Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 4, стр. 164 – 166 *25 февраля 1984 г.*

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К ТЕРМОЭДС "ГРЯЗНЫХ" ПРОВОДНИКОВ

В.В.Афонин, Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич

Рассмотрены квантовые поправки к термоэлектрическому коэффициенту двумерного неупорядоченного проводника, обусловленные так называемыми "веерными" графиками. Проанализированы зависимости этих поправок от магнитного поля H при различных механизмах релаксации.

Наша цель – рассмотреть квантовые поправки к термоэлектрическому коэффициенту η (плотность тока $\mathbf{j} = -\eta \nabla T$) двумерного "грязного" проводника в ситуации, когда $p_F l/\hbar \gg 1$ (p_F – импульс Ферми, l – длина свободного пробега электронов). Мы будем учитывать так называемые "веерные" графики (рис. 1) [1, 2] в ситуации, когда межэлектронным взаимодействием можно пренебречь. Такой расчет был выполнен впервые Тингом, Хаутоном и Сенна [3], которые получили, что относительные поправки к η и к проводимости σ совпадают; в итоге поправка к дифференциальной термоэдс η / σ отсутствует. В такой ситуации экспериментальное исследование η не давало бы никаких новых сведений.

Наш результат существенно отличается – мы пришли к выводу, что поправка к η, $\Delta_C \eta$, гораздо меньше, чем вытекает из работы [3]. Тем не менее, эта поправка может быть выделена по специфической зависимости от магнитного поля; ее исследование позволяет получить дополнительные сведения о релаксационных процессах, определяющих величину квантовых поправок (о временах τ_i или τ_φ, см. ниже). Нам представляется интересным при наличии соответствующих экспериментальных данных сравнить значения τ_i или τ_φ, получающиеся из исследования термоэдс и электропроводности.

Для расчета η мы, как и авторы работы [3], воспользуемся так называемым П-подходом: будет вычислен коэффициент пропорциональности $\vec{\Pi}$ между плотностью потока тепла $\mathbf{Q}$ и электрическим полем $\mathbf{E}$ (коэффициент Пельтье), а затем использовано соотношение Онсагера $\eta = \Pi / T$. Результат такого вычисления имеет вид:[1)]

$$\Delta_C \eta = \frac{4e}{T\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon \, \frac{\partial n_0}{\partial \epsilon} \, \epsilon D(\epsilon) C(\epsilon), \qquad (1)$$

где $n_0(\epsilon) = [\exp(\epsilon/T) - 1]^{-1}$, $D(\epsilon)$ – коэффициент диффузии электронов, усредненный по поверхности постоянной энергии ϵ, отсчитанной от уровня Ферми μ, C – вклад от веерных графиков[2)]. Явное выражение для него зависит от механизма рассеяния, который устраняет расходимость $C(\epsilon)$. Таких механизмов мы рассмотрим два.

Во-первых, это спин-спиновое рассеяние электронов на магнитных примесях в сочетании со спин-орбитальным рассеянием [4]. В этом случае

$$C(\epsilon) = C_1(\epsilon) + \frac{1}{2} C_2(\epsilon) - \frac{1}{2} C_3(\epsilon), \qquad (2)$$

где

$$C_i(\epsilon) = \int \frac{(dq)}{D(\epsilon) q^2 + 1/\tau_i}, \qquad (3)$$

τ_i – времена, фигурирующие в полюсных выражениях в [4]. Тогда

$$\Delta_C \eta = -\frac{\pi}{3} \frac{eT}{\hbar} S, \qquad S = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[\ln \frac{L_1}{l} \sqrt{\frac{L_2}{L_3}} \right]_{\epsilon = 0}, \qquad (4)$$

[1)] Процедура расчета будет подробно изложена в отдельной работе.

[2)] Учет зависимости этой величины от ϵ и приводит, насколько мы можем судить, к отличию наших результатов от результатов работы [3].

где $L_i^2(\epsilon) = D(\epsilon)\tau_i(\epsilon)$. Видно, что получившееся выражение не пропорционально большому логарифму.

В магнитном поле, перпендикулярном поверхности образца и удовлетворяющем условию $a_H = (c\hbar/eH)^{1/2} \ll l$, как показывает расчет, аналогичный проделанному в [5], величина S в формуле (4) заменяется на $S = -(\Phi_1 + \Phi_2/2 - \Phi_3/2)$, где

$$\Phi_i = \gamma_i'(0)\zeta(2, \gamma_i + 1/2); \qquad \gamma_i = a_H^2/4L_i^2(0). \tag{5}$$

Здесь $\zeta(q, x)$ – ζ-функция Римана. В сильных магнитных полях, когда $a_H/L_i \ll 1$, поправка $\Delta_C\eta$ спадает как $1/H$.

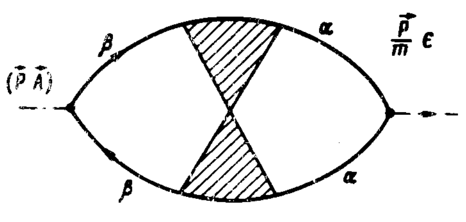

Рис. 1

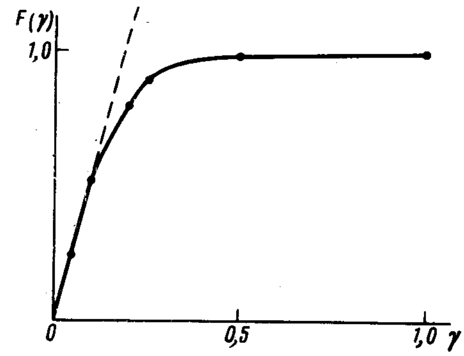

Рис. 2.

В качестве второго механизма мы рассмотрим неупругое рассеяние на туннельных состояниях, характерное для аморфных металлов. Для него мы получаем выражение типа (3), но с заменой $1/\tau_i$ на $1/\tau_\varphi$, где

$$\frac{1}{\tau_\varphi(\epsilon, T)} = \frac{2\pi}{\hbar}\beta(\epsilon)\,\epsilon\,\mathrm{cth}\,\frac{\epsilon}{2T}. \tag{6}$$

Здесь $\beta(\epsilon)$ – безразмерная величина, пропорциональная константе взаимодействия электронов с двухуровневыми системами и концентрации последних. В типичных аморфных металлах она имеет порядок $10^{-2} - 10^{-3}$. Характерный масштаб ее изменения как функции ϵ есть $\mu \gg T$.

Для этого случая расчет дает формулу (4) с

$$S = \frac{D'(0)}{D(0)} - \frac{\beta'(0)}{\beta(0)}, \tag{7}$$

где штрих обозначает производную по ϵ. В магнитном поле функция $S(H)$ принимает вид

$$S = \left[\frac{D'(0)}{D(0)} - \frac{\beta'(0)}{\beta(0)}\right] F(\gamma), \qquad \gamma = \frac{2\pi a_H^2\,\beta(0)}{\hbar D(0)}; \tag{8}$$

$$F(\gamma) = \frac{3}{\pi^2}\int_0^\infty \frac{(\eta/2\gamma)d\eta}{\mathrm{sh}(\eta/2\gamma)}\int_0^\infty \frac{x^3dx}{\mathrm{sh}\,x}\exp\left(-\eta x\,\mathrm{cth}\,\frac{x}{2}\right). \tag{9}$$

График функции $F(\gamma)$ приведен на рис. 2.

Более сложный вид выражения (9) по сравнению с (5) обусловлен тем, что $\tau_\varphi(\epsilon, T)$ при неупругих процессах существенно зависит от энергии ϵ в области шириной порядка T – а эта же область играет роль в интеграле, определяющем $\Delta_C\eta$. Следует подчеркнуть, что эта область энергий существенна для любого неупругого процесса, определяющего τ_φ в том числе, например, и для рассеяния электронов фононами. Экспериментальное исследование зависимости $\Delta_C\eta(H, T)$, таким образом, может позволить составить суждение об энергетической зависимости времени τ_φ, и, тем самым, о природе механизма неупругой релаксации.

В заключение необходимо подчеркнуть, что здесь изучалась лишь "диффузионная" часть термоэдс. Существует в принципе еще вклад в коэффициент η, обусловленный увлечением электронов фононами. При интерпретации данных опыта желательно убедиться, что этот вклад мал. Критерием тут, в частности, может служить температурная зависимость основной части термоэлектрического коэффициента η.

Мы благодарны Б.Л.Альтшулеру, А.И.Ларкину, Д.Е.Хмельницкому, Б.З.Спиваку за обсуждение работы; Д.А.Паршину, А.Л.Шеланкову – за критический просмотр рукописи.

Литература

1. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 248.
2. *Abrahams E., Ramakrishnan T.V.* J. Non. Cryst. Sol., 1980, **35/36**, 15.
3. *Ting C.S., Houghton A., Senna J.R.* Phys. Rev. B, 1982, **25**, 1439.
4. *Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y.* Progr. Theor. Phys., 1980, **63**, 707.
5. *Altshuler B.L., Khmel'nitskii D.E., Larkin A.I., Lee P.A.* Phys. Rev. B., 1980, **22**, 5142.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 января 1984 г.