}]\,\xi_k\right) \times$$
$$\times\, d\xi_k G(\xi_k)\dots G(\xi_k). \tag{11}$$

Если брать только члены, не содержащие $\partial/\partial\mu$, получим антисимметричную по частотам сумму, дающую в результате нуль. В этом проявляется разностная природа термоэдс. Остается добавить, что член $\delta_{e-e}\,\Sigma_{\mathrm{imp}}$ не дает вклада в ток j.

Приведем здесь выражение для St_{e-e}

$$\mathrm{St}_{e-e}(P) = \mathrm{St}^0_{e-e}(P) + \delta\mathrm{St}_{e-e}(P),$$
$$\mathrm{St}^0_{e-e}(P) = (1/2)\int (dQ)\,\Big([(S_{\mathrm{in}} - S_{\mathrm{ex}})\,W_F + (W_R - W_A)\,(S_{\mathrm{ex}}S_{\mathrm{in}} - 1)]\times$$
$$\times\,(\lambda\lambda_a G_A - \lambda\lambda_r G_R)\Big),$$
$$\delta\mathrm{St}_{e-e}(P) = (1/2)\int (dQ)\,\Big([G_A W_R\lambda^2 + \text{к. с.}]\,(S_{\mathrm{ex}} - S_{\mathrm{in}})\,\varphi_{\mathrm{ex}} +$$
$$+\,[G_A W_R\,\langle\varphi_{\mathrm{ex}}\xi\rangle\,\lambda^a\lambda_2 + \text{к. с.}]\,(S_{\mathrm{ex}} - S_{\mathrm{in}})\Big), \tag{12}$$

где $S_{\mathrm{ex}} = S(\varepsilon)$, $S_{\mathrm{in}} = S(\varepsilon - \Omega)$, $\varphi_{\mathrm{ex}} = \varphi(P)$, $\varphi_{\mathrm{in}} = \varphi(P - Q)$; другие обозначения см. Приложение 2. Члены, не содержащие квадрата диффузионного полюса, не приведены. Легко убедиться, что $\mathrm{St}\,[S_0] = 0$. Далее рассмотрим первый член $(G_A W_R\,\lambda^2 + \text{к. с.})\,(S_{\mathrm{in}} - S_{\mathrm{ex}})\,\varphi_{\mathrm{ex}}$ в формуле (12), дающий главный вклад. Тогда получим следующие вклады для тока:

$$\mathrm{C1}.a:\quad \mathrm{j} = (1/4)\,\frac{\partial}{\partial\mu}\left(\frac{1}{\tau}\rho\hat{D}\right)\mathrm{N}_T\hat{K}_{Q,\varepsilon}\,(S_{\varepsilon-\Omega} + S_{\varepsilon+\Omega} -$$
$$-\,2S_\varepsilon)\,[W_R\Lambda_R^2 + W_A\Lambda_A^2],$$
$$\Lambda_{R,A} = 1/[\hat{D}\mathrm{q}^2 \mp i\Omega],$$
$$\hat{\mathrm{K}}_{Q,\varepsilon}F(Q,\varepsilon) = (1/2)\,e\int (dQ)\,d\varepsilon\varepsilon\,(-S'_\varepsilon)\,F(Q,\varepsilon),$$

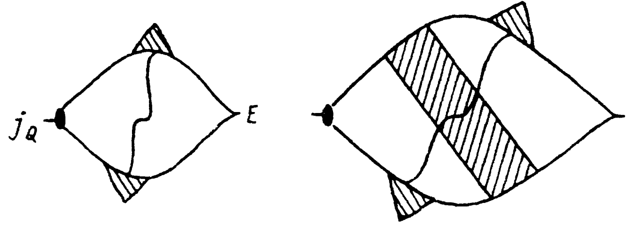


Рис. 2. Примеры невекторных и векторных графиков для термоэлектрического оператора. Слева — вершина теплового потока, справа — токовая вершина. Заштрихованы примесные лестницы.

$$\mathrm{C1}.\,b:\quad \mathbf{j} = -(1/2)\,[\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D}) + 2\frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\,(\rho\hat{D})]\,\mathrm{N}_T\varepsilon\hat{\mathrm{K}}_{Q,\varepsilon}\,(S_{\varepsilon-\Omega} -$$

$$- S_{\varepsilon+\Omega}\,i\,[W_R\Lambda_R^2 - W_A\Lambda_R^2],$$

$$\mathrm{C1}.\,c:\quad \mathbf{j} = (1/4)\,\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D})\,\mathrm{N}_T\Omega\hat{\mathrm{K}}_{Q,\varepsilon}\,(S_{\varepsilon-\Omega} + S_{\varepsilon+\Omega} - 2S_\varepsilon)\times$$

$$\times\, i\,[W_R\Lambda_R^2 - W_A\Lambda_A^2]. \qquad (13)$$

Учет $\mathrm{St}_{e-e}\,[\varphi_0]$ при подстановке в формулу (10) для тока дает свертку $\int(d\mathbf{p})\,\mathbf{v}_p\,(\mathbf{v}_p\mathrm{N}_T)\,F(P)$, соответствующую вкладу C1, так же как и вкладам C2, C3, за счет $\delta_{e-e}\mathrm{St}_{\mathrm{imp}}\,(S_0+\varphi_0)$ и $\Sigma_{e-e}\,(S_0+\varphi_0)$ и той части $\delta_{gr}\Sigma$ и $\delta_{gr}\mathrm{St}$, которая содержит $\nabla_p G\,(P-Q)$; такие вклады названы здесь невекторными и соответствуют фейнмановским графикам типа a (рис. 2). Интегралы типа $\int d\varepsilon\,(-dS\varepsilon/d\varepsilon)\,F(\varepsilon)\,S(\varepsilon)$ не соответствуют физическим процессам и могут быть сокращены с помощью нефизической части в формализме Келдыша $\Sigma^{--}+\Sigma^{-+}+\Sigma^{+-}+\Sigma^{++}$. В дальнейшем такие члены не приводятся.

Второе слагаемое в $\delta\mathrm{St}_{e-e}\,(P)$ из (12) дает вклад

$$\mathbf{j} = (1/2)\,\hat{\mathrm{K}}_{Q,\varepsilon}\,(\mathrm{N}_T D_{\mathbf{q}})\,[\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D})\,\mathbf{q} - (1/2)\,\frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\,(\rho\hat{D})\,\mathbf{q}]\times$$

$$\times\,(S_{\varepsilon-\Omega} + S_{\varepsilon+\Omega})\,[W_R\Lambda_R^2 + W_A\Lambda_A^2].$$

Легко видеть, что такая поправка векторного типа мала по сравнению с ранее полученными невекторными, а также поправками векторного типа, которые будут получены далее.

Рассмотрим теперь $\delta_{e-e}\Sigma_{\mathrm{imp}}$. Тогда

$$\delta_{e-e}\mathrm{St}_{\mathrm{imp}} \Rightarrow -\delta_{e-e}\left[\frac{1}{\tau}\right]\varphi_{\mathrm{ex}},$$

$$\delta_{e-e}\left[\frac{1}{\tau}\right] = -(1/2\pi\rho\tau)\int(d\mathbf{k})\times$$

$$\times\, i\,[\lambda_a G_A^2(K)\,\Sigma_A(K) - \lambda_r G_R^2(K)\,\Sigma_R(K)], \qquad (14)$$

где $\Sigma_{e-e}\,(S_0)$ дается формулой (16). Величина $\delta_{e-e}\,[1/\tau]$ имеет смысл поправки ко времени упругого рассеяния за счет межэлектронного взаимодействия. Сомножители $\lambda_{a,\,r}$ в (14) учитывают всю совокупность примесных линий, обхватывающих график b (рис. 1). Их неучет приводит к поправке

$$j = -(1/4)\frac{1}{\tau}\frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau(\rho\hat{D})\,N_T K_{Q,\varepsilon}(S_{\varepsilon-\Omega} + S_{\varepsilon+\Omega} - 2S_\varepsilon)\times$$
$$\times\,[W_R\Lambda_R^2 + W_A\Lambda_A^2],$$

т. е. $\Delta\eta/\eta \sim (1/\tau T)\,\Delta\sigma/\sigma$.

Из (14) имеем

$$C2 = -C1.\,b. \tag{15}$$

Далее рассмотрим $\Sigma_{e-e}(S_0+\varphi_0)$. Можно проверить, что член

$$j = -ie\int(dP)\,v_p\varphi_{ex}\,[G_A^2(P)\,(\Sigma_{e-e(A)}(S_0) - \text{к.с.}]$$

составляет главную часть вклада. Далее

$$-i\Sigma_R(P) \Rightarrow (1/2)\int(dQ)\Big[G_A W_R\lambda^2(S_{\rm in} - S_{\rm ex}) + G_R\ldots\Big]. \tag{16}$$

Отсюда легко получить существенные слагаемые

$$C3.\,a = -C1.\,a,$$
$$C3.b = C1.\,b,$$
$$C3.\,c\colon\quad j = (1/2)\frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau(\rho\hat{D})\,N_T\Omega\hat{K}_{Q,\varepsilon}(S_{\varepsilon-\Omega} + S_{\varepsilon+\Omega} - 2S_\varepsilon)\times$$
$$\times\,i\,[W_R\Lambda_R^2 - W_A\Lambda_A^2]. \tag{17}$$

Теперь рассмотрим ту часть членов $\delta_{gr}\Sigma$ и δ_{gr}St, которая содержит $\nabla_p G(P-Q)$; оставшуюся часть формулы (7б) рассмотрим позже

$$-i\delta_{gr}\Sigma_R = (i/2)\,N_T\,(1/2)\int(dQ)\Big[W_R\nabla_p G_A\lambda^2\,[\varepsilon\nabla_\varepsilon S_{\rm ex} -$$
$$-(\varepsilon-\Omega)\,\nabla_\varepsilon S_{\rm in}] + \nabla_p G_R\ldots\Big].$$

Тогда нетрудно получить существенные слагаемые

$$C4.\,a = -C1.\,b,$$
$$C4.\,b = -C1.\,c - C3.\,c. \tag{18}$$

Легко убедиться, что δ_{gr}St содержит только первую степень диффузионного полюса и ее вкладом можно пренебречь: C5 ⇒ 0. Таким образом, все существенные поправки невекторного типа сокращаются, как это имело место и для проводимости [7].

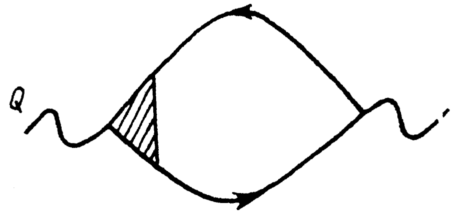
Далее рассмотрим поправки векторного типа. В формализме линейного отклика они соответствовали бы фейнмановским графикам типа b (рис. 2), где хотя бы одна примесная линия, имеющая большой импульс, пересекает диаграмму. Таким графикам соответствуют в результате интегралы

$$\int(dq)\,F[Dq^2]\,(\nabla T\hat{D}q)\left\{\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D})\,q,\ \frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\rho\hat{D}q\right\}$$

вместо

$$\int(dq)\,F\,[Dq^2]\left\{\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D})\,\nabla T,\ \frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\rho\hat{D}\nabla T\right\}.$$

Рис. 3. Диаграмма для собственно-энергетической функции бозона.



В формализме Келдыша они образуются за счет того, что ∇T входит в вершины Γ через формулу (8б) и в собственно-энергетические части Σ через (7б). Также существуют поправки к Γ, получающиеся из формулы (8а), если вместо G_F подставить $(S_0+\varphi_0)$ (G_A-G_R) и взять линейные по φ_0 члены. Легко убедиться, что эти поправки менее сингулярны по q, чем поправки к вершинам (П2.2), и их вклад в термоэдс несуществен.

Рассмотрим вклад (П2.2) в $\delta_{gr}\mathrm{St}_{e-e}$, $\delta_{gr}\Sigma_{e-e}$ вместе с вкладом той части формулы (7б), которая не содержит $\nabla_p G\,(P-Q)$. Они дают в сумме

$$\begin{gathered}
-i\delta_{gr}\Sigma_R = (1/2)\,\mathrm{N}_T\,(i/2)\int (dQ)\Big[G_A W_R \nabla_q\lambda\,[(2\lambda-\lambda_r)(\varepsilon-\Omega)\times \\
\times\nabla_\varepsilon S_{\text{in}} - (2\lambda-\lambda_a)\,\varepsilon\nabla_\varepsilon S_{\text{ex}}] + G_R\ldots\Big], \\
\delta_{gr}\mathrm{St} = (1/2)\,\mathrm{N}_T\,(i/2)\int (dQ)\Big[[-\lambda_a\nabla_q\lambda S_{\text{in}}\varepsilon\nabla_\varepsilon S_{\text{ex}}]\,G_A W_R - \\
- G_R W_A\,[\text{к. с.}] + I(\Phi, S)\,(\nabla_q\nabla_\varepsilon\lambda\lambda_A G_A + \nabla_q\nabla_\varepsilon\lambda^*\lambda_r G_R) + \\
+ \Big\{\varepsilon\nabla_\varepsilon I(\Phi, S) - T\nabla_T I(\Phi, S)\Big\}(\nabla_q\lambda\lambda_a G_A + \nabla_q\lambda^*\lambda_r G_R) - \\
- \Omega\,(W_R - W_A)\,\nabla_\Omega\Phi(\Omega)\,(S_{\text{in}} - S_{\text{ex}})\,(\nabla_q\lambda\lambda_a G_A + \nabla_q\lambda^*\lambda_r G_R)\Big], \\
I(\Phi, S) = \Phi_\Omega\,(S_{\text{in}} - S_{\text{ex}}) + (S_{\text{in}}S_{\text{ex}} - 1). \qquad (19)
\end{gathered}$$

Легко увидеть, что в невозмущенном состоянии $I(\Phi_0, S_0)=0$. Рассмотрим вклад от последнего слагаемого в $\delta_{gr}\mathrm{St}$

$$\begin{gathered}
\text{С6:}\quad \mathrm{j} = (1/8)\int (dQ)\,\Omega\,[-\nabla_\Omega\Phi(\Omega)]\,(W_R - W_A)\,(\mathrm{N}_T\hat{D}\mathrm{q})\times \\
\times\int d\varepsilon\,(S_{\Omega-\varepsilon} - S_{\Omega+\varepsilon})\,(\Lambda_R^2 - \Lambda_A^2)\,\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D})\,\mathrm{q}. \qquad (20)
\end{gathered}$$

Этот вклад сокращается, если учесть неравновесную поправку к гриновской функции бозона. Рассмотрим график для собственно-энергетической функции (рис. 3)

$$-i\Pi_{ij}(Q) = \int (dK)\,\Gamma^i_{kk'}(Q)\,G_{mk}(K-Q/2)\,G_{k'm'}(K+Q/2)\,\gamma^j_{m'm}$$

и учтем в нем гравитационное поле. Нетрудно получить формулу для $-i\delta_{gr}\Pi\,(Q)$ (индексы для краткости опущены); см. Приложение 3.

Келдышевские функции для кулоновского взаимодействия имеют вид

$$W_{R,A}(Q) = [1/U(\mathrm{q}) + 2\rho\hat{D}\mathrm{q}^2\Lambda_{R,A}]^{-1}.$$

В пределе малых импульсов и частот, который даст основной вклад в интегралы, второе слагаемое в скобке является главным. Составляя $\delta_{gr}W_F\,(Q) = W_R\delta_{gr}\Pi_F W_A$ и подставляя в (12), легко получить вклад С7, компенсирующий (20).

Остается рассмотреть вклад от $\delta_{gr}\Sigma_{R,\,A}$, который и является определяющим. Подставляя формулу (19) в (10), имеем

$$\text{С8. }a\text{:}\quad \mathrm{j} = -\hat{\mathrm{K}}_{Q,\varepsilon}\,\varepsilon\,(S_{\varepsilon-\Omega} - S_{\varepsilon+\Omega})\left\{2\,\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\tilde{D})\,\mathrm{q} + \frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\,(\rho\hat{D})\,\mathrm{q}\right\}\times$$

$$\times (\mathbf{N}_T\hat{D}\mathbf{q})\, i\, [W_R\Lambda_R^3 - W_A\Lambda_A^3],$$

$$\text{C8. } b\text{:}\quad \mathbf{j} = (1/2)\, \hat{K}_{Q,\varepsilon}\, (S_{\varepsilon-\Omega} + S_{\varepsilon+\Omega} - 2S_\varepsilon)\, (\mathbf{N}_T\hat{D}\mathbf{q}) \left\{ 2\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D})\,\mathbf{q} + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\,(\rho\hat{D})\,\mathbf{q} \right\} \Omega i\, [W_R\Lambda_R^3 - W_A\Lambda_A^3]. \tag{21}$$

Точное взятие этих интегралов не представляется возможным, поэтому ограничимся оценкой

$$\text{C8. } a\text{:}\quad \eta_{\alpha\beta} \Rightarrow -2e \left(\int \varepsilon^2 (-S_\varepsilon')^2\, d\varepsilon / T \int_{\Omega<T} d\Omega\,\Omega^2 + \right.$$

$$\left. + \int \varepsilon^2 (-S_\varepsilon')\, d\varepsilon / T \int_{\Omega>T} d\Omega\,\Omega\, \mathrm{th}\,(\Omega/2T) \right) \int (d\mathbf{q})/\rho\, \times$$

$$\times (D\mathbf{q})_\alpha\, (F\mathbf{q})_\beta\, Z^2(Q),$$

где

$$F\mathbf{q} = 2\frac{\partial}{\partial\mu}(\rho\hat{D})\,\mathbf{q} + \frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\,(\rho\hat{D})\,\mathbf{q},$$

$$Z(Q) = [(\hat{D}\mathbf{q}^2)^2 + \Omega^2]^{-1}.$$

Поступая аналогично с C8. b, представим их сумму в виде двух вкладов

$$\eta_{\alpha\beta} = -4eT \left(C_A \int_{\Omega<T} d\Omega/(2T)\,\Omega^2 + (\pi^2/3) \int_{\Omega>T} d\Omega\,\Omega\,\mathrm{th}\,(\Omega/2T) \right) \times$$

$$\times \int (d\mathbf{q})/\rho\, (D\mathbf{q})_\alpha\, (F\mathbf{q})_\beta\, Z^2(Q), \tag{22}$$

где $C_A = 1 + (8/3)\,[(\pi^2/6) - 1]$. Интегрирование по области $\Omega < T$ дает вклад

$$\eta_{\alpha\beta} = -2eC_A \int (d\mathbf{q})/\rho\, (D\mathbf{q})_\alpha\, (F\mathbf{q})_\beta \begin{cases} \pi/2D\mathbf{q}^2, & D\mathbf{q}^2 < T, \\ C_1 T^3/(D\mathbf{q}^2)^4, & D\mathbf{q}^2 > T, \end{cases}$$

где C_1 — некоторый числовой множитель порядка единицы. Второе слагаемое дает вклад

$$-(2\pi^2/3)\, eT \int (d\mathbf{q})/\rho\, (D\mathbf{q})_\alpha\, (F\mathbf{q})_\beta\, [(\hat{D}\mathbf{q}^2)^2 + C_2 T^2]^{-1},$$

где C_2 — тоже некоторый числовой множитель. Видно, что в первой части интересны малые $\mathbf{q}$ ($D\mathbf{q}^2 < T$), что дает тривиальный вклад как в двумерном, так и в трехмерном случаях

$$d = 2 \Rightarrow (\Delta\eta)_1 \Rightarrow C_3 eT/(\mu^2\tau)\,\sigma_0 \sim (1/\mu\tau)\,\eta_0,$$

$$d = 3 \Rightarrow (\Delta\eta)_1 \sim (\tau T)^{1/2}\,(1/\mu\tau)^2\,\eta_0. \tag{23}$$

Вклад второй части интереснее

$$d = 2 \Rightarrow (\Delta\eta)_2 = -eT\,(\pi/6)/(\rho D) \int d\,(D\mathbf{q}^2)/(D\mathbf{q}^2)\ [2\frac{\partial}{\partial\mu}\sigma_0 +$$

$$+ \sigma_0 \frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\,].$$

Поскольку Dq^2 в диффузионном приближении ограничен величиной $1/\tau$, легко получить

$$(\Delta\eta)_2 \Rightarrow -(\pi/3)\, eT/(\rho D) \ln(1/\tau T)\, [\frac{\partial}{\partial\mu}\sigma_0 + (1/2)\,\sigma_0 \frac{\partial}{\partial\mu}\ln\tau\,] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow -(1/\mu\tau)\ln(1/\tau T)\,[1 + (1/2)\frac{\partial \ln\tau}{\partial \ln\sigma}]\,\eta_0. \tag{24}$$

В трехмерном случае вклад второй части не интересен

$$(\Delta\eta)_2 \sim (1/\mu\tau)^2\,\eta_0.$$

Таким образом, влияние электрон-электронного взаимодействия на термоэдс примесного проводника особенно ощутимо в двумерном случае, как и влияние на проводимость. Экспериментальное наблюдение данного явления является нетривиальной задачей. Как известно [1], поправки при взаимодействии электронов в куперовском канале и слаболокализационные поправки ослабляются классически слабым магнитным полем $\omega_b\tau \simeq 1/\mu\tau$ (где $\omega_b = eB/mc$); данный эффект чувствителен лишь к классически сильному магнитному полю $\omega_b\tau \simeq 1$, как и все собственные свойства проводника, и не идентифицируется с помощью магнитного поля. Кроме необходимости выделить поправку $\Delta\eta \sim T\ln T$ от линейной температурной зависимости, что требует очень низких температур, также нужно создать двумерную пленку на такой подложке, которая ослабляет эффект фононного увлечения. Реально экспериментальная ситуация, касающаяся исследования двумерных пленок, в настоящее время противоположна — эффекту фононного увлечения уделяется превалирующее внимание [12].

В заключение заметим разницу между введением ∇T через скобки Пуассона и гравитационное поле. В примесных материалах из-за отсутствия трансляционной инвариантности нужно, вообще говоря, проделывать описанную выше процедуру с уравнением Дайсона до усреднения по примесям и затем, вычислив поправку φ_0 к функции распределения на собственно-энергетических уровнях, подставлять ее в кинетическое уравнение, т. е. в формулу (9), и только после этого усреднять по примесям. Также необходимо поступать и с членами $\delta_{gr}\Sigma$, $\delta_{gr}\mathrm{St}$. При этом оператор $\partial/\partial\mathbf{R}$ зацепляется с примесным потенциалом $U(\mathbf{r})$ и задача очень усложняется. При введении ∇T через гравитационное поле оператора $\partial/\partial\mathbf{R}$ нет, а оператор $\mathbf{r}$ может быть записан не в форме $i\partial/\partial\mathbf{p}$, а в представлении собственных чисел. Поэтому процесс усреднения не содержит трудности, описанные выше.

Автор выражает благодарность А. Г. Аронову за руководство в работе и полезные обсуждения. Автор также благодарит и Ю. М. Гальперина за полезные обсуждения, а А. В. Сергеева — за полезные обсуждения и изложение неопубликованной работы на ту же тему.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Рассмотрим свертку функций

$$H(x_1, x_2) = \int (dz)\,[1 + \varphi(\mathbf{z})]\,A(x_1, z)\,B(z, x_2).$$

Используя (1), получим

$$H(P, X) = \int (d\rho)\,(dz)\,[1 + \varphi(\mathbf{R})]\,[1 + \psi(\mathbf{R} + \mathbf{s})]\,(dP')\,(dQ)\,A\,[X +$$

$$+ (z + \rho)/2,$$

$$P' - Q/2]\, B\, [X + (z-\rho)/2,$$

$$P' + Q/2]\exp\left\{isq + 2ir(p'-p) - i\theta\Omega\,[1+\psi(\mathbf{R}+s)] - 2it(\varepsilon'-\varepsilon)\times\right.$$

$$\left.\times\,[1+\psi(\mathbf{R})]\right\}\exp\left\{-i\varepsilon'\nabla\psi\,(st - r\theta) + (i/2)\,\Omega\nabla\psi\,(tr + s\theta)\right\},$$

$$z = (\theta, s).$$

В линейном по $\mathbf{N}_T$ приближении представляем последнюю скобку как

$$\left\{(i/2)\,\varepsilon'\mathbf{N}_T\,[(\partial/\partial q)(\partial/\partial\varepsilon) - (\partial/\partial\Omega)(\partial/\partial p)] + (i/2)\,\Omega\mathbf{N}_T\,[(1/4)(\partial/\partial\varepsilon)\times\right.$$

$$\left.\times(\partial/\partial p) + (\partial/\partial q)(\partial/\partial\Omega)]\right\},$$

где все операторы действуют на невозмущенную экспоненту. Интегрирование по t, θ дает $\delta(\varepsilon-\varepsilon')\,\delta(\Omega)$. Интегрируя по r, s, получаем

$$-(i/2)\,\mathbf{N}_T\,\partial/\partial\varepsilon\int(dQ)\,\delta(Q)\,\varepsilon\partial/\partial q\,(A\,[P-Q/2]\,B\,[P+Q/2]) +$$

$$+(i/2)\,\mathbf{N}_T\,\partial/\partial p\int(dQ)\,\delta(Q)\,\varepsilon\partial/\partial\Omega\,(A\,[P-Q/2]\,B\,[P+Q/2]) +$$

$$+(i/2)\,\mathbf{N}_T\int(dQ)\,\delta(Q)\,(\partial/\partial\Omega)(\partial/\partial q)\,(\Omega A\,[P-Q/2]\,B\,[P+Q/2]),$$

откуда легко получить (4).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

$$\Gamma_{22}^{k}(Q,\varepsilon) = \lambda\gamma_{22}^{k},$$

$$\Gamma_{12} = \lambda_r\gamma_{12} + \gamma_{22}\,[(\lambda-\lambda_r)\,S_- + \lambda\lambda_r\,\langle\varphi_-\xi\rangle],$$

$$\Gamma_{21} = \lambda_a\gamma_{21} - \gamma_{22}\,[(\lambda-\lambda_a)\,S_+ + \lambda\lambda_a\,\langle\varphi_+\xi\rangle],$$

$$\Gamma_{11} = \lambda^*\gamma_{11} + \gamma_{12}\,[S_+(\lambda^*-\lambda_r) - S_-(\lambda^*-\lambda_a) + \lambda^*\lambda_r\,\langle\varphi_+\xi^*\rangle -$$

$$-\lambda^*\lambda_a\,\langle\varphi_-\xi^*\rangle] + \gamma_{22}\,[S_+S_-(\lambda_a+\lambda_r-\lambda-\lambda^*) - S_+(\lambda^*\lambda_a)\times$$

$$\times\,\langle\varphi_-\xi^*\rangle + \lambda\lambda_r\,\langle\varphi_-\xi\rangle) - S_-(\lambda^*\lambda_r\,\langle\varphi_+\xi^*\rangle + \lambda\lambda_a\,\langle\varphi_+\xi\rangle)],$$

$$\lambda(Q,\varepsilon) = [1-\xi]^{-1} = (\hat{D}q^2 \mp i\tau\Omega + \tau^2\Omega^2 + [\partial\langle\tau D\rangle/\partial\mu\, q^2 \mp$$

$$\mp\, i\,(\partial\tau/\partial\mu)\,\Omega\,]\,\varepsilon)^{-1}, \qquad (\Pi 2.1)$$

где

$$S_{-,+} = \dot{S}_0(\varepsilon_{-,+}),\quad \varepsilon_{-,+} = (\varepsilon\mp\Omega/2),\quad \varphi_{-,+} = \varphi(P\mp Q/2),$$

$$\xi = (1/2\pi\tau\rho)\int(dp)\,G_A(P-Q/2)\,G_R(P+Q/2),$$

$$\langle\varphi_{-,+}\xi\rangle = (1/2\pi\tau\rho)\int(dp)\,\varphi_{-,+}G_A(P-Q/2)\,G_R(P+Q/2),$$

$$\gamma_{ij}^{1} = 2^{-1/2}\delta_{ij},$$

$$\gamma_{ij}^{2} = 2^{-1/2}(1-\delta_{ij}),$$

$$\delta_{gr}\Gamma_{22} = 0,$$

$$\delta_{gr}\Gamma_{12} = (i/2)\,\mathbf{N}_T\varepsilon_-\nabla_\varepsilon S(\varepsilon_-)\,(\nabla_q\lambda/\lambda)\,(\lambda-\lambda_r)\,\gamma_{22},$$

$$\delta_{gr}\Gamma_{12} = -(i/2)\,\mathbf{N}_T\varepsilon_+\nabla_\varepsilon S(\varepsilon_+)\,(\nabla_q\lambda/\lambda)\,(\lambda-\lambda_a)\,\gamma_{22},$$

$$\delta_{gr}\Gamma_{11} = (i/2)\,\mathbf{N}_T\,(\nabla_q\lambda^*/\lambda^*)\,[\varepsilon_-\nabla_\varepsilon S(\varepsilon_-)\,(\lambda^*-\lambda_a) - \varepsilon_+\nabla_\varepsilon S(\varepsilon_+)\,(\lambda^*-\lambda_r)]\times$$

$$\times\,\gamma_{12} + (i/2)\,\mathbf{N}_T S(\varepsilon_+)\,\varepsilon_-\nabla_\varepsilon S(\varepsilon_-)\,[(\nabla_q\lambda^*/\lambda^*)(\lambda^*-\lambda_a) - (\nabla_q\lambda/\lambda)\times$$

$$\times (\lambda - \lambda_r)]\gamma_{22} + (i/2)\, N_T S(\varepsilon_-)\, \varepsilon_+ \nabla_\varepsilon S(\varepsilon_+)\, [r \Leftrightarrow a]\gamma_{22}. \qquad (\Pi 2.2)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

$$-i\delta\Pi(Q) = N_T (i/2) \int (dK)\, \gamma\, \Omega \Big\{ \nabla_\Omega \Gamma(Q)\, \boldsymbol{\nabla}_q\, [G(K - Q/2) \times$$
$$\times\, G(K + Q/2)] - \boldsymbol{\nabla}_q \Gamma(Q)\, \nabla_\Omega\, [GG] \Big\} - \varepsilon \Big\{ \nabla_\varepsilon \Gamma(Q)\, \boldsymbol{\nabla}_q\, [GG] - \boldsymbol{\nabla}_q \Gamma(Q) \times$$
$$\times\, \nabla_\varepsilon\, [GG] \Big\}]. \qquad (\Pi 3.1)$$

Легко проверить $\delta_{gr}\Pi_{R,\ A}(Q) \Rightarrow 0$

$$-i\delta_{gr}\Pi_F = 2\pi\tau\rho\, N_T (i/2) \int (d\varepsilon/2\pi)\, [S_+ \varepsilon_- \nabla_\varepsilon S_-\, [(\boldsymbol{\nabla}_q \lambda/\lambda)(\lambda - \lambda_r) -$$
$$- (\text{к. с.})] + S_- \varepsilon_+ \nabla_\varepsilon S_+\, [a \Leftrightarrow r] - i\tau\rho \hat{D} \mathrm{q}\, (S_+ \varepsilon_- \nabla_\varepsilon S_- + S_- \varepsilon_+ \nabla_\varepsilon S_+) \times$$
$$\times (\lambda - \lambda^*) - 1/(2\rho) \frac{\partial}{\partial \mu} (\rho \hat{D})\, \mathrm{q}\, (S_+ \varepsilon_- \nabla_\varepsilon S_- - S_- \varepsilon_+ \nabla_\varepsilon S_+)(\lambda + \lambda^*)],$$
$$S_{-,+} = S_0(\varepsilon_{-,+}), \quad \varepsilon_{-,+} = (\varepsilon \mp \Omega/2).$$

Легко видеть, что первые два слагаемых дают главный вклад. Учитывая, что

$$\int d\varepsilon\varepsilon\, (-\nabla_\varepsilon S_\varepsilon)(S_{\varepsilon - \Omega} + S_{\varepsilon + \Omega}) = 2\Omega^2 \nabla_\Omega \Phi_0(\Omega),$$

имеем

$$\delta_{gr}\Pi_F(Q) = \Omega^2\, [-\nabla_\Omega \Phi_0(\Omega)] \cdot 2\rho\, (N_T \hat{D} \mathrm{q})\, (\Lambda_R^2 - \Lambda_A^2).$$

Список литературы

[1] Altshuler B. L., Aronov A. G. Electron-elektron Interaction in Disordered Systems / Ed. A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, Oxford, N. Y., Tokyo, North Holland, 1985. P. 1.
[2] Ting C. S., Houghton A., Senna J. R. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. P. 1439.
[3] Hsu J. P. M., Kapitulnik A., Reizer M. Yu. // Phys. Rev. B. 1989. V. 38. P. 5260.
[4] Варламов А. А., Ливанов Д. В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 584.
[5] Рапопорт А. В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 542—556.
[6] Lu Y., Patton B. R. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. P. 3564.
[7] Альтшулер Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 1330.
[8] Альтшулер Б. Л., Аронов А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 514.
[9] Рейзер М. Ю., Сергеев А. В. // ЖЭТФ. Т. 92. С. 2291.
[10] Рейзер М. Ю., Сергеев А. В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 2191.
[11] Ливанов Д. В. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 1360.
[12] Zavaritsky N. V. // Physica. 1984. V. 126B. P. 369.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
3 апреля 1992 г.