

ЗАВИСИМОСТЬ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ СТРУКТУР ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

М. В. Москалец

Поступила в редакцию 25 ноября 1997 г.

Рассмотрено влияние температуры на кинетические коэффициенты мезоскопического образца, соединенного с двумя резервуарами электронов, в случае, когда коэффициент прохождения электронов через образец испытывает осцилляции вблизи энергии Ферми.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из существенных особенностей мезоскопических систем [1] при низких температурах является сохранение фазовой когерентности при распространении электронов. Поэтому в таких системах возможно наблюдение эффектов, чувствительных к фазе волновой функции электрона. В качестве примера приведем эффект Ааронова—Бома [2], приводящий к осцилляциям с периодом $\Phi_0 = h/e$ физических характеристик несверхпроводящих двусвязных образцов, пронизанных магнитным потоком Φ [3, 4], и проявляющийся как в кинетических [5], так и в термодинамических [6] свойствах.

Создание структур, в которых электроны распространяются баллистически, позволило предложить ряд устройств, основанных на использовании явления интерференции [7–12]. Особенностью таких интерференционных баллистических структур является то, что коэффициент прохождения $g(\epsilon)$ электронов через эти структуры существенно изменяется, $\Delta g \simeq g$, при незначительном изменении энергии $\Delta\epsilon/\epsilon \simeq \lambda/L$ (λ — длина волны электрона, L — характерный размер устройства).

Это обстоятельство является важным при рассмотрении электро- и теплопереноса в интерференционной баллистической структуре, соединенной с резервуарами электронов. С одной стороны, в данном случае значительно сужена область температур T и напряжений V , для которых применимо приближение линейного отклика: $\Delta T, V \ll \ll \epsilon_F \lambda_F / L$, где ϵ_F — энергия Ферми, λ_F — длина волны фермиевского электрона. С другой стороны, в такой системе должен быть значительным коэффициент электронной термоэдс [13], что приведет, в частности, к нарушению закона Видемана—Франца, несмотря на то что интерференционная баллистическая структура является чисто упругим рассеивателем.

Явления переноса в мезоскопических образцах, соединенных с резервуарами электронов, при $T \neq 0$ изучались в работах [13, 14]. Рассматривались как перенос частиц между резервуарами электронов, так и перенос электронов только через мезоскопический образец. В первом случае при вычислении тока (потока тепла) фактически учитываются как сопротивление собственно мезоскопического образца, так и дополнительное контактное сопротивление (сопротивление растекания), возникающее между подводящими контактами и резервуарами электронов [13, 15]. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением первого случая (перенос между резервуарами электронов) как

более соответствующего стандартной экспериментальной ситуации (двухзондовые измерения). Возможность измерения коэффициентов переноса, связанных с собственно мезоскопическим образцом, обсуждалась в работах [13, 14].

Мы применим результаты работ [13, 14] в случае, когда коэффициент прохождения $g(\varepsilon)$ электронов через мезоскопический образец осциллирует при изменении ε вблизи энергии Ферми. В разд. 2 получено выражение для тока I и теплового потока Q при отличной от нуля температуре резервуаров с учетом осциллирующей зависимости $g(\varepsilon)$. В разд. 3 рассмотрен режим линейного отклика. В разд. 4 приведены выражения для I и Q при большой разности температур резервуаров. В разд. 5 в качестве примера интерференционной баллистической структуры рассмотрено одномерное кольцо, содержащее магнитный поток Φ , и показано, что наличие этого потока может существенно изменить температурную зависимость коэффициентов переноса.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть баллистический мезоскопический образец соединен баллистическими проводниками с двумя резервуарами электронов, «L» и «R». Размер образца полагается малым по сравнению с длиной фазовой когерентности $L_\varphi(T)$. Температуры и химические потенциалы резервуаров обозначим соответственно T_L, μ_L и T_R, μ_R . В настоящей работе мы рассмотрим одномерный образец и одномерные подводящие проводники. Обобщение на случай нескольких проводящих подзон в отсутствие перемешивания каналов является тривиальным. С учетом перемешивания каналов такое обобщение может быть сделано в соответствии с результатами работ [13, 15].

Выражения для тока I и диссипативного потока тепла Q между резервуарами электронов в одноканальном приближении имеют вид

$$I = \frac{2e}{h} \int d\varepsilon g(\varepsilon) \left[f_0 \left(\frac{\varepsilon - \mu_L + e\varphi}{T_L} \right) - f_0 \left(\frac{\varepsilon - \mu_R + e\varphi}{T_R} \right) \right], \quad (1)$$

$$Q = \frac{2}{h} \int d\varepsilon g(\varepsilon) \left[(\varepsilon - \mu_L + e\varphi) f_0 \left(\frac{\varepsilon - \mu_L + e\varphi}{T_L} \right) - (\varepsilon - \mu_R + e\varphi) f_0 \left(\frac{\varepsilon - \mu_R + e\varphi}{T_R} \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь $g(\varepsilon)$ — коэффициент прохождения электрона с энергией ε через мезоскопический образец, $f_0(x) = (1 + e^x)^{-1}$ — функция распределения Ферми, φ — потенциал образца относительно резервуаров электронов. Величина φ должна определяться самосогласованным образом из уравнения Пуассона [16–18].

Далее будем полагать, что зависимость коэффициента прохождения от энергии, $g(\varepsilon)$, обусловлена процессами интерференции. Поэтому коэффициент прохождения является осциллирующей функцией длины волны электрона $\lambda = 2\pi/k$. Запишем

$$g(\varepsilon) = \bar{g} + \sum_n g_n, \quad (3)$$

$$g_n = A_n \cos(nkL) + B_n \sin(nkL).$$

Здесь \bar{g} — среднее значение коэффициента прохождения, $\varepsilon = (\hbar k)^2/2m^*$, m^* — эффективная масса электрона. Если выполнено условие

$$L \gg \lambda_F, \quad (4)$$

то вблизи энергии Ферми величину $g(\epsilon)$ с хорошей точностью можно считать осциллирующей функцией энергии электрона. Подставляя в этом случае разложение (5) в выражения (1) и (2) и полагая

$$T_L \ll \mu_L, \quad T_R \ll \mu_R, \quad \Delta\mu = \mu_R - \mu_L \ll \mu_L, \mu_R, \quad (5)$$

получим

$$I = -\frac{2e}{h} \left\{ \bar{g} \Delta\mu + \pi^2 T^{*2} \sum_n \frac{1}{n} \left(\psi_n(T_L) \partial_\epsilon g_n |_{\mu_L - e\varphi} - \psi_n(T_R) \partial_\epsilon g_n |_{\mu_R - e\varphi} \right) \right\}, \quad (6)$$

$$Q = \frac{2\pi^2}{h} \left\{ \bar{g} \frac{T_L^2 - T_R^2}{6} + T^{*2} \sum_n \frac{\Delta\mu}{n} \left(\psi_n(T_L) \partial_\epsilon g_n |_{\mu_L - e\varphi} + \psi_n(T_R) \partial_\epsilon g_n |_{\mu_R - e\varphi} \right) + \right. \\ \left. + T^{*2} \sum_n \left(\operatorname{ch} \frac{nT_L}{T^*} \psi_n^2(T_L) g_n(\mu_L - e\varphi) - \operatorname{ch} \frac{nT_R}{T^*} \psi_n^2(T_R) g_n(\mu_R - e\varphi) \right) \right\}. \quad (7)$$

Здесь $\psi_n(T) = (T/T^*) [\operatorname{sh}(nT/T^*)]^{-1}$, $T^* = \Delta_F/2\pi^2$, $\Delta_F = 2\epsilon_F \lambda_F/L$ и использовано обозначение $\partial_\epsilon \equiv \partial/\partial\epsilon$. Энергия Ферми $\epsilon_F = \mu - e\varphi_0$ определяется в равновесии: $\mu = \mu_L = \mu_R$, $T = T_L = T_R$. Величина $\Delta\mu$ определяется как разностью электростатических потенциалов V , приложенных к резервуарам электронов, так и разностью химических потенциалов резервуаров электронов, обусловленной их зависимостью от температуры. Отметим, что для двумерного резервуара зависимость $\mu(T)$ отсутствует.

Полученные выражения (6) и (7) являются центральными в настоящей работе и будут далее использованы для определения зависимости кинетических коэффициентов от температуры. Мы полагаем, что неупругие процессы в образце отсутствуют, $L \ll L_\varphi(T)$, и влияние температуры сводится только к усреднению по энергии коэффициента прохождения $g(\epsilon)$ (3).

3. КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В ЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ

При малых разностях химических потенциалов $\Delta\mu$ и температур $\Delta T = T_R - T_L$ резервуаров:

$$\Delta\mu \ll \Delta_F, \quad \Delta T \ll \min(T, T^*), \quad (8)$$

где Δ_F — расстояние между уровнями энергии электронов вблизи уровня Ферми, выражение для тока I и потока тепла Q можно представить в матричной форме [13]:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} L_0 & L_1/T \\ L_1 & L_2/T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\mu/e \\ \Delta T \end{pmatrix}. \quad (9)$$

В настоящей работе рассматриваются кинетические коэффициенты, описывающие перенос заряда и энергии между резервуарами электронов. Для этого случая, как подчеркивалось в [13], выполняются соотношения Онзагера, что отражено в (9).

Выражения для кинетических коэффициентов L_i могут быть получены из (6) и (7). Величина T^* разделяет низкотемпературную и высокотемпературную области, в первой из которых влиянием температуры можно пренебречь, а во второй усреднение по

энергии приводит к компенсации интерференционных вкладов в коэффициент прохождения, в результате чего $g(\varepsilon) \simeq \bar{g}$.

Приведем асимптотические выражения для коэффициентов L_i .

1) Низкие температуры: $T \ll T^*$,

$$L_0 = \frac{2e^2}{h} g(\varepsilon_F), \quad (10a)$$

$$L_1 = \frac{2e\pi^2}{3h} T^2 \partial_\varepsilon g|_{\varepsilon_F}, \quad (10б)$$

$$L_2 = \frac{2\pi^2}{3h} T^2 g(\varepsilon_F). \quad (10в)$$

2) Высокие температуры: $T \gg T^*$,

$$L_0 = \frac{2e^2}{h} \left[\bar{g} + \frac{2T}{T^*} \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) g_1(\varepsilon_F) \right], \quad (11a)$$

$$L_1 = \frac{4e\pi^2}{h} T^2 \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) \partial_\varepsilon g_1|_{\varepsilon_F}, \quad (11б)$$

$$L_2 = \frac{2e^2}{3h} T^2 \left[\bar{g} - \frac{6T}{T^*} \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) g_1(\varepsilon_F) \right]. \quad (11в)$$

Приведем также выражения для коэффициента электронной термоэдс $\alpha = -\Delta\mu/e\Delta T$ и коэффициента теплопроводности $\kappa = -Q/\Delta T$, которые измеряются при $I = 0$:

1) $T \ll T^*$,

$$\alpha = \frac{\pi^2}{3e} T \partial_\varepsilon \ln(g)|_{\varepsilon_F}, \quad (12a)$$

$$\kappa = \frac{2\pi^2}{3h} T g(\varepsilon_F) \left[1 - \frac{3(e\alpha)^2}{\pi^2} \right]. \quad (12б)$$

2) $T \gg T^*$,

$$\alpha = \frac{\pi^2}{e} T^* (\bar{g})^{-1} \partial_\varepsilon g_1|_{\varepsilon_F}, \quad (13a)$$

$$\kappa = \frac{2\pi^2}{3h} T \left[\bar{g} - \frac{6T}{T^*} \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) g_1(\varepsilon_F) \right]. \quad (13б)$$

Выражения (10), полученные ранее в [13], и (12) по форме являются обычными для теории металлов (см., например, [19]). Однако в отличие от нормальных металлов, для которых $e\alpha_0 \simeq T/\varepsilon_F$ (без учета фононного увлечения), в рассматриваемом случае электронная термоэдс не является малой: $\alpha/\alpha_0 \simeq \varepsilon_F/T^* \gg 1$. Это приводит, в частности, к нарушению закона Видемана—Франца:

$$\frac{3e^3}{\pi^2} \frac{\kappa}{GT} = \begin{cases} 1 - 3(e\alpha)^2/\pi^2, & T \ll T^*, \\ 1 - \frac{8T}{T^*} \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) \frac{g_1(\varepsilon_F)}{\bar{g}}, & T \gg T^*. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь $G = L_0$ — кондуктанс системы. Наиболее сильное отклонение должно наблюдаться при $T \simeq T^*$; оно уменьшается в сторону как низких, так и высоких температур. Подчеркнем, что в настоящей работе отклонение от закона Видемана—Франца

приведено для коэффициентов переноса между резервуарами электронов, тогда как в работах [13, 14] такое отклонение было получено для коэффициентов, связываемых с собственно мезоскопическим образцом.

Сравнивая выражения (12а) и (13а), видим, что зависимость $\alpha(T)$ имеет максимум (по абсолютной величине) при $T \simeq T^*$. Величина максимума по порядку величины равна $|e\alpha(T^*)| \simeq 1$. Отметим также, что знак α при $T \ll T^*$ и $T \gg T^*$ может быть различным.

Контактанс системы G и коэффициент теплопроводности κ при $T \ll T^*$ зависят от энергии Ферми ε_F , которая в свою очередь определяется значениями химических потенциалов электронных резервуаров. При $T \gg T^*$ такую зависимость проявляют малые интерференционные добавки в контактансе и коэффициенте теплопроводности (см. (11а), (136)).

4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК И ПОТОК ТЕПЛА ПРИ БОЛЬШОЙ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР РЕЗЕРВУАРОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Зафиксируем температуру одного из резервуаров, например T_L , и рассмотрим зависимости тока и потока тепла в системе от температуры второго резервуара (T_R). Как следует из (6), в пределе

$$T_R \gg T^* \quad (15)$$

ток I в системе не зависит от T_R . Кроме того, если записать

$$Q = Q_0 + \delta Q, \quad (16)$$

$$Q_0 = \frac{\pi^2}{6e^2} \bar{g}(T_L^2 - T_R^2),$$

то из (7) следует, что интерференционная добавка δQ к тепловому потоку при условии (15) также не зависит от T_R .

Причина этого состоит в следующем. Поскольку неупругие процессы имеют место только в резервуарах и отсутствуют в образце, то усреднение по температуре вкладов в ток (и тепловой поток Q), обусловленных электронами, распространяющимися из левого резервуара в правый (с температурой T_L) и в обратном направлении (с температурой T_R), происходит независимо, что непосредственно видно из выражений (6), (7).

Положим далее $\mu_L = \mu_R$. При условии (15) зависимости термоэлектрического тока I_T и добавки δQ к тепловому потоку от T_L имеют следующий вид:

1) $T_L \ll T^*$,

$$I_T = \frac{2e}{h} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_F} d\varepsilon [g(\varepsilon) - \bar{g}], \quad (17a)$$

$$\delta Q = \frac{2}{h} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_F} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_F) [g(\varepsilon) - \bar{g}]. \quad (17b)$$

Здесь $\varepsilon_0 = \Delta_F[\varepsilon_F/\Delta_F]$ ($[x]$ — целая часть x). В этом режиме термоэлектрический ток и добавка к тепловому потоку не зависят от температур резервуаров электронов T_L и T_R .

$$2) T_L \gg T^*, T_R > T_L,$$

$$I_T = -\frac{4e\pi^2}{h} T_L T^* \exp\left(-\frac{T_L}{T^*}\right) \partial_\varepsilon g_1|_{\varepsilon_F}, \tag{18a}$$

$$\delta Q = \frac{4\pi^2}{h} T_L^2 \exp\left(-\frac{T_L}{T^*}\right) g_1(\varepsilon_F). \tag{18б}$$

Таким образом, отличие режима с большой разностью температур резервуаров от режима линейного отклика ($\Delta T \ll T$) состоит в следующем. Термоэлектрический ток и интерференционная добавка к тепловому потоку не зависят от температуры более нагретого резервуара (T_R) и не равны нулю при $T_L \rightarrow 0$.

5. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОДНОМЕРНОГО БАЛЛИСТИЧЕСКОГО КОЛЬЦА С МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ

Рассмотрим одномерное баллистическое кольцо, соединенное одномерными проводниками с резервуарами электронов (рис. 1). Кольцо содержит магнитный поток Φ . Длина кольца L полагается малой по сравнению с длиной сбоя фазы электронов: $L \ll L_\varphi$. В рамках квантовой волноводной теории [20] в приближении невзаимодействующих электронов коэффициент прохождения g для такой системы при симметричном расположении контактов равен [20, 21]

$$g = \frac{(1 - \cos(kL))(1 + \cos(2\pi\Phi/\Phi_0))}{(\cos(2\pi\Phi/\Phi_0) - 1.25 \cos(kL) + 0.25)^2 + \sin^2(kL)}. \tag{19}$$

Первые два члена в разложении (3) имеют вид

$$\bar{g} = \frac{2(1 + \cos(2\pi\Phi/\Phi_0))}{3 + 2 \cos(2\pi\Phi/\Phi_0)}, \tag{20}$$

$$g_1 = \frac{2}{9} \bar{g} \left(4 \cos\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) - 3 \right) \cos(kL). \tag{21}$$

Кинетические коэффициенты рассматриваемой системы зависят от величины магнитного потока Φ , причем такая зависимость может проявляться достаточно нетривиальным образом. Покажем это на примере коэффициента термоэдс α .

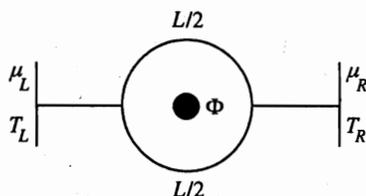


Рис. 1. Модель одномерного баллистического кольца длиной L , содержащего магнитный поток Φ . Кольцо соединено одномерными проводниками с двумя резервуарами электронов с температурами T_L, T_R и химическими потенциалами μ_L, μ_R

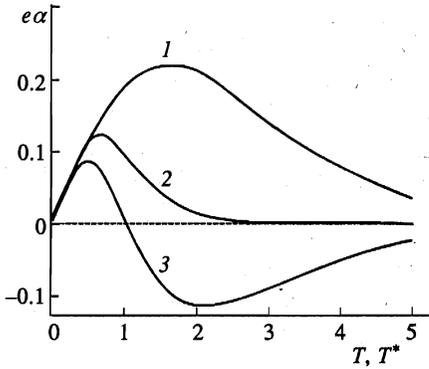


Рис. 2. Зависимость коэффициента электронной термоэдс α одномерного кольца от температуры T в режиме линейного отклика ($\Delta T \ll T$) для $\Phi = 0$ (1), Φ^* (2) и $0.15\Phi_0$ (3).
Значение $\{L/\lambda_F\} = 0.75$

На рис. 2 приведена зависимость $\alpha(T)$ для нескольких значений Φ при $\{L/\lambda_F\} = 0.75$, где $\{x\}$ — дробная часть x . Величина α при $T < T^*$ определяется коэффициентом прохождения g (см. (12a)), а при $T > T^*$ — его первой гармоникой g_1 (см. (13a)). Знаки производных $\partial_\epsilon g$ и $\partial_\epsilon g_1$ зависят от величины магнитного потока Φ (а также от произведения $k_F L$). При некоторых значениях Φ эти величины имеют одинаковый знак (рис. 2, кривая 1), в то время как при другом значении Φ их знаки различны (рис. 2, кривая 3). Поэтому, изменяя величину магнитного потока Φ , можно переходить от знакопостоянной зависимости $\alpha(T)$ к зависимости, изменяющей знак при увеличении (уменьшении) температуры.

Кроме того, при $\Phi = \pm\Phi^*$ (где $\Phi^*/\Phi_0 = (2\pi)^{-1} \arccos(3/4) \simeq 0.115$) величина g_1 (см. (21)), определяющая высокотемпературную ($T > T^*$) асимптотику коэффициента термоэдс α , обращается в нуль. Поэтому в разложении (6) необходимо сохранить член с $n = 2$. В результате при $\Phi = \pm\Phi^*$ и $T > T^*$ получим

$$e\alpha \simeq \exp\left(-\frac{2T}{T^*}\right) \frac{2T}{T^*} \sin(2k_F L). \quad (22)$$

В данном случае α более быстро (чем при $\Phi \neq \pm\Phi^*$) убывает с температурой (рис. 2, кривая 2). Кроме того, температура, разделяющая низкотемпературную и высокотемпературную области, уменьшена в два раза.

Аналогичную зависимость от Φ и T при $T > T^*$ имеют интерференционные добавки к кондактансу $G = L_0$ (см. (11a)) и коэффициенту теплопроводности κ (см. (136)). А именно, они изменяют знак при изменении Φ ; кроме того, их величина экспоненциально убывает при увеличении температуры с характеристической температурой, равной $T^*/2$ при $\Phi = \pm\Phi^*$ и T^* при других значениях величины магнитного потока Φ .

При $\Phi \neq 0$ кондактанс кольца (19) обращается в нуль вблизи целых значений отношения $k_F L/2\pi = L/\lambda_F$. Поэтому вблизи этих значений коэффициент термоэдс α имеет значительную величину (при низких температурах). Из рис. 3 видно, что при приближении отношения L/λ_F к целому числу пик на зависимости $\alpha(T)$ становится более острым и смещается в стороны низких температур. Отметим, что при замене $\{L/\lambda_F\} \rightarrow 1 - \{L/\lambda_F\}$ коэффициент термоэдс изменяет знак на противоположный.

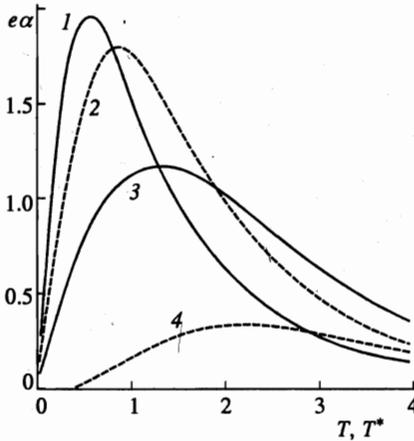


Рис. 3. Зависимость коэффициента электронной термоэдс α одномерного кольца от температуры T в режиме линейного отклика ($\Delta T \ll T$) для $\{L/\lambda_F\} = 0.05$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3) и 0.4 (4). Значение $\Phi = 0.3\Phi_0$

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрено влияние температуры на кинетические коэффициенты мезоскопического образца, соединенного с двумя резервуарами электронов. Перенос заряда и энергии описывается коэффициентом прохождения $g(\epsilon)$ электрона через образец. Предполагается, что неупругие процессы в образце отсутствуют и влияние температуры T сводится исключительно к усреднению коэффициента прохождения электрона g по энергии в интервале $\Delta\epsilon \simeq T$ вблизи ϵ_F . Получены выражения для тока I (6) и диссипативного потока тепла Q (7), учитывающие осцилляции величины g вблизи ϵ_F . Такие осцилляции характерны для баллистических мезоскопических систем, в которых существенное влияние на прохождение электронной волны оказывает явление интерференции [7–12]. Подчеркнем, что в отличие от обычно используемого в теории нормальных металлов разложения Зоммерфельда, которое учитывает изменение физических величин системы в масштабе ϵ_F (точнее в масштабе $\Delta\epsilon \gg T$), предложенное в настоящей работе разложение учитывает изменение физических характеристик системы вблизи ϵ_F в энергетическом интервале $\Delta\epsilon \ll T, \epsilon_F$.

Показано, что величина коэффициента термоэдс α значительно превосходит характерное для обычных металлов значение α_0 (без учета фононного увлечения и в отсутствие магнитных примесей), $\alpha \simeq \alpha_0 \epsilon_F / T^*$, что обусловлено осцилляциями коэффициента прохождения электронов вблизи ϵ_F [13]. Вычислена зависимость $\alpha(T)$. В линейном режиме ($\Delta T \ll T^*, T$) зависимость $\alpha(T)$ имеет максимум (по абсолютной величине) при $T \simeq T^*$. Отметим, что знак α при $T < T^*$ и при $T > T^*$ может быть различным. В области высоких температур ($T > T^*$) значение коэффициента термоэдс экспоненциально убывает с температурой, $\alpha \propto \exp(-2\pi^2 T / \Delta_F)$, что может быть использовано для определения Δ_F . Следует сказать, что в данной работе рассматривается одноканальное приближение. Для многоканального образца без перемешивания каналов высокотемпературная асимптотика зависимости $\alpha(T)$ имеет вид, аналогичный виду зависимости $\Delta_F = \max(\Delta_F(n))$, где n — номер канала.

В случае эффекта Ааронова—Бома для двусвязных одномерных образцов предсказывается нетривиальная магнитотемпературная зависимость коэффициента термоэдс и интерференционных добавок к кондактансу и коэффициенту теплопроводности при высоких температурах ($T > T^*$).

Литература

1. Y. Imry, in *Physics of Mesoscopic Systems: Directions in Condensed Matter Physics*, ed. by G. Grinstein and G. Mazenco, World Scientific, Singapore (1986), p. 101.
2. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 484 (1959).
3. N. Byers and C. N. Yang, *Phys. Rev. Lett* **7**, 46 (1961).
4. F. Bloch, *Phys. Rev. B* **2**, 109 (1970).
5. S. Washburn and R. A. Webb, *Adv. Phys.* **35**, 375 (1986).
6. А. А. Звягин, И. В. Криве, *ФНТ* **21**, 687 (1995).
7. S. Datta, *Superlatt. Microstruct.* **6**, 83 (1989).
8. F. Solt, M. Macucci, U. Ravaioli, and K. Hess, *J. Appl. Phys.* **66**, 3892 (1989).
9. F. Capasso and S. Datta, *Phys. Today* **LB** (2), 74 (1990).
10. S. Datta and M. J. McLennan, *Rep. Prog. Phys.* **53**, 1003 (1990).
11. W. Porod, Z. Shao, and C. S. Lent, *Phys. Rev. B* **48**, 8495 (1993).
12. A. M. Jayannavar and P. Singha Deo, *Mod. Phys. Lett. B* **8**, 301 (1994).
13. U. Sivan and Y. Imry, *Phys. Rev. B* **33**, 551 (1986).
14. H.-L. Engquist and P. W. Anderson, *Phys. Rev. B* **24**, 1151 (1981).
15. H. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas, *Phys. Rev. B* **31**, 6207 (1985).
16. M. Büttiker and T. Christen, to published in *Mesoscopic Electron Transport*, ed. by L. Kowenhoven, G. Schoen, and L. Sohn, NATO ASI Series E, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
17. М. В. Москалец, Письма в ЖЭТФ **62**, 702 (1995).
18. М. В. Москалец, *ФНТ* **23**, 857 (1997).
19. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Москва (1987).
20. J. Xia, *Phys. Rev. B* **45**, 3593 (1992).
21. H. Büttiker, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. A* **30**, 1982 (1984).