ФММ, 1985, том 60, вып. 1

УДК 538.632.001

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В САМОСОГЛАСОВАННОЙ ТЕОРИИ ЛОКАЛИЗАЦИИ

Е. А. Котов, М. В. Садовский

В рамках самосогласованной теории локализации рассмотрено поведение константы Холла и холловской подвижности вблизи порога подвижности (перехода Андерсона). Показано, что константа Холла не меняется по сравнению с обычным результатом для металлической области, холловская подвижность обращается на пороге подвижности в нуль (при $T=0$) пропорционально статической проводимости.

1. В последние годы активно развивается самосогласованный подход к теории локализации электронов в неупорядоченных системах. Предложенный впервые Гетце [1] и существенно развитый Фоллхардом и Вольфле [2] он стал в настоящее время удобным практическим методом расчета различных физических величин в системах, испытывающих переход Андерсона [3—6]. По-видимому, при этом достигается качественно правильное описание системы во всей области изменения параметров — от «хорошего» металла до андерсоновского диэлектрика, несмотря на отсутствие контролируемого малого параметра теории возмущений [4]. Последнее обстоятельство может оказаться существенным для количественного описания непосредственной окрестности порога подвижности (например, для нахождения соответствующих критических индексов [4]), однако оно, по-видимому, не очень важно для общей качественной картины явления локализации.

Эффект Холла относится к числу важнейших кинетических характеристик электронной подсистемы. Вместе с тем, насколько известно авторам, его рассмотрение в рамках самосогласованной теории локализации никем еще не проводилось (в формулировке Фоллхарда и Вольфле). В настоящее время существуют лишь расчеты первых локализационных поправок к эффекту Холла в слабонеупорядоченном металле [7, 8], а также рассмотрение эффекта Холла в рамках качественной скэйлинговой теории перехода Андерсона [9]. Поэтому микроскопический анализ эффекта Холла в рамках самосогласованной теории локализации представляет несомненный интерес и может существенно дополнить качественные соображения, используемые при обсуждении реальных экспериментов [10].

2. Наши расчеты будут основаны на общих соотношениях для проводимости в слабом магнитном поле, полученных в работе Фукуямы, Эбисавы и Вады [11]. Рассматривается система электронов в поле хаотически расположенных в пространстве рассеивающих центров, помещенная также в поле статического пространственно-неоднородного вектор-потенциала $A(r)=A_q e^{iqr}$. Тогда в линейном приближении по A_q тензор электропроводности системы, описывающий отклик на однородное внешнее электрическое поле с частотой ω, может быть представлен в виде [11] (e — заряд электрона, m — его масса, c — скорость света):

$$\sigma_{\mu\nu}(q\omega) = \sigma(q\omega)\,\delta_{\mu\nu} + \frac{1}{i\omega} K^{\alpha}_{\mu\nu}(q\omega)\, A^{\alpha}_{q}; \tag{1}$$

$$\sigma(q\omega)\,\delta_{\mu\nu} = \frac{1}{i\omega}\{\Phi_{\mu\nu}(q\omega+i\varepsilon) - \Phi_{\mu\nu}(q0+i\varepsilon)\}; \tag{2}$$

$$K^{\alpha}_{\mu\nu}(q\omega) = \frac{e^2}{mc}\,\delta_{\nu\alpha}\,\{L_{\mu}(q\omega+i\varepsilon) - L_{\mu}(q0+i\varepsilon)\} + \frac{1}{c}\{L^{\alpha}_{\mu\nu}(q\omega+i\varepsilon) - L^{\alpha}_{\mu\nu}(q0+i\varepsilon)\}, \tag{3}$$

причем $\Phi_{\mu\nu}(q\omega)$, $L_\mu(q\omega)$ и $L^\alpha_{\mu\nu}(q\omega)$ получаются обычным аналитическим продолжением $i\omega_m \to \omega + i\varepsilon\,(\varepsilon \to 0^+)$ из соответствующих мацубаровских корреляторов плотностей тока $J_\mu(q\tau)$ и заряда $\rho(q\tau)$ (τ — мацубаровское время, T_τ — операция T-упорядочения, $\omega_m = 2\pi m T$, T — температура):

$$\Phi_{\mu\nu}(q\omega_m) = T\int_0^{\frac{1}{T}} d\tau \int_0^{\frac{1}{T}} d\tau' \exp\{i\omega_m(\tau-\tau')\} < T_\tau J_\mu(q\tau) J_\nu(0\tau') >; \quad (4)$$

$$L_\mu(q\omega_m) = -T\int_0^{\frac{1}{T}} d\tau \int_0^{\frac{1}{T}} d\tau' \exp\{i\omega_m(\tau-\tau')\} < T_\tau J_\mu(q\tau)\rho(-q\tau') >; \quad (5)$$

$$L^\alpha_{\mu\nu}(q\omega_m) = T\int_0^{\frac{1}{T}} d\tau \int_0^{\frac{1}{T}} d\tau' \int_0^{\frac{1}{T}} d\tau'' \exp\{i\omega_m(\tau-\tau')\} <$$

$$< T_\tau J_\mu(q\tau) J_\nu(0\tau') J_\alpha(-q\tau'') >. \quad (6)$$

С использованием обычной «примесной» диаграммной техники [12] эти корреляторы могут быть приближенно представлены графиками, пока-

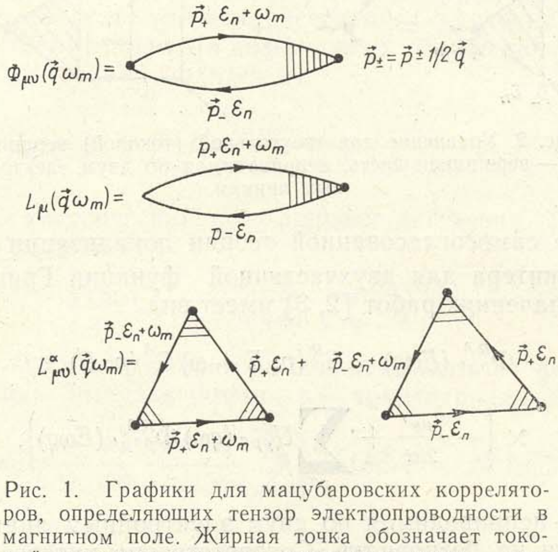

Рис. 1. Графики для мацубаровских корреляторов, определяющих тензор электропроводности в магнитном поле. Жирная точка обозначает токовый характер вершины, отсутствие точки — скалярная величина.

занными на рис. 1 [11], где «треугольная» (токовая) вершина описывается уравнением, графически представленным на рис. 2. Из рис. 1 видно, что мы пренебрегаем вкладом треугольных графиков, в которых топология линий рассеяния на беспорядке не сводится к перенормировке треугольных вершин. Мы полагаем, что учета треугольных вершин достаточно для качественного описания роли локализации, так как при этом учитываются процессы рассеяния, обычно рассматриваемые в самосогласованной теории [2, 3].

После довольно громоздкого анализа общих выражений (4)—(6), существенно использующего тождество Уорда, оказывается, что компоненты тензора электропроводности системы в магнитном поле для случая вырожденной статистики электронов ($T \to 0$) представляются в виде [11]:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{e^2}{2\pi} \sum_p \frac{p_x^2}{m^2} \chi(p\omega) G^R(pE+\omega) G^A(pE); \tag{7}$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = \frac{e^2}{4\pi i} \omega_c \sum_p \frac{p_x}{m} \chi^2(p\omega) \times$$

$$\times \left\{ G^R(pE+\omega) \frac{\partial}{\partial p_x} G^A(pE) - G^A(pE) \frac{\partial}{\partial p_x} G^R(pE+\omega) \right\}, \tag{8}$$

где $G^{R,A}(pE)$ — запаздывающая (опережающая) усредненная функция Грина электрона с энергией E (энергия Ферми) в поле случайных рассеивателей. Величина $\chi(p\omega)$ определяется как предел $q \to 0$ в выражении для токовой вершины

$$J_\mu(p\omega q) = \frac{e}{m} p_\mu \chi(p\omega q), \tag{9}$$

$\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота электрона в магнитном поле H, ориентированном вдоль оси z.

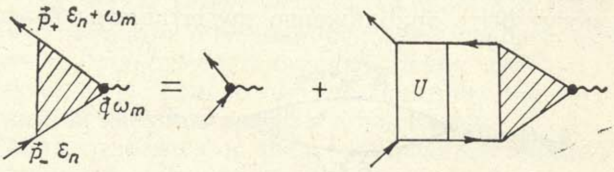

Рис. 2. Уравнение для треугольной (токовой) вершины. U — вершинная часть, неприводимая по двум электронным линиям.

3. В основе самосогласованной теории локализации лежит уравнение Бете—Солпитера для двухчастичной функции Грина $\Phi^{RA}_{pp'}(E\omega q)$, которое в обозначениях работ [2, 3] имеет вид

$$\Phi^{RA}_{pp'}(E\omega q) = G^R(p_+E+\omega) G^A(p_-E) \times$$

$$\times \left\{ -\frac{\delta_{pp'}}{2\pi i} + \sum_{p''} U^E_{pp''}(q\omega) \Phi^{RA}_{p''p'}(E\omega q) \right\}, \tag{10}$$

где $U^E_{pp'}(q\omega)$ — неприводимая по двум электронным линиям вершинная часть рассеяния на беспорядке. Соответственно интересующая нас токовая вершина определяется соотношением

$$-\frac{2\pi i e}{m} \sum_{p'} p'_\mu \Phi^{RA}_{pp'}(E\omega q) = G^R(p_+E+\omega) G^A(p_-E) J_\mu(p\omega q) \tag{11}$$

и удовлетворяет уравнению

$$J_\mu(p\omega q) = \frac{e}{m} p_\mu + \sum_{p'} U^E_{pp'}(q\omega) G^R(p'_+E+\omega) G^A(p'_-E) J_\mu(p'\omega q). \tag{12}$$

С использованием (11) и уравнений самосогласованной теории локализации [2, 3], аналогично тому, как это было проделано в работе [6] для скалярной вершины, находим (см. Приложение) следующее явное выражение для токовой вершины в d-мерном пространстве (v_F — скорость Ферми)

$$J_\mu(p\omega q) = \frac{e}{m} p_\mu \frac{\omega^2 + 2i\gamma\omega - \frac{1}{d} v_F^2 q^2}{\omega^2 + \omega M_E(q\omega) - \frac{1}{d} v_F^2 q^2}, \tag{13}$$

где $M_E(q\omega)$ — релаксационное ядро, которое (при $q\to 0$) определяется следующим уравнением самосогласования [2, 3]:

$$M_E(\omega) = 2i\gamma \left\{1 + \frac{1}{\pi N(E)} \sum_q \frac{1}{-i\omega + D_E(\omega) q^2}\right\}. \tag{14}$$

Здесь введен обобщенный коэффициент диффузии

$$D_E(q\omega) = i \frac{v_F^2}{d} \frac{1}{M_E(q\omega)}, \tag{15}$$

$\gamma = \pi\rho V^2 N(E)$ — борновская частота рассеяния электронов на точечных центрах, хаотически распределенных в пространстве с плотностью ρ; V — амплитуда рассеяния на таком центре; $N(E)$ — плотность состояний электронов с энергией E. Уравнение (14) возникает [2, 3] при использовании для $U^E_{pp'}(q\omega)$ последовательности графиков с максимально перекрещивающимися линиями рассеяния («куперон» [7]) с заменой классического коэффициента диффузии на обобщенный.

При $\omega \ll \gamma$, $q \ll \gamma/v_F$ (13) сводится к

$$J_\mu(p\omega q) \simeq \frac{e}{m} p_\mu \frac{D_E(\omega)}{D_0} \frac{-i\omega}{-i\omega + D_E(\omega) q^2}, \tag{16}$$

где $D_0 = v_F^2/2d\gamma$ — классический коэффициент диффузии. Тогда из (13), (16) немедленно получаем

$$\chi(p\omega) = \frac{\omega + 2i\gamma}{\omega + M_E(\omega)} \underset{\gamma \gg \omega}{\approx} \frac{D_E(\omega)}{D_0}. \tag{17}$$

4. Вычисляя компоненты тензора проводимости по формулам (7), (8), получаем (p_F — импульс Ферми, n — концентрация электронов)

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{e^2}{2\pi} \frac{p_F^2}{dm^2} \frac{\omega + 2i\gamma}{\omega + M_E(\omega)} \sum_p G^R(pE + \omega) G^A(pE) =$$

$$= \frac{e^2}{2\pi} \frac{p_F^2}{dm^2} N(E) \frac{i}{\omega + M_E(\omega)} = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{i}{\omega + M_E(\omega)}, \tag{18}$$

то есть обычный ответ [2, 3]. Здесь использован простейший вид функций Грина, используемый в самосогласованной теории

$$G^{R,A}(pE) = \left\{E - \frac{p^2}{2m} \pm i\gamma\right\}^{-1}, \tag{19}$$

что, в частности, соответствует пренебрежению перенормировкой плотности состояний.

Решение уравнения самосогласования (14) в пределе $\omega \to 0$ дает [2—5]

$$M_E(\omega) = \frac{i}{\tau_E} - \frac{\omega_0^2(E)}{\omega}, \tag{20}$$

где $\omega_0^2(E) = -\lim\limits_{\omega\to 0}\omega M_E(\omega) > 0$ в андерсоновском диэлектрике, то есть при $E < E_c$, где положение порога подвижности на шкале энергий определяется из условия $\omega_0^2(E_c) = 0$. При этом радиус локализации электронных состояний $R^2_{\mathrm{loc}}(E) = v_F^2/\omega_0^2(E)$.

В металлической области (при $E > E_c$) $\omega_0^2(E) = 0$, а проводимость системы (при $\omega\to 0$, $T=0$) определяется перенормированным коэффициентом диффузии $D_E = (v_F^2/d)\,\tau_E$. Аналогичным образом получаем

$$\sigma_{xy}(\omega) = \frac{e^2}{4\pi i}\,\omega_c\,\frac{(\omega+2i\gamma)^2}{[\omega+M_E(\omega)]^2}\,\frac{p_F^2}{dm}\sum_p\{G^R(pE+\omega)\left[G^A(pE)\right]^2 -$$

$$-\left[G^R(pE+\omega)\right]^2 G^A(pE)\} = -\frac{e^2p_F^2}{dm^2}N(E)\,\omega_c \times$$

$$\times\frac{1}{[\omega+M_E(\omega)]^2} = \frac{ne^2}{m}\,\omega_c\left\{\frac{i}{\omega+M_E(\omega)}\right\}^2. \tag{21}$$

Сравнивая (18) и (21), имеем

$$\sigma_{xy}(\omega) = \frac{H}{nec}\,[\sigma_{xx}(\omega)]^2. \tag{22}$$

В металлической области здесь можно перейти к статическому пределу ($\omega\to 0$) и используя обычное определение найти константу Холла

$$R_H = \frac{\sigma_{xy}}{H\sigma_{xx}^2} = \frac{1}{nec}, \tag{23}$$

которая оказывается равной своему классическому значению. Очевидно, что этот результат не зависит от конкретных приближений для неприводимой вершины $U^E_{pp'}(q\omega)$, используемых при выводе уравнения самосогласования (14). В то же время учет возможной перенормировки плотности состояний (отсутствующей согласно (19) в самосогласованной теории) может привести к изменению результата (23) (ср. [10, 11]). Соответственно для холловской подвижности μ_H (угла Холла Θ_H) получаем

$$\mu_H \simeq \frac{c}{H}\,\Theta_H = \frac{c}{H}\,\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} = R_H c\sigma_{xx}. \tag{24}$$

При $E\to E_c$ в металле (при $T=0$) $\sigma_{xx}\to 0$, так что холловская подвижность обращается в нуль на пороге подвижности, пропорционально статической проводимости.

Эти результаты совпадают с полученными в работе Шапиро и Абрахамса [9] в рамках обобщения элементарной скэйлинговой теории локализации [13], что не является неожиданным, поскольку самосогласованная теория локализации воспроизводит скэйлинговую картину перехода Андерсона [3]. Аналогично работе [9], мы пренебрегли влиянием внешнего магнитного поля H на обобщенный коэффициент диффузии $D_E(\omega)$. Роль магнитного поля в физике перехода Андерсона еще не вполне выяснена. Однако из простейших соображений ясно, что его влияние определяется величиной «циклотронной частоты» $\frac{e}{c}HD_E$, связанной с диффузионным характером движения электрона в неупорядоченной системе [7]. Очевидно, что при выполнении неравенства $\frac{e}{c}D_E H \ll T$, влиянием магнитного поля на диффузию (локализацию) можно пренебречь. При $T\to 0$ речь, таким образом, идет об эффекте

Холла в инфинитезимальном магнитном поле. Более последовательный учет магнитного поля в самосогласованной теории локализации требует рассмотрения в духе работы [14], где предложена схема самосогласования с двумя релаксационными ядрами. Наше рассмотрение справедливо для слабого внешнего поля H и достаточно высокой температуры T.

5. При $T=0$ и $\omega\to 0$ в области андерсоновского диэлектрика $(E<E_c)$ $\mu_H=0$ и мы не можем осмысленным образом определить константу Холла. Эта же трудность отмечена в работе [9]. В рамках самосогласованной теории можно, однако, предложить содержательные формулы для эффекта Холла и в андерсоновском диэлектрике, воспользовавшись искусственным приемом, предложенным в работе [15]. При конечных температурах проводимость в андерсоновском диэлектрике осуществляется посредством прыжкового механизма. Согласно [15], при не слишком низких температурах этот механизм проводимости можно описать формулами самосогласованной теории (полученными при $T=0$) путем простой замены ω на $\omega+i/\tau_{in}$, где τ_{in} — время свободного пробега относительно неупругих процессов рассеяния (электрон-фононные, электрон-электронные столкновения), которое, очевидно, определяется зависимостью типа

$$\frac{1}{\tau_{in}(T)}=A\Omega_0\left(\frac{T}{\Omega_0}\right)^n, \tag{25}$$

где Ω_0 — характерная частота; $A\ll 1$ — константа взаимодействия; n — целое число, большее или равное единице для всех известных процессов неупругого рассеяния. Этот подход качественно справедлив, пока энергетическое расстояние между близкими в пространстве электронными уровнями (в пределах области с размерами порядка $R_{loc}(E)$) много меньше температуры, что выражается неравенством вида

$$T\gg\omega_0^2(E)\tau_E\sim\frac{1}{N(E)R_{loc}^d(E)}. \tag{26}$$

При более низких температурах проводимость определяется обычным прыжковым механизмом [10], что приводит к экспоненциальной (а не степенной) зависимости проводимости от температуры. Ограничиваясь областью температур, определяемой неравенством (26), можно выполнить переход $\omega\to 0$ и в диэлектрической области. Тогда нетрудно убедиться, что результат (23) остается в силе. Константа Холла не перенормируется в окрестности перехода Андерсона.

Для холловской подвижности с учетом того, что $\tau_{in}\gg\tau_E$, получаем

$$\mu_H\approx\begin{cases}\dfrac{e}{m}\tau_E\left[1-\dfrac{\tau_E}{\tau_{in}(T)}\right] & (\text{металл, } E>E_c);\\[2ex] \dfrac{e}{m}\dfrac{\tau_E}{1+\left(\omega_0^2(E)\tau_E\right)\tau_{in}(T)} & (\text{изолятор, } E<E_c).\end{cases} \tag{27}$$

В частности, в области локализации $(E<E_c)$ имеем

$$\mu_H\approx\begin{cases}\dfrac{e}{m}\tau_E \text{ при } \omega_0^2(E)\tau_E\ll\tau_{in}^{-1} & (\text{высокие } T);\\[2ex] \dfrac{e}{m}\dfrac{1}{\omega_0^2(E)\tau_{in}(T)} \text{ при } \omega_0^2(E)\tau_E\gg\tau_{in}^{-1} & (\text{низкие } T).\end{cases} \tag{28}$$

При $T\to 0$ $\mu_H\to 0$, естественно, что «низкие» температуры в (28) подразумеваются не нарушающими общего условия (26). При высоких температурах из (27) и (28) видно, что переход Андерсона не проявляется и в холловской подвижности. При «низких» температурах это, конечно, не так.

6. Пользуясь общим результатом (21), (22) и выражениями для $\sigma_{xx}(\omega)$, найденными в [3, 16], легко написать формулы для явной зависимости σ_{xy} от частоты ω

$$\sigma_{xy}(\omega) = \frac{ne^3}{m^2}\frac{H}{c}\frac{1}{4\gamma^2}\left(-\frac{i\omega}{2\gamma}\right)^{\frac{2(d-2)}{d}}\left[F_d\left(\frac{\omega}{\omega^*}\right)\right]^2, \tag{29}$$

где наиболее интересные асимптотики имеют вид

$$F_d\left(\frac{\omega}{\omega^*}\right) \begin{cases} \left(-i\frac{\omega}{\omega^*}\right)^{2/d}, & \omega \ll \omega^*, \quad E < E_c \text{ (изолятор)}; \\ \left(-i\frac{\omega}{\omega^*}\right)^{\frac{2-d}{d}}, & \omega \ll \omega^*, \quad E > E_c \text{ (металл)}; \\ \text{const}, & \omega \gg \omega^*, \quad E \gtrless E_c. \end{cases} \tag{30}$$

Здесь характерная частота $\omega^* \sim \gamma\left|\frac{E-E_c}{E_c}\right|^{\frac{d}{d-2}}$. Полное выражение для функции $F_{d=3}\left(\frac{\omega}{\omega^*}\right)$ можно найти в работе [3]. Из (29), (30) видно, что на самом пороге подвижности $(E=E_c)$ $\mathrm{Re}\,\sigma_{xy}(\omega) \sim \mathrm{Im}\,\sigma_{xy}(\omega) \sim \omega^{2/3}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем вывод явных выражений для «треугольных» вершин в самосогласованной теории. Определим

$$\Phi_p^n(E\omega q) = \sum_{p'} (\hat{p}'\hat{q})^n \Phi_{pp'}^{RA}(E\omega q), \tag{П.1}$$

где $\hat{p}'$, $\hat{q}$ — единичные вектора в направлении p' и q. Разлагая (П.1) по полиномам Лежандра $P_l(\cos\Theta qp)$ и ограничиваясь вкладом $l=0,1$, при малых ω и q имеем:

$$\Phi_p^n(E\omega q) = [-2\pi i N(E)]^{-1}\Delta G_p\{\Phi^{n0}(E\omega q) + d(\hat{p}\cdot\hat{q})\Phi^{n1}(E\omega q)\}; \tag{П.2}$$

$$\Phi^{n0}(E\omega q) = \sum_p \Phi_p^n(E\omega q); \quad \Phi^{n1}(E\omega q) = \sum_p (\hat{p}\cdot\hat{q})\Phi_p^n(E\omega q); \tag{П.3}$$

$$\Delta G_p = G^R(p_+E+\omega) - G^A(p_-E). \tag{П.4}$$

Используя определение (11) и соотношение

$$G^R(p_+E+\omega)\,G^A(p_-E) = -\frac{\Delta G_p}{\omega - \frac{1}{m}p\cdot q + 2i\gamma}, \tag{П.5}$$

получаем

$$[J(p\omega q)\,\hat{q}] = \frac{e}{m}p\frac{1}{N(E)}\left[\omega - \frac{1}{m}p\cdot q + 2i\gamma\right]\{\Phi^{10}(E\omega q) + d(\hat{p}\cdot\hat{q})\Phi^{11}(E\omega q)\}. \tag{П.6}$$

Аналогичным образом для скалярной вершины [6]

$$-2\pi i\sum_{p'}\Phi_{pp'}^{RA}(E\omega q) = G^R(p_+E+\omega)\,G^A(p_-E)\,\gamma(p\omega q) \tag{П.7}$$

имеем

$$\gamma(p\omega q) = -\frac{1}{N(E)}\left[\omega - \frac{1}{m}p\cdot q + 2i\gamma\right]\{\Phi^{00}(E\omega q) + d(\hat{p}\cdot\hat{q})\,\Phi^{01}(E\omega q)\}. \quad (\text{П}.8)$$

Из основного уравнения Бете—Солпитера (10) с использованием (П.2) получаем систему уравнений:

$$\omega\Phi^{n0}(E\omega q) - v_F q\Phi^{n1}(E\omega q) = \frac{1}{2\pi i}\sum_p (\hat{p}\cdot\hat{q})^n\,\Delta G_p;$$

$$[\omega + M_E(q\omega)]\,\Phi^{n1}(E\omega q) - \frac{1}{d}v_F q\Phi^{n0}(E\omega q) = \frac{1}{2\pi i}\sum_p (\hat{p}\cdot\hat{q})^{n+1}\,\Delta G_p, \quad (\text{П}.9)$$

где [2]:

$$M_E(q\omega) = 2i\gamma + \frac{id}{2\pi N(E)}\sum_{pp'}(p\cdot\hat{q})\,\Delta G_p U^E_{pp'}(q\omega)\,\Delta G_{p'}\,(p'\hat{q}). \quad (\text{П}.10)$$

Решение системы (П.9) имеет вид:

$$\Phi^{n1}(E\omega q) = \frac{1}{2\pi i\,\mathrm{Det}}\left\{\frac{1}{d}v_F q\sum_p(\hat{p}\cdot\hat{q})^n\,\Delta G_p + \omega\sum_p(\hat{p}\cdot\hat{q})^{n+1}\Delta G_p\right\};$$

$$\Phi^{n0}(E\omega q) = \frac{1}{2\pi i\,\mathrm{Det}}\left\{v_F q\sum_p(\hat{p}\cdot\hat{q})^{n+1}\Delta G_p + [\omega + M_E(q\omega)]\sum_p(\hat{p}\cdot\hat{q})^n\,\Delta G_p\right\}; \quad (\text{П}.11)$$

$$\mathrm{Det} = \omega^2 + \omega M_E(q\omega) - \frac{1}{d}v_F^2 q^2. \quad (\text{П}.12)$$

При $q\to 0$, $\omega\to 0$ имеем: $\sum_p(\hat{p}\cdot\hat{q})^n\,\Delta G_p = 0$ (нечетные n).

$$\sum_p(\hat{p}\,\hat{q})^2\,\Delta G_p = [-2\pi i N(E)]\,d^{-1}. \quad (\text{П}.13)$$

Соответственно:

$$\Phi^{00}(E\omega q) = -N(E)\,\frac{\omega + M_E(q\omega)}{\mathrm{Det}};$$

$$\Phi^{01}(E\omega q) = \Phi^{10}(E\omega q) = -N(E)\,\frac{v_F q}{d\,\mathrm{Det}}; \quad (\text{П}.14)$$

$$\Phi^{11}(E\omega q) = -N(E)\,\frac{\omega}{d\,\mathrm{Det}}.$$

Используя (П.14) в (П.8), получаем

$$\gamma(p\omega q) = \left[\omega - \frac{1}{m}p\cdot q + 2i\gamma\right]\frac{\omega + M_E(q\omega) + \frac{1}{m}p\cdot q}{\omega^2 + \omega M_E(q\omega) - \frac{1}{d}v_F^2 q^2}, \quad (\text{П}.15)$$

то есть выражение, использовавшееся в работе [6].

Аналогично, для векторной вершины из (П.6) имеем

$$[J(p\omega q)\cdot\hat{q}] = \frac{e}{m}p\left[\omega - \frac{1}{m}p\cdot q + 2i\gamma\right]\frac{\frac{1}{d}v_F q + \omega\,(\hat{p}\cdot\hat{q})}{\omega^2 + \omega M_E(q\omega) - \frac{1}{d}v_F^2 q^2}. \quad (\text{П}.16)$$

Умножая (П.16) на $\hat{q}_\mu$ и усредняя по направлениям $\hat{q}$ с использованием свойств изотропии системы

$$\ll \hat{q}_\mu \hat{q}_\nu \gg = \delta_{\mu\nu}; \quad \ll \hat{q}_\mu \gg = \ll \hat{q}_\mu \hat{q}_\nu q_\delta \gg = 0, \tag{П.17}$$

немедленно получим (13)

$$J_\mu (p\omega q) = \frac{e}{m} p_\mu \frac{\omega^2 + 2i\gamma\omega - \frac{1}{d} v_F^2 q^2}{\omega^2 + \omega M_E(q\omega) - \frac{1}{d} v_F^2 q^2}. \tag{П.18}$$

Институт физики металлов
УНЦ АН СССР
Амурский комплексный НИИ
ДВНЦ АН СССР
Благовещенск

Поступила в редакцию
10 ноября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Götze W. A. Theory of the Conductivity of a Fermion Gas Moving in a Strong Three-Dimensional Random Potential. — J. Phys. C., 1979, **12**, p. 1279—1296.

2. Vollhardt D., Wölfle P. Diagrammatic, Self-Consistent Treatment of the Anderson Localization Problem in $d \leqslant 2$ Dimensions. — Phys. Rev. B., 1980, **22**, № 10, p. 4666—4679.

3. Wölfle P., Vollhardt D. Self-Consistent Diagrammatic Theory of Anderson Localization. — In.: Anderson Localization, ed. by Y. Nagaoka, H. Fukuyama. Springer Series in Solid State Sciences, **39**, p. 26—43. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, N. Y., 1982.

4. Мясников А. В., Садовский М. В. Самосогласованная теория локализация в пространствах с размерностью $2 \leqslant d < 4$. — ФТТ, 1982, **24**, № 12, с. 3569—3574.

5. Kotov E. A., Sadovskii M. V. Self-Consistent Theory of Localization for the Anderson Model. — Zs. Phys. B, 1983, **51**, № 1, p. 17—23.

6. Кацнельсон М. И., Садовский М. В. Межэлектронное взаимодействие в самосогласованной теории локализации. — ФТТ, 1983, **25**, № 11, с. 3372—3382.

7. Altschuler B. L., Khmelnitskii D. E., Larkin A. I., Lee P. A. Magnetoresistance and Hall Effect in a Disordered Two-Dimensional Electron Gas.— Phys. Rev. B, 1980, **22**, № 11, p. 5142—5153.

8. Fukuyama H. Hall Effect in Two-Dimensional Disordered Systems. — J. Phys. Soc. Japan, 1980, **49**, № 2, p. 644—651.

9. Shapiro B., Abrahams E. Scaling Theory of the Hall Effect in Disordered Electronic System. — Phys. Rev. B, 1981, **24**, № 7, p. 4025—4030.

10. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982, т. 1, 2, 664 с.

11. Fukuyama H., Ebisawa H., Wada Y. Theory of Hall Effect I. — Progr. Theor. Phys., 1969, **42**, № 3, p. 494—511.

12. Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962, 444 с.

13. Abrahams E., Anderson P. W., Licciardello D. C., Ramakrishnan T. V. Scaling Theory of Locallization: Absence of Quantum Diffusion in Two-Dimensions. — Phys. Rev. Letters, 1979, **42**, № 10, p. 673—676.

14. Yoshioka D., Ono Y., Fukuyama H. Self-Consistent Treatment of Two-Dimensional Anderson Locallization in Magnetic Fields. — J. Phys. Soc. Japan, 1981, **50**, № 10, p. 3419—3426.

15. Gogolin A. A., Zimanyi G. T. Hopping Conductivity and Weak Localization in Two-Dimensional Disordered Systems. — Solid. State Comm., 1983, **46**, № 6, p. 469—475.

16. Shapiro B. Self-Consistent Calculation of the Frequency-Dependent Conductivity Near the Anderson Transition. — Phys. Rev. B, 1982, **25**, № 6, p. 4266—4269.