

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ЭКРАНИРОВАНИЕ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПОДВИЖНОСТИ

М. И. Кацнельсон, М. В. Садовский

В рамках формализма точных собственных функций вычисляются хартри-фокские поправки от взаимодействия между электронами к плотности состояний и термодинамическим величинам вблизи порога подвижности, причем основное внимание уделено области локализованных состояний. Найдены «локализационные» поправки, непосредственно связанные с вероятностью возврата электрона. С использованием самосогласованной теории локализации получено обобщение известных результатов Аронова — Альтшулера на случай диэлектрика. Рассматривается локализационный вклад в поляризационный оператор, соответствующий неэргодическому поведению системы и приводящий к различию изотермического и адиабатического откликов. Показано, что статическая изотермическая диэлектрическая проницаемость имеет металлическое поведение и соответствует конечному радиусу экранирования и в диэлектрической «фазе», в то время как высокочастотный, а также адиабатический отклик описываются типичными для диэлектрика выражениями.

1. Введение

Теоретическое изучение локализации электронов в неупорядоченных системах, привлекающее столь большое внимание в последние годы, обычно проводится без учета эффектов межэлектронного взаимодействия [1]. Вместе с тем известна весьма существенная роль таких эффектов как для металлов с небольшим числом примесей [2, 3], так и для электронов, находящихся в сильно локализованных состояниях [4, 5]. В последнее время появился ряд работ [6—11], в которых предпринимаются попытки рассмотреть влияние межэлектронного взаимодействия при подходе к переходу металл — диэлектрик в неупорядоченных системах. Во всех этих работах рассматривается лишь металлическая (или квазиметаллическая для двумерных систем) «фаза» в окрестности перехода Андерсона (или Мотта), диэлектрическая же фаза не рассматривается. Роль межэлектронных взаимодействий для локализованных электронов, помимо упомянутых уже работ [4, 5], рассматривалась лишь в ранних попытках построения теории ферми-стекол [12, 13]. Все эти работы демонстрируют важную, если не определяющую, роль корреляций при описании перехода металл — диэлектрик в неупорядоченных системах. В то же время результаты этих работ в значительной мере противоречат друг другу и вопрос еще далек от окончательного решения. Остается неясным даже ответ на столь фундаментальный вопрос, как возможность существования самого явления локализации в системах с взаимодействием. Положение усугубляется известными трудностями [1], возникающими при теоретическом описании перехода Андерсона даже в одноэлектронном приближении.

В такой ситуации имеет смысл проанализировать сначала случай слабого взаимодействия при сильном беспорядке, чтобы попытаться выяснить, на какие физические свойства корреляции влияют особенно сильно. Данная работа посвящена рассмотрению первых поправок теории возмущений по взаимодействию к плотности состояний и некоторым другим характеристиками системы в окрестности перехода Андерсона, причем основное внимание будет уделяться области локализованных состояний. В этом смысле здесь предпринимается попытка распространения и обобщения известных результатов Аронова и Альтшулера [2] из металлической фазы в диэлектрическую. В основном мы будем пользоваться методом, предло-

женным в [14], для вывода основных результатов [2]. Одноэлектронную задачу Андерсона мы будем считать решенной, причем для ряда конкретных расчетов будем использовать результаты самосогласованной теории локализации в ее варианте, предложенном Фоллхардом и Вольфле [15], которая представляет собой, по-видимому, качественно правильную интерполяционную схему рассмотрения, позволяющую описать всю область перехода из металлической в локализованную фазу [16–18].

2. Общие соотношения

Предполагая одноэлектронную задачу решенной, введем полную ортонормированную систему точных волновых функций $\varphi_v(\mathbf{r})$ и соответствующие собственные значения ε_v энергии электрона в случайном поле неупорядоченной системы. Эти функции и энергии могут отвечать как локализованным так и делокализованным состояниям. Рассмотрим одноэлектронную причинную функцию Грина в представлении этих точных собственных функций и, в частности, ее диагональный матричный элемент

$$G_{vv}(\varepsilon) = \langle v | (\varepsilon - H + i\delta \operatorname{sign} \varepsilon)^{-1} | v \rangle, \quad (1)$$

где H — полный гамильтониан, учитывающий межэлектронное взаимодействие, ε — энергия, отсчитываемая от уровня Ферми. Влияние взаимодействия учитывается введением соответствующей собственно-энергетической части $\Sigma_v(\varepsilon)$ [12–14]:

$$G_{vv}(\varepsilon) = [\varepsilon - \varepsilon_v - \Sigma_v(\varepsilon)]^{-1}, \quad \Sigma_v(\varepsilon) = \Delta_v(\varepsilon) + i\Gamma_v(\varepsilon) \operatorname{sign} \varepsilon. \quad (2)$$

Следуя стандартной процедуре [14, 19], вводим перенормированную энергию $\tilde{\varepsilon}_v$ как решение уравнения

$$\tilde{\varepsilon}_v - \varepsilon_v - \Delta_v(\tilde{\varepsilon}_v) = 0, \quad (3)$$

и при $\varepsilon \approx \tilde{\varepsilon}_v$ представим (2) в виде

$$G_{vv}(\varepsilon) = Z_v [\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_v + i\gamma_v \operatorname{sign} \varepsilon]^{-1}, \quad (4)$$

где

$$Z_v = \left[1 - \frac{\partial \Delta_v(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon = \tilde{\varepsilon}_v}^{-1}, \quad \gamma_v = Z_v \Gamma_v(\varepsilon = \tilde{\varepsilon}_v). \quad (5)$$

Введем [14] собственно-энергетическую часть $\tilde{\Sigma}_E(\varepsilon)$, усредненную по некоторой изоэнергетической поверхности $E = \varepsilon_v$ и по конфигурации случайного поля неупорядоченной системы, определяющего одноэлектронную задачу:

$$\tilde{\Sigma}_E(\varepsilon) = \tilde{\Delta}_E(\varepsilon) + i\tilde{\Gamma}_E(\varepsilon) = N_0^{-1}(E) \left\langle \sum_v \delta(E - \varepsilon_v) \Sigma_v(\varepsilon) \right\rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки обозначают упомянутое конфигурационное усреднение, а $N_0(E)$ — одноэлектронная (усредненная) плотность состояний.

Мы будем интересоваться одноэлектронной плотностью состояний с учетом взаимодействия, которую определим обычным образом:

$$N(E) = -\pi^{-1} \left\langle \sum_v \operatorname{Im} G_{vv}^R(E) \right\rangle. \quad (7)$$

Предполагая малость поправок от взаимодействия, $\gamma_v \ll \varepsilon_v \sim \tilde{\varepsilon}_v$, нетрудно убедиться, что в первом приближении

$$\frac{\delta N(E)}{N_0(E)} \equiv \frac{N(E) - N_0(E)}{N_0(E)} \approx -\frac{\partial \tilde{\Delta}_E(\tilde{\varepsilon}_v)}{\partial E} + \frac{\partial \tilde{\Delta}_E(\tilde{\varepsilon}_v)}{\partial \tilde{\varepsilon}_v}. \quad (8)$$

Величину

$$\frac{\delta \bar{N}(E)}{N_0(E)} = - \frac{\partial \bar{\Delta}_E(\varepsilon_\nu)}{\partial E} \quad (9)$$

по причинам, которые выяснятся в дальнейшем, мы будем называть поправкой к термодинамической плотности состояний. Эта плотность состояний была впервые введена в работе [14] (см. также [8]).

3. Поправки от взаимодействия: вклад от локализации

В дальнейшем мы рассмотрим модельную задачу, в которой межэлектронное взаимодействие описывается статическим потенциалом отталки-

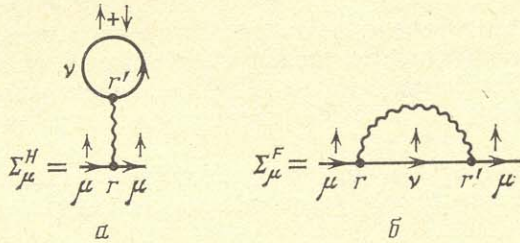


Рис. 1

вания с конечным радиусом действия:

$$H_{int} = \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \sum_{\mu\nu\mu'\nu'} \varphi_\mu^*(\mathbf{r}') \varphi_\nu^*(\mathbf{r}) v(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \varphi_{\mu'}(\mathbf{r}) \varphi_{\nu'}(\mathbf{r}') a_\mu^+ a_\nu^+ a_{\mu'} a_{\nu'}. \quad (10)$$

Тогда, рассматривая хартриевскую и фоковскую диаграммы (рис. 1), находим

$$\begin{aligned} \Sigma_\mu^H &= \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' v(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \sum_\nu f_\nu \varphi_\mu^*(\mathbf{r}') \varphi_\nu^*(\mathbf{r}) \varphi_\nu(\mathbf{r}) \varphi_\mu(\mathbf{r}'), \\ \Sigma_\mu^F &= - \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' v(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \sum_\nu f_\nu \varphi_\mu^*(\mathbf{r}') \varphi_\nu^*(\mathbf{r}) \varphi_\mu(\mathbf{r}) \varphi_\nu(\mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (11)$$

где $f_\nu = f(\varepsilon_\nu)$ — фермиевская функция распределения. Соответственно из определения (6) имеем

$$\bar{\Sigma}_E^{H,F} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega f(E+\omega) \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' v(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \langle \langle \rho_E(\mathbf{r}) \rho_{E+\omega}(\mathbf{r}') \rangle \rangle^{H,F}, \quad (12)$$

где введены следующие спектральные плотности:

$$\begin{aligned} \langle \langle \rho_E(\mathbf{r}) \rho_{E+\omega}(\mathbf{r}') \rangle \rangle^H &= \frac{1}{N_0(E)} \left\langle \sum_{\mu\nu} \delta(E-\varepsilon_\mu) \delta(E+\omega-\varepsilon_\nu) \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \varphi_\mu^*(\mathbf{r}') \varphi_\mu(\mathbf{r}) \varphi_\nu^*(\mathbf{r}) \varphi_\nu(\mathbf{r}') \right\rangle, \end{aligned} \quad (13a)$$

$$\begin{aligned} \langle \langle \rho_E(\mathbf{r}) \rho_{E+\omega}(\mathbf{r}') \rangle \rangle^F &= \frac{1}{N_0(E)} \left\langle \sum_{\mu\nu} \delta(E-\varepsilon_\mu) \delta(E+\omega-\varepsilon_\nu) \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \varphi_\mu^*(\mathbf{r}') \varphi_\mu(\mathbf{r}) \varphi_\nu^*(\mathbf{r}) \varphi_\nu(\mathbf{r}') \right\rangle, \end{aligned} \quad (13b)$$

Спектральная плотность (13б) была впервые рассмотрена в работе Березинского и Горькова [20] в связи со сформулированным в ней общим критерием локализации. Суть этого критерия состоит в том, что для энергий $E < E_c$ (E_c — порог подвижности), т. е. в области локализованных состояний, эти спектральные плотности приобретают δ -функциональный по ω вклад:

$$\langle\langle \rho_E(\mathbf{r}) \rho_{E+\omega}(\mathbf{r}') \rangle\rangle^H = A_E(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \delta(\omega) + \rho_E^H(\omega, \mathbf{r}-\mathbf{r}'), \quad (14a)$$

$$\langle\langle \rho_E(\mathbf{r}) \rho_{E+\omega}(\mathbf{r}') \rangle\rangle^F = A_E(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \delta(\omega) + \rho_E^F(\omega, \mathbf{r}-\mathbf{r}'), \quad (14б)$$

где величина

$$A_E(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = \frac{1}{N_0(E)} \left\langle \sum_{\mu} \delta(E - \varepsilon_{\mu}) |\varphi_{\mu}(\mathbf{r})|^2 |\varphi_{\mu}(\mathbf{r}')|^2 \right\rangle \neq 0, \quad E < E_c \quad (15)$$

связана [21] с вероятностью возврата электрона к начальной точке, так что критерий локализации Березинского — Горькова эквивалентен известному критерию Эконому — Коэна [22]. В справедливости выражения (14а) можно убедиться непосредственно, повторяя рассуждения работы [20].

Подставляя (14) в (12), получаем следующие вклады в $\tilde{\Sigma}_E$, связанные с возникновением в системе локализованных состояний:

$$\begin{aligned} \tilde{\Sigma}_{E \text{ loc}}^{H,F} &= \tilde{\Delta}_{E \text{ loc}}^{H,F} = \pm f(E) \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' v(\mathbf{r}-\mathbf{r}') A_E(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = \\ &= \pm f(E) \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} v(-\mathbf{q}) A_E(\mathbf{q}), \end{aligned} \quad (16)$$

где в последнем равенстве мы перешли к фурье-представлению (d — размерность пространства). Для точечного взаимодействия $v(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = v_0 \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ имеем

$$\tilde{\Sigma}_{E \text{ loc}}^{H,F} = \pm f(E) v_0 \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} A_E(\mathbf{q}) \equiv \pm f(E) v_0 A_E, \quad (17)$$

где величина A_E пропорциональна [21] полной вероятности возврата электрона в начальную точку за бесконечное время. Заметим, что для точечного взаимодействия в силу очевидного из (13) свойства

$$\langle\langle \rho_E(\mathbf{r}) \rho_{E'}(\mathbf{r}') \rangle\rangle^H = \langle\langle \rho_E(\mathbf{r}) \rho_{E'}(\mathbf{r}') \rangle\rangle^F \quad (18)$$

равны (и противоположны по знаку) и «регулярные» вклады в $\tilde{\Sigma}_E^H$ и $\tilde{\Sigma}_E^F$, связанные с $\rho_E^{H,F}$ в (14).

Для бесспиновых фермионов хартриевский и фоковский вклады (17) компенсируют друг друга. Как легко видеть из (16), эта компенсация не зависит от радиуса взаимодействия. С учетом спина хартриевский вклад приобретает «лишний» множитель 2, связанный с суммированием по спину в электронной петле на рис. 1, а. В результате возникает отличный от нуля локализационный вклад:

$$\tilde{\Sigma}_{E \text{ loc}}^{H+F} = \tilde{\Delta}_{E \text{ loc}}^{H+F} = f(E) v_0 A_E. \quad (19)$$

Для определенности выписываем формулы для точечного взаимодействия. Учтем теперь, что в (19) основная энергетическая зависимость определяется фермиевской функцией, резко меняющейся вблизи энергии Ферми E_F . Величину A_E при $E \approx E_F$ можно считать константой (плавной функцией E). Это предположение может, вообще говоря, оказаться неверным вблизи порога подвижности, когда A_E обращается в нуль. Соответствующий «критический индекс» точно неизвестен, но из имеющихся оценок [21] можно заключить, что $\partial A_E / \partial E \rightarrow 0$ и при $E \rightarrow E_c$. Тогда из (9), (19) получаем

$$\left(\frac{\delta \tilde{N}(E)}{N_0(E)} \right)_{\text{loc}} = - \frac{\partial}{\partial E} \tilde{\Delta}_{E \text{ loc}}^{H+F} \approx v_0 A_{E_F} \left(- \frac{\partial f(E)}{\partial E} \right). \quad (20)$$

В полной плотности состояний, определяемой (7), сингулярный (локализационный) вклад (20) компенсируется вторым слагаемым в (8):

$$\frac{\partial}{\partial \bar{\epsilon}_\nu} \bar{\Delta}_{E \text{ loc}}^{H+F} = \frac{1}{N_0(E)} \left\langle \sum_\nu \frac{\partial \Delta_\nu^{H+F}(\bar{\epsilon}_\nu)}{\partial \bar{\epsilon}_\nu} \delta(E - \bar{\epsilon}_\nu) \right\rangle \cong \frac{1}{N_0(E)} \left\langle \sum_\nu \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \cdot \right. \\ \left. \cdot v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \frac{\partial f_\nu}{\partial \bar{\epsilon}_\nu} \delta(E - \bar{\epsilon}_\nu) |\varphi_\nu(\mathbf{r})|^2 |\varphi_\nu(\mathbf{r}')|^2 \right\rangle = v_0 A_{E_F} \frac{\partial f(E)}{\partial E}. \quad (21)$$

Тем не менее, термодинамическая плотность состояний (9), как мы увидим, ответственна за поведение ряда термодинамических величин, и в ней локализационный вклад (20) остается.

Чтобы лучше понять физический смысл локализационного вклада в $\bar{\Sigma}_E^{H+F}$, заметим, что фактически здесь речь идет об учете взаимодействия электронов, находящихся в одном и том же квантовом состоянии ν . Вид-



Рис. 2

но, что в сумме графиков рис. 1, а, б происходит полная компенсация вкладов от взаимодействия электронов с одинаковыми проекциями спинов (показаны на рис. 1 стрелками), а $\bar{\Sigma}_{E \text{ loc}}^{H+F}$ определяется взаимодействием двух электронов с противоположными спинами, находящихся в состоянии ν , т. е. эффективным взаимодействием хаббардовского типа:

$$H_{eff} = \frac{1}{2} \sum_{\nu\sigma} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') |\varphi_\nu(\mathbf{r})|^2 |\varphi_\nu(\mathbf{r}')|^2 n_{\nu\sigma} n_{\nu-\sigma}, \quad (22)$$

где $n_{\nu\sigma}$ — оператор числа электронов в состоянии ν со спином σ . Используя простейшую оценку A_E [21], имеем ($E_F < E_c$)

$$\bar{\Delta}_{E \text{ loc}}^{H+F} \approx \begin{cases} v_0 R_{loc}^{-d}(E), & E < E_F \\ 0, & E > E_F \end{cases}, \quad (23)$$

где $R_{loc}(E)$ — радиус локализации электронных состояний с энергией E . Сравнивая полученные результаты с известными качественными рассуждениями Мотта [23], видим, что величина $\bar{\Delta}_{E \text{ loc}}^{H+F}$ совпадает с шириной полосы «однократно занятых» электронных состояний, возникающих под уровнем Ферми в области локализации.

Рассматривая хартри-фоковские поправки к термодинамическому потенциалу, определяемые графиками рис. 2, прямыми вычислениями получаем

$$\langle \delta\Omega_{H,F} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dE f(E) N_0(E) \bar{\Sigma}_E^{H+F}. \quad (24)$$

После интегрирования по частям имеем

$$\delta\Omega = \langle \delta\Omega_H \rangle + \langle \delta\Omega_F \rangle = T \int_{-\infty}^{\infty} dE N_0(E) \left(\frac{\partial}{\partial E} \bar{\Sigma}_E^{H+F} \right) \ln(1 + e^{-E/T}). \quad (25)$$

Сравнение (25) и известного выражения для термодинамического потенциала свободных фермионов:

$$\Omega = -T \int_{-\infty}^{\infty} dE N(E) \ln(1 + e^{-E/T}) \quad (26)$$

объясняет использование термина «термодинамическая плотность состояний» в связи с определением (9). Сингулярная (локализационная) часть термодинамического потенциала имеет вид

$$\begin{aligned} \delta\Omega_{loc} &= \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' v(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \int A_E(\mathbf{r}-\mathbf{r}') N_0(E) f^2(E) dE = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dE \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} v(-\mathbf{q}) A_E(\mathbf{q}) N_0(E) f^2(E). \end{aligned} \quad (27)$$

Соответствующие вклады в энтропию и теплоемкость равны:

$$S_{loc} = -\frac{\partial \delta\Omega_{loc}}{\partial T} = -\int_{-\infty}^{\infty} dE N_0(E) \frac{\partial f^2(E)}{\partial T} v_0 A_E \xrightarrow{T \rightarrow 0} v_0 N_0(E_F) A_{E_F}, \quad (28)$$

$$C_{loc} = T \frac{\partial S_{loc}}{\partial T} \approx -\frac{\pi^2}{3} T v_0 \frac{\partial}{\partial E_F} \{N_0(E_F) A_{E_F}\}; \quad (29)$$

C_{loc} связано с малой ($\sim \partial A_E / \partial E$) поправкой к термодинамическому потенциалу; соответствующей поправкой к плотности состояний в (20) пренебрегалось. Локализационная поправка к корреляционному вкладу в сжимаемость также мала:

$$\delta\chi_{loc} = -\frac{\partial^2}{\partial \mu^2} \delta\Omega_{loc} = -v_0 \int_{-\infty}^{\infty} dE A_E N_0(E) \frac{\partial^2}{\partial \mu^2} f^2(E) = v_0 \frac{\partial}{\partial E_F} \{N_0(E_F) A_{E_F}\}. \quad (30)$$

Таким образом, сингулярный вклад (20) в термодинамическую плотность состояний не приводит ни к каким противоречиям с третьим началом термодинамики. Конечный вклад в энтропию при $T \rightarrow 0$ (28), очевидно, связан с существованием «свободных» спинов в полоске Мотта [23].

4. Регулярные вклады

До сих пор наше рассмотрение носило совершенно общий характер. Теперь мы должны принять некоторую конкретную одноэлектронную модель перехода Андерсона. При этом нас будут интересовать главным образом вклады в плотность состояний, связанные с «регулярными» слагаемыми в спектральных плотностях (14). Ограничимся рассмотрением только фоковского вклада в (12), поскольку, как отмечалось в [3, 14, 24], хартриевский вклад мал по параметру

$$F = \int d\Omega v \left(q = 2p_F \sin \frac{\theta}{2} \right) / \int d\Omega v(0), \quad (31)$$

где p_F — импульс Ферми, интегрирование ведется по телесному углу на поверхности Ферми. Нетрудно видеть, что $F < 1$, если потенциал взаимодействия спадает на длине, превышающей обратный импульс Ферми. Можно убедиться [25], что оценка (31) сохраняется и для регулярного вклада в (12) в локализованной фазе. Для точечного взаимодействия, как это ясно из (18), хартриевский вклад в два раза (с учетом спина) боль-

ше Фоковского, так что полученные ниже результаты следует просто взять с другим знаком.

Как показано в [21], фурье-образ спектральной плотности (14б) следующим образом связан с двухчастичной функцией Грина одноэлектронной задачи:

$$\langle \rho_E \rho_{E+\omega} \rangle_{\mathbf{q}}^F = \frac{1}{\pi N_0(E)} \text{Im} \{ \Phi^{RA}(E\omega\mathbf{q}) - \Phi^{RR}(E\omega\mathbf{q}) \}, \quad (32)$$

где

$$\Phi^{RA(R)}(E\omega\mathbf{q}) = -\frac{1}{2\pi i} \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \langle G^R(\mathbf{p}+\mathbf{p}', E+\omega) G^{A(R)}(\mathbf{p}'-\mathbf{p}, E) \rangle, \quad \mathbf{p}_{\pm} = \mathbf{p} \pm \frac{\mathbf{q}}{2}. \quad (33)$$

Аналогичное представление может быть выписано и для (14а). При малых ω и \mathbf{q} функция $\Phi^{RR}(E\omega\mathbf{q})$ в отличие от $\Phi^{RA}(E\omega\mathbf{q})$ регулярна [15], и мы будем пренебрегать ее вкладом в спектральную плотность, полагая, что он не приводит к существенной перенормировке плотности состояний. В качестве одноэлектронной модели перехода Андерсона мы принимаем самосогласованную теорию локализации в форме, предложенной Фоллхардом и Вольфле [15–18]. В этой теории

$$\Phi^{RA}(E_F\omega\mathbf{q}) = -N_0(E_F) [\omega + M_{E_F}(\mathbf{q}\omega)] [\omega^2 + \omega M_{E_F}(\mathbf{q}\omega) - 2E_F q^2/dm]^{-1}, \quad (34)$$

причем релаксационное ядро M определяется при $q \rightarrow 0$ следующим самосогласованным уравнением:

$$M_{E_F}(\omega) = \frac{i}{\tau_0} \left\{ 1 + \frac{1}{\pi N_0(E_F)} \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} [-i\omega + D_{E_F}(\omega) q^2]^{-1} \right\}, \quad (35)$$

где

$$D_{E_F}(\omega) = \frac{2E_F}{dm} \frac{i}{M_{E_F}(\omega)} \quad (36)$$

— обобщенный коэффициент диффузии, τ_0 — борновское время свободного пробега, m — масса электрона. Решение уравнения (35) имеет вид

$$M_{E_F}(\omega) = \frac{i}{\tau_{E_F}} - \frac{\omega_0^2(E_F)}{\omega}, \quad (37)$$

где

$$\omega_0^2(E_F) = -\lim_{\omega \rightarrow 0} \omega M_{E_F}(\omega) > 0$$

для $E_F < E_c$, т. е. ниже порога подвижности, положение которого определяется уравнением $\omega_0^2(E_c) = 0$. Из (32) и (34) легко находим

$$\langle \rho_E \rho_{E+\omega} \rangle_{\mathbf{q}}^F = \frac{1}{\pi} \frac{D_{E_F} q^2}{\omega^2 + (D_{E_F} q^2)^2}, \quad E_F > E_c, \quad (38)$$

$$\langle \rho_E \rho_{E+\omega} \rangle_{\mathbf{q}}^F = A_{E_F}(q) \delta(\omega) + \frac{1}{\pi} \frac{D_{E_F} q^2}{\omega^2 + [\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} + D_{E_F} q^2]^2}, \quad E_F < E_c,$$

где

$$A_{E_F}(q) = \frac{\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F}}{\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} + D_{E_F} q^2} = (1 + R_{loc}^2(E_F) q^2)^{-1}, \quad (39)$$

причем $R_{loc}^2(E_F) = 2E_F/dm\omega_0^2$ — квадрат радиуса локализации, а $D_{E_F} = (2E_F/dm) \tau_{E_F}$ — перенормированный коэффициент диффузии. Из (12),

(38) получаем для регулярного вклада $\bar{\Sigma}_E^F$ при $T=0$:

$$\bar{\Sigma}_{E\text{ reg}}^F = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^0 dE' \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} v(\mathbf{q}) \frac{D_{E_F} q^2}{(E' - E)^2 + [\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} + D_{E_F} q^2]^2}. \quad (40)$$

Соответственно для поправки к плотности состояний имеем

$$\begin{aligned} \frac{\delta N(E)}{N_0(E_F)} &= -\frac{\partial}{\partial E} \bar{\Sigma}_{E\text{ reg}}^F = \\ &= -\frac{1}{\pi} \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} v(\mathbf{q}) \frac{D_{E_F} q^2}{E^2 + [\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} + D_{E_F} q^2]^2}. \end{aligned} \quad (41)$$

Принимая теперь для простоты модель точечного взаимодействия и вспоминая, что до сих пор энергия E отсчитывалась от энергии Ферми E_F , для $2 < d < 4$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{\delta N(E)}{N_0(E_F)} &\approx \frac{v_0}{\pi} \frac{S_d}{d-2} D_{E_F}^{-d/2} \left[|E - E_F|^{(d-2)/2} - \bar{E}^{(d-2)/2} \right], \quad |E - E_F| \gg \omega_0^2(E_F) \tau_{E_F}, \\ \frac{\delta N(E)}{N_0(E_F)} &\approx \frac{v_0}{\pi} \frac{S_d}{d-2} D_{E_F}^{-d/2} \left[\omega_0^{d-2}(E_F) \tau_{E_F}^{(d-2)/2} - \bar{E}^{(d-2)/2} \right], \quad |E - E_F| \ll \omega_0^2(E_F) \tau_{E_F}, \end{aligned} \quad (42)$$

где $S_d = [2^{d-1} \pi^{d/2} \Gamma(d/2)]^{-1}$. Здесь характерная энергия \bar{E} связана с выбором параметра обрезания на верхнем пределе в интеграле по q в (41). Такое обрезание необходимо в связи с неприменимостью «диффузионного» приближения для подынтегрального выражения при больших импульсах. В соответствии с рассмотрением аналогичного обрезания в интеграле в (35), проведенным в [15, 17], мы выбираем параметр обрезания равным импульсу Ферми, так что

$$\bar{E} = D_{E_F} p_F^2. \quad (43)$$

Альтернативным является выбор параметра обрезания равным обратной борновской длине свободного пробега l^{-1} [16], но вблизи порога подвижности $l^{-1} \sim p_F$, так что оба выбора эквивалентны. Согласно скейлинговой аргументации Ли [8], вблизи порога подвижности, когда $R_{loc}(E_F) \gg l$, p_F^{-1} , параметр обрезания пропорционален R_{loc}^{-1} и $\bar{E} \sim \omega_0^2(E_F) \tau_{E_F}$; однако такой выбор противоречит самосогласованной теории локализации, на которой основаны наши вычисления. В самом деле, при использовании обрезания на импульсах порядка p_F или l^{-1} в основном уравнении самосогласования (35) получаются обычные результаты [15–17], согласующиеся со скейлинговой картиной перехода Андерсона [15, 16]. Использование же в (35) обрезания в духе работы [8] не приводит к замкнутым уравнениям. Нужно, однако, подчеркнуть, что в самосогласованной теории существует нерешенная проблема определения q -зависимости параметров $\omega_0^2(E_F)$ и D_{E_F} , τ_{E_F} в области больших q , поскольку уравнение (35) выводится в пределе $q \rightarrow 0$.

Оценка (50) справедлива при выполнении условия

$$|E - E_F|, \quad \omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} \ll \bar{E}. \quad (44)$$

Для специального случая $d=2$ вместо (42) получим

$$\frac{\delta N(E)}{N_0(E_F)} = \frac{v_0}{4\pi^2 D_{E_F}} \begin{cases} \ln \frac{|E - E_F|}{\bar{E}}, & |E - E_F| \gg \omega_0^2(E_F) \tau_{E_F}, \\ \ln \frac{\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F}}{\bar{E}}, & |E - E_F| \ll \omega_0^2(E_F) \tau_{E_F}. \end{cases} \quad (45)$$

При $\omega_0^2(E_F) = 0$, т. е. в металлической фазе, (42), (44) совпадают с обычными результатами Аронова и Альтшулера [2, 3]. Видно, что при

$|E-E_F| \gg \omega_0^2(E_F)\tau_{E_F}$ такое же поведение сохраняется и в диэлектрической фазе. При $|E-E_F| \ll \omega_0^2(E_F)\tau_{E_F}$ излом в плотности состояний на уровне Ферми, имеющийся в металлической фазе, сглаживается, сменяясь плавным минимумом. Этот вывод, как нетрудно убедиться, сохраняется независимо от схемы обрезания в интеграле (41). Диаграммный анализ, выполненный в работе [25], показал, что (42) дает главную поправку к плотности состояний всюду, кроме экспоненциально малой окрестности уровня Ферми, где появляется дополнительный логарифмический вклад, отличный от нуля в диэлектрическом состоянии.

Приведем конкретные зависимости, возникающие в самосогласованной теории локализации. При $2 < d < 4$ и $E_F \ll E_c$ решение уравнения (35) дает в диэлектрической фазе (мы опускаем некоторые несущественные константы) [17]

$$\omega_0^2(E_F) \sim E_F^2 \left[1 - \left(\frac{E_F}{E_c} \right)^{(4-d)/2} \right] \sim E_F^2 \left| \frac{E_F - E_c}{E_c} \right|^{2/(d-2)}, \quad (46)$$

$$R_{loc}(E_F) \sim p_F^{-1} \left[1 - \left(\frac{E_F}{E_c} \right)^{(4-d)/2} \right]^{-\nu} \sim p_F^{-1} \left| \frac{E_F - E_c}{E_c} \right|^{-\nu}, \quad (47)$$

$$\frac{\tau_{E_F}}{\tau_0} \sim \frac{d\lambda}{4-d} \left[\frac{d\omega_0^2(E_F)}{4E_F^2} \right]^{(d-2)/2} \sim \frac{d\lambda}{4-d} [p_F R_{loc}(E)]^{2-d} \sim \lambda \left| \frac{E_F - E_c}{E_c} \right|^{(d-2)\nu}, \quad (48)$$

где $\lambda = (2\pi E_F \tau_0)^{-1}$ — безразмерная константа теории возмущений по рассеянию на беспорядке, $\nu = (d-2)^{-1}$ — критический индекс радиуса локализации. Порог подвижности в модели точечных рассеивателей с амплитудой рассеяния V , хаотически распределенных в пространстве с плотностью ρ [17], есть

$$E_c \sim \left[\frac{d}{d-2} (2\pi)^{-d/2} / \Gamma\left(\frac{d}{2}\right) \right]^{2/(4-d)} E_{sc}, \quad E_{sc} = m^{d/(4-d)} (\rho V^2)^{2/(4-d)}. \quad (49)$$

где E_{sc} — энергия «сильной связи» [1, 21]. При $E_F \sim E_{sc}$ имеем $\lambda \sim 1$, и теория возмущений становится неприменимой. Из (46)–(48) при $E_F \ll E_c$ имеем

$$\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} \sim \frac{\lambda}{4-d} \frac{E_F}{[p_F R_{loc}(E_F)]^d} \sim \frac{\lambda E_F}{4-d} \left| \frac{E_F - E_c}{E_c} \right|^{d\nu}, \quad (50)$$

$$D_{E_F} \sim \frac{1}{4-d} \frac{1}{m} [p_F R_{loc}(E_F)]^{2-d} \sim \frac{1}{m} \left| \frac{E_F - E_c}{E_c} \right|^{(d-2)\nu}, \quad (51)$$

$$E \sim E_F [p_F R_{loc}(E_F)]^{2-d} \sim E_F \left| \frac{E_F - E_c}{E_c} \right|^{(d-2)\nu}. \quad (52)$$

Видно, что удовлетворить условию (44) не составляет труда. Для поправки к плотности состояний на уровне Ферми ($|E-E_F| \ll \omega_0^2(E_F)\tau_{E_F}$) из (42), (50)–(52) при $E_F \rightarrow E_c$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{\delta N(E_F)}{N_0(E_F)} &\sim \frac{4-d}{d-2} v_0 m^{d/2} E_F^{d/2-1} \{1 - [p_F R_{loc}(E_F)]^{d-2}\} \sim \\ &\sim -v_0 N_0(E_F) \left| \frac{E_F - E_c}{E_c} \right|^{-(d-2)\nu}. \end{aligned} \quad (53)$$

Расходимость поправки при $E_F \rightarrow E_c$, следующая из последнего равенства в (53) (аналогичная расходимость имеет место и в металлической фазе), указывает на неприменимость нашего рассмотрения в непосредственной окрестности порога подвижности; наши оценки имеют смысл, пока $|\delta N(E)/N_0| \ll 1$. Эта расходимость становится логарифмической при исполь-

зовании в (41) обрезания по схеме работы [8], аналогично соответствующему результату, полученному там для металлической области.

Найденные выше поправки к плотности состояний можно получить из следующих качественных соображений. Рассмотрим взаимодействие электрона в состоянии ν с энергией E с электроном в состоянии с энергией E_F . Тогда относительная поправка к его волновой функции в первом порядке теории возмущений

$$\frac{\delta\varphi_\nu}{\varphi_\nu} \sim \int_0^\infty dt H_{int}(t), \quad (54)$$

где $t=0$ — момент включения взаимодействия. За время t электрон диффундирует в пределах объема $(D_{EF}t)^{d/2}$. Величину матричного элемента взаимодействия при короткодействующем отталкивании оценим как $v_0(D_{EF}t)^{-d/2}$. Тогда

$$\frac{\delta\varphi_\nu}{\varphi_\nu} \sim v_0 \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt (D_{EF}t)^{-d/2} \sim v_0 D_{EF}^{-d/2} \{t_{min}^{1-d/2} - t_{max}^{1-d/2}\}. \quad (55)$$

Здесь t_{min} естественно определить из условия применимости диффузионного приближения: $(D_{EF}t_{min})^{1/2} \sim p_F^{-1}$, т. е. $t_{min} \sim (D_{EF}p_F^2)^{-1} \sim E^{-1}$. Время t_{max} определяется двумя факторами. Во-первых, матричный элемент взаимодействия обращается в нуль на временах $t > |E - E_F|^{-1}$ из-за временных осцилляций волновых функций. Во-вторых, в области локализованных состояний взаимодействующие электроны не могут разойтись на расстояние, превышающее $R_{loc}(E_F)$, и диффузионное приближение справедливо до тех пор, пока $t \leq R_{loc}^2(E_F)/D_{EF} \sim (\omega_0^2 \tau_{EF})^{-1}$. Поэтому $t_{max} \sim \min\{|E - E_F|^{-1}, (\omega_0^2 \tau_{EF})^{-1}\}$. Тогда, полагая $\delta N(E)/N_0 \sim \delta\varphi_\nu/\varphi_\nu$, немедленно получаем (42). Разумеется, эти оценки носят чисто пояснительный характер.

Полученные результаты дают простое обобщение рассуждения Аронова и Альтшулера [2, 3] на диэлектрическую сторону перехода Андерсона. В сделанных приближениях кулоновская щель [4, 5] не возникает, что связано прежде всего с короткодействующим характером взаимодействия, а также, возможно, и с грубостью модели, основанной на учете лишь хартри-фоковских поправок.

5. Поляризационный оператор

В этом разделе мы рассмотрим с общих позиций вопрос о том, каким образом локализация сказывается на поведении поляризационного оператора, т. е. фактически вопрос о характере экранирования электрического поля в ферми-стекле.

Пользуясь вновь представлением точных собственных функций одноэлектронной задачи, для фурье-образа поляризационного оператора взаимодействующих электронов имеем

$$\begin{aligned} \Pi(\mathbf{q}\omega) &= \left\langle \sum_{\substack{\mu\nu \\ \mathbf{p}\mathbf{p}'} } \frac{f_\mu - f_\nu}{\varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu + \omega + i\delta \operatorname{sign} \omega} \varphi_\nu(\mathbf{p}_+) \varphi_\nu^*(\mathbf{p}_+) \varphi_\mu(\mathbf{p}_-) \varphi_\mu^*(\mathbf{p}_-) \right\rangle = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dE \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{f(E) - f(E+\Omega)}{\Omega + \omega + i\delta \operatorname{sign} \omega} N_0(E) \langle \rho_E \rho_{E+\Omega} \rangle_{\mathbf{q}, F} \end{aligned} \quad (56)$$

в формализме нулевой температуры и

$$\Pi(\mathbf{q}\omega_m) = \int_{-\infty}^{\infty} dE \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{f(E) - f(E+\Omega)}{\Omega + i\omega_m} N_0(E) \langle \rho_E \rho_{E+\Omega} \rangle_{\mathbf{q}}^E \quad (57)$$

в мацубаровской технике ($\omega_m = 2\pi mT$). Подставляя сингулярную часть (146) в (56), получаем

$$\Pi_{loc}(\mathbf{q}\omega) = 0,$$

и ненулевой вклад возникает только от регулярной части (146):

$$\Pi(\mathbf{q}\omega) = \Pi_{reg}(\mathbf{q}\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dE \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{f(E) - f(E+\Omega)}{\Omega + \omega + i\delta \operatorname{sign} \omega} N_0(E) \rho_{E^F}(\mathbf{q}\Omega). \quad (58)$$

Иная ситуация возникает в мацубаровской технике:

$$\Pi_{loc}(\mathbf{q}\omega_m \neq 0) = 0, \quad (59)$$

$$\Pi_{loc}(\mathbf{q}\omega_m = 0) = \int_{-\infty}^{\infty} dE \left(-\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) N_0(E) A_E(\mathbf{q}) = N_0(E_F) A_{E_F}(\mathbf{q}),$$

так что

$$\begin{aligned} \Pi(\mathbf{q}\omega_m) &= \frac{\delta_{m0}}{T} \int_{-\infty}^{\infty} dE f(E) [1 - f(E)] N_0(E) A_E(\mathbf{q}) + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} dE \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{f(E) - f(E+\Omega)}{\Omega + i\omega_m} N_0(E) \rho_{E^F}(\mathbf{q}\Omega). \end{aligned} \quad (60)$$

Учитывая явный вид регулярной части спектральной плотности, возникающей в самосогласованной теории (38), можно получить

$$\Pi(\mathbf{q}\omega) = \Pi_{reg}(\mathbf{q}\omega) = N_0(E_F) \frac{D_{E_F} q^2}{D_{E_F} q^2 + \omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} - i\omega}. \quad (61)$$

В металлической фазе $\omega_0^2(E_F) = 0$, и (61) сводится к известному выражению для поляризационного оператора «грязного» металла [2, 3, 7]. В области локализации с учетом $\omega_0^2(E_F) \tau_{E_F} = D_{E_F} R_{loc}^{-2}$ имеем

$$\Pi_{reg}(\mathbf{q}0) = N_0(E_F) q^2 [q^2 + R_{loc}^{-2}(E_F)]^{-1}. \quad (62)$$

Для мацубаровского поляризационного оператора аналогичные вычисления дают

$$\begin{aligned} \Pi(\mathbf{q}\omega_m) &= N_0(E_F) \left\{ A_{E_F}(\mathbf{q}) \delta_{m0} + \frac{D_{E_F}(\omega_m) q^2}{\omega_m + D_{E_F}(\omega_m) q^2} \theta(\omega_m) + \right. \\ &+ \left. \frac{D_{E_F}(-\omega_m) q^2}{-\omega_m + D_{E_F}(-\omega_m) q^2} \theta(-\omega_m) \right\}, \quad (63) \\ \theta(\omega_m) &= \begin{cases} 1, & m \geq 0 \\ 0, & m < 0 \end{cases} \end{aligned}$$

где обобщенный коэффициент диффузии

$$D_{E_F}(\omega_m) = \frac{2E_F}{dm} \frac{i}{M_{E_F}(\omega_m)}, \quad M_{E_F}(\omega_m) = \frac{i}{\tau_{E_F}} - \frac{\omega_0^2(E_F)}{i\omega_m}. \quad (64)$$

Полученное различие в поведении поляризационного оператора при $T=0$ и в мацубаровской технике, проявляющееся только на нулевой частоте (экранирование статического поля), является следствием известного различия статических адиабатического и изотермического откликов в системах с неэргодическим поведением [26, 27]. Последнее приводит к появлению δ -функционной аномалии спектральной плотности на нулевой частоте, являющейся в нашем случае следствием андерсоновской локализации — типичного неэргодического явления. Мацубаровский отклик «чувствует» проявление неэргодичности [27], тогда как отклик, определяемый коммутаторными функциями Грина, к нему нечувствителен. Поляризационный оператор связан с электронной сжимаемостью. Для статической изотермической сжимаемости имеем (ср. [27])

$$\kappa^T(q0) = \Pi(q\omega_m=0), \quad (65)$$

тогда как адиабатическая сжимаемость

$$\kappa^A(q0) = \Pi_{reg}(q\omega \rightarrow 0). \quad (66)$$

Тогда из (58), (59)

$$\kappa^T(q0) - \kappa^A(q0) = N_0(E_F) A_{E_F}(q) = N_0(E_F) [1 + q^2 R_{loc}^2(E_F)]^{-1}. \quad (67)$$

То обстоятельство, что величина $A_{E_F}(q)$ определяет разность изотермической и адиабатической сжимаемостей, впервые было отмечено в работах [28, 29]. Это различие, естественно, имеет место лишь для статического отклика. Из (59) — (62) для статического изотермического поляризационного оператора получаем

$$\begin{aligned} \Pi^T(q0) &= \Pi(q\omega_m=0) = \Pi_{loc}(q0) + \Pi_{reg}(q0) = \\ &= N_0(E_F) \left[\frac{1}{1 + q^2 R_{loc}^2(E_F)} + \frac{q^2}{q^2 + R_{loc}^{-2}(E_F)} \right] = N_0(E_F). \end{aligned} \quad (68)$$

Соответственно для статической адиабатической диэлектрической проницаемости имеем

$$\varepsilon^A(q\omega \rightarrow 0) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \Pi_{reg}(q0) = \begin{cases} 1 + \kappa_D^2/q^2, & q \geq R_{loc}^{-1}(E_F), \\ 1 + \kappa_D^2 R_{loc}^2(E_F), & q \leq R_{loc}^{-1}(E_F), \end{cases} \quad (69)$$

где $\kappa_D^2 = 4\pi e^2 N_0(E_F)$, тогда как статическая изотермическая проницаемость равна

$$\varepsilon^T(q0) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \Pi^T(q0) = 1 + \frac{\kappa_D^2}{q^2}. \quad (70)$$

Именно эта последняя диэлектрическая проницаемость соответствует реальному эксперименту по экранированию статического внешнего поля [30]. Из (70) видно, что ферми-стекло экранирует статическое поле¹⁾. На ка-

¹⁾ В используемом формализме можно непосредственно продемонстрировать также взаимную компенсацию поправок к $\Pi(q0)$ за счет взаимодействия, приводящих к особенности плотности состояний типа (42). Это полностью соответствует отмеченному в [8, 9] важному обстоятельству: радиус экранирования определяется не плотностью состояний, а величиной $\partial N/\partial \mu = \Pi(q \rightarrow 0, 0)$, где N — полная плотность электронов. В работе [6] это не учитывалось.

чественном уровне этот факт был впервые отмечен в работах [30, 31]. При любой сколь угодно малой температуре за счет прыжковой проводимости по локализованным состояниям в андерсоновском диэлектрике электроны подстраиваются так, чтобы обеспечить полное экранирование. Характерные времена тут, очевидно, определяются частотой $\omega^* \sim D_{\text{hop}} q^2$, где D_{hop} — коэффициент диффузии за счет прыжковой проводимости, а $q \sim 1/L$, где длина L определяется характерным масштабом неоднородностей внешнего поля в данном эксперименте [30, 31] (например, расстоянием между обкладками конденсатора). Именно в смысле условия $\omega < \omega^*$ нужно понимать статичность поля (и отклика) в изложенном выше формализме (не учитывающем явно прыжковую проводимость).

Расходимость диэлектрической проницаемости, наблюдавшаяся при подходе к переходу металл — диэлектрик в известных экспериментах на Si, легированном P [32], вероятно, связана с расходимостью радиуса локализации $R_{loc}(E_F \rightarrow E_c)$ в формуле (69). Было бы весьма интересно попытаться провести эксперименты по измерению диэлектрической проницаемости этой системы в статическом поле.

Авторы признательны Д. И. Хомскому и М. И. Ауслендеру за обсуждение ряда вопросов, затронутых в этой работе.

Литература

1. Садовский М. В. УФН, 1981, 133, 223.
2. Альгшулер Б. Л., Аронов А. Г. ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
3. Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E., Larkin A. I. In: Quantum Theory of Solids / Ed. I. M. Lifshits. M.: Мир, 1983, p. 130.
4. Efros A. L., Shklovskii B. I. J. Phys., 1975, C8, L49.
5. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
6. McMillan W. L. Phys. Rev., 1981, B24, 2739.
7. Imry Y., Gefen Y., Bergmann D. J. Phys. Rev., 1982, B26, 3436.
8. Lee P. A. Phys. Rev., 1982, B26, 5882.
9. Филкельштейн А. М. ЖЭТФ, 1983, 84, 168.
10. Grest G. S., Lee P. A. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 693.
11. Oppermann R. Z. Phys., 1983, B49, 273.
12. Freedman R., Hertz J. A. Phys. Rev., 1977, B15, 2384.
13. Fleishman L., Anderson P. W. Phys. Rev., 1980, B21, 2366.
14. Abrahams E., Anderson P. W., Lee P. A., Ramakrishnan T. Phys. Rev., 1981, B24, 6783.
15. Vollhardt D., Wölfle P. Phys. Rev., 1980, B22, 4666.
16. Wölfle P., Vollhardt D. In: Anderson Localization / Ed. Y. Nagaoka, H. Fukuyama. Springer Verlag, 1982, p. 26.
17. Мясников А. В., Садовский М. В. ФТТ, 1982, 24, 3569.
18. Kotov E. A., Sadovskii M. V. Z. Phys., 1983, B51, 17.
19. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965.
20. Березинский В. Л., Горьков Л. П. ЖЭТФ, 1979, 77, 2498.
21. Садовский М. В. ЖЭТФ, 1982, 83, 1418.
22. Economou E. N., Cohen M. H. Phys. Rev., 1972, B5, 2931.
23. Mott N. F. Phil. Mag., 1971, 24, 935.
24. Lee P. A. In: Anderson Localization / Ed. Y. Nagaoka, H. Fukuyama. Springer Verlag, 1982, p. 78.
25. Кацнельсон М. И., Садовский М. В. ФТТ, 1983, 25, 3372.
26. Kubo R. J. Phys. Soc. Japan, 1957, 12, 570. (см. перевод в сб.: Вопросы квантовой теории необратимых процессов / Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. М.: ИИЛ, 1961).
27. Kwok P. C., Schulz T. D. J. Phys., 1969, C2, 1196.
28. Götze W. Phil. Mag., 1981, B43, 219.
29. Prelovšek P. Phys. Rev., 1981, B23, 1304.

30. *Jackle J.* Phil. Mag., 1982, **B46**, 313.

31. *Rice T. M.* In: Disordered Systems and Localization, Lecture Notes in Physics, v. 149, p. 220, Springer Verlag, 1981.

32. *Hess H. F., DeKonde K., Rosenbaum T. F., Thomas G. A.* Phys. Rev., 1982, **B25**, 5578.

Институт физики металлов
Уральского научного центра
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21.VI.1983;
после переработки
22.III.1984