УДК 537.311.1

ПРЫЖКОВЫЙ ПЕРЕНОС В КВАЗИОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЕ СО СЛАБЫМ БЕСПОРЯДКОМ

Э. П. Нахмедов, В. Н. Пригодин, А. Н. Самухин

Изучена температурная зависимость прыжковой проводимости вырожденного Ферми-газа в квазиодномерной неупорядоченной системе в режиме слабой локализации. Показано, что при высоких температурах реализуется степенная зависимость, отвечающая прыжкам с постоянной длиной. При понижении температуры длина прыжков увеличивается и в конечном итоге зависимость становится моттовской: $\exp[-(T_0/2T)^{1/4}]$. Если система близка к переходу металл—диэлектрик, то область смены режимов достаточно широкая и в ней степенная зависимость проводимости от температуры отвечает критическому поведению вблизи андерсоновского перехода. При слабом поперечном зацеплении между нитями непосредственно к области температур с изотропным моттовским характером поведения проводимости примыкает сверху область, где продольная проводимость ведет себя активационным образом $\exp[-T_0/2T]$, а поперечная — как $\exp[-(T_0/2T)^{1/2}]$.

Как хорошо известно, в одномерной системе уже слабый беспорядок вызывает локализацию всех состояний [1, 2], включая область энергий $\varepsilon\tau \gg 1$, где τ — время свободного пробега. В [3–5] было показано, что это утверждение сохраняется и в квазиодномерной системе, пока ширина зоны в поперечном направлении $4t_\perp$ остается такой, что $t_\perp\tau < 0.3$. При $t_\perp > 0.3/\tau$ наблюдается переход в металлическое состояние.

Локализация означает, что в области низких температур проводимость осуществляется прыжковым образом. Для вырожденного Ферми-газа с $\varepsilon_F\tau \gg 1$ можно ожидать, что в этом случае проводимость дается формулой Мотта [6, 7]. Однако, как было указано в [8], в одномерной системе, в силу того что для нее самоусредняемой величиной является сопротивление, а не проводимость, вместо закона Мотта $\ln \sigma \propto -1/T^{1/2}$ имеет место активационная зависимость [8] $\ln \sigma \propto -1/T$. Вопрос о прыжковой проводимости в квазиодномерной системе в рамках R—ε протекания рассматривался в [9]. На основе численных расчетов было установлено, что температурная зависимость проводимости может быть представлена в виде

$$\ln \sigma \propto -1/T^m, \tag{1}$$

где показатель m является медленно меняющейся функцией T от значения $m=1$ до $m\simeq 0.25$ в пределе низких температур. Это означает, что с понижением температуры происходит перестройка путей протекания тока. При высоких температурах они носят одномерный характер и $m=1$, а при $T \to 0$ они становятся трехмерными и тогда в соответствии с Моттом $m=1/4$.

В настоящей работе мы дадим детальное описание указанной выше перестройки путей протекания тока. Наш анализ опирается на подход, предложенный ранее для квазиодномерной системы [10]. Суть его состоит в том, что вначале решается одномерная неупорядоченная система, а затем учитываются межцепочечные перескоки в рамках приближения типа среднего поля, справедливого по числу ближайших соседей. Такой подход позволяет правильно учесть специфику квазиодномерной системы.

Рассматриваемая система обладает по сравнению с обычными трехмерными объектами тем преимуществом, что здесь многие модельные представления о локализованной фазе достаточно хорошо проверены. Поэтому мы в состоянии дать или наметить описание физической картины транспорта во всей области температур. Прыжковый перенос в области высоких температур в одномерной системе был рассмотрен в [11], в квазиодномерной — в [3]. Для нас эта область температур важна для получения правильного сшивания с низкотемпературной проводимостью.

1. Модель и постановка задачи

Для вычисления прыжковой проводимости необходимы характеристики диэлектрической фазы. Ниже мы кратко напомним их. Будем рассматривать квазиодномерную систему, чей электронный спектр имеет вид

$$\varepsilon(p)-\varepsilon_F=v_F(|p_\parallel|-p_F)-t_\perp\varphi(p_\perp),\qquad(2)$$
$$\varphi(p_\perp)=\cos(p_x a_\perp)+\cos(p_y a_\perp).$$

Здесь v_F, p_F — скорость и импульс электрона на поверхности Ферми вдоль нити; $t_\perp$ — резонансный интеграл между нитями, причем $t_\perp \ll \varepsilon_F$. Нити предполагаются упакованными в плоскую решетку с постоянной $a_\perp$. Относительно беспорядка считается, что он слабый $\varepsilon_F\tau \gg 1$. Время свободного пробега τ равно

$$1/\tau=2\pi N(0)\,u^2c_{\mathrm{imp}},\qquad(3)$$

где $N(0)$ — плотность состояний на поверхности Ферми

$$N(0)=1/\pi v_F a_\perp^2,\qquad(4)$$

c_{imp} — концентрация примесей, u — Фурье-образ примесного потенциала. Следует сказать, что для квазиодномерной системы можно ввести время свободного пробега по отношению к рассеянию вперед τ_1 и назад τ_2. Мы ограничимся изотропным случаем $\tau_1=\tau_2=2\tau$.

Настоящая модель при $t_\perp\neq 0$ была изучена в [3] на основе самосогласованного подхода Вольхарда и Фольфле [12]. Было установлено, что кинетический режим в модели задается одной универсальной функцией $\alpha(\omega)$

$$\alpha(\omega)=D_j(\omega)/D_j^0,\quad j=\parallel,\ \perp,\qquad(5)$$

где $D_j(\omega)$ — коэффициент диффузии на частоте ω, связанный с проводимостью $\sigma_j(\omega)$ соотношением

$$\sigma_j(\omega)=2e^2N(0)\,D_j(\omega)=\sigma_j^0\alpha(\omega),\qquad(6)$$

D_j^0 — значение коэффициента диффузии, следующее из кинетического уравнения

$$D_\parallel^0=v_F^2\tau,\qquad D_\perp^0=\langle v_\perp^2\rangle\tau={}^1/_2\,(t_\perp a_\perp)^2\tau.\qquad(7)$$

Непосредственно $D_j(\omega)$ определяет поведение коррелятора плотность—плотность

$$P_n(x,\omega)=\int\frac{dq_\parallel}{2\pi}\int\frac{d^2q_\perp}{(2\pi)^2}\,\frac{e^{iq_\parallel x+ia_\perp(q_\perp n)}}{-i\omega+D_\parallel(\omega)\,q_\parallel^2+\tilde D_\perp(\omega)\,|2-\varphi(q_\perp)|},\qquad(8)$$

где $n=(n_x,\ n_y)$ — номер нити, $\tilde D_\perp(\omega)=(2/a_\perp^2)\,D_\perp(\omega)$. После обратного Фурье-преобразования функция

$$P_n(x,t)=\int\frac{d\omega}{2\pi}\,e^{-i\omega t}P_n(x,\omega+i0)\qquad(9)$$

описывает процесс расплывания частицы со временем, помещенной в начальный момент при $t=0$ на нить $n=(0,\ 0)$ в точку $x=0$ [13].

В [3] было показано, что андерсоновскому переходу металл—диэлектрик отвечает $t_\perp = t_c$, равное

$$t_c = 0.3/\tau, \tag{10}$$

где число не является универсальным и может зависеть от деталей спектра [5]. Поведение $\alpha(\omega)$ вблизи перехода $|\varepsilon| \ll 1$, где

$$\varepsilon = (t_\perp - t_c)/t_c, \tag{11}$$

задается масштабом ω_c, равным

$$\omega_c = \omega_0 |\varepsilon|^3, \quad \omega_0 = \pi/4\tau. \tag{12}$$

Если $\omega_c \ll |\omega| \ll \omega_0$, то $\alpha(\omega)$ подчиняется скэйлинговской зависимости [12]

$$\alpha(\omega) = (-i\omega\tau)^{1/3}, \tag{13}$$

а при $|\omega| \ll \omega_c$ на металлической стороне $(t_\perp > t_c)$

$$\alpha(\omega) = \varepsilon\left[1 + (-i\omega/\omega_c)^{1/3}\right], \tag{14}$$

в диэлектрической фазе $(t_\perp < t_c)$

$$\alpha(\omega) = \frac{-4i\omega\tau}{|\varepsilon|^2}\left[1 + \frac{i\omega}{\omega_c}\right]. \tag{15}$$

Поведение (15) характерно именно для диэлектрика. Уравнение (15) можно также записать в виде

$$\alpha(\omega) = -4i\omega\tau\,(\xi_j/l_j)^2, \tag{15a}$$

$$\xi_j = l_j/|\varepsilon|, \quad l_\parallel = 4l = 4v_F\tau, \quad l_\perp = 2\sqrt{2}\,t_c\tau a_\perp \simeq a_\perp. \tag{16}$$

При этом частота ω_c из (12) связана с ξ_j соотношением

$$\omega_c = [N(0)\,V_{loc}]^{-1}, \quad V_{loc} = \xi_\parallel \xi_\perp^2. \tag{17}$$

Параметр ξ_j в (16) представляет собой радиус локализации в продольном ($j = \parallel$) или поперечном ($j = \perp$) направлении; V_{loc} — объем, приходящийся на локализованное состояние. Частота ω_c, соглано (17), имеет тогда смысл среднего расстояния между соседними уровнями, находящимися в пределах V_{loc}. Можно также определить $\tau_c = 1/\omega_c$ как время локализации [13]. Действительно, согласно (9) и (15а), на временах $t \gg \tau_c$ имеем

$$P_n(x, t) = \frac{1}{V_{loc}}\, l^{-2r}, \quad r^2 = \left(\frac{x_\parallel}{\xi_\parallel}\right)^2 + \left(\frac{x_\perp}{\xi_\perp}\right)^2, \tag{18}$$

где $x_\perp = a_\perp |n|$. Выше мы перешли к континуальному пределу, воспользовавшись тем, что $\xi_\perp \gg a_\perp$. На временах $t \ll \tau_c$ в системе имеет место аномальная диффузия, где среднеквадратичное смещение растет по закону [12, 13]

$$\langle x_j^2(t)\rangle = l_j^2\,(t/\tau)^{2/3}. \tag{19}$$

Наконец, в пределе $t_\perp \ll t_c$ локализация носит чисто одномерный характер и с точностью до коэффициентов $\alpha(\omega)$ может быть записана в виде [3]

$$\alpha(\omega) = -4i\omega\tau + 32\,(\omega\tau)^2, \tag{20}$$

и, следовательно,

$$\omega_c = \omega_0 = \pi/4\tau, \quad \xi_\parallel = 4l, \quad \xi_\perp = a_\perp. \tag{21}$$

Заметим, что $\xi_\parallel$ совпадает с наиболее вероятным значением радиуса локализации для одномерной системы [14, 15]. Что касается поперечного радиуса локализации, то его можно определить также исходя из следующей формулы:

$$P_n(x, t \to \infty) \approx e^{-2|x_\parallel|/\xi_\parallel - 2\beta_\perp x_\perp}, \tag{22}$$

где

$$\beta_\perp = \frac{\varkappa}{a_\perp}, \quad \varkappa = |\ln t_\perp \tau| = \ln \frac{4\omega_0}{\pi t_\perp}. \tag{23}$$

При этом следует помнить, что $x_\perp$ принимает дискретные значения $x_\perp = a_\perp |n|$.

Таким образом, выше мы определили основные параметры диэлектрической фазы ω_c и ξ_j. Следует сказать также, что, поскольку в настоящей модели локализация носит экспоненциальный характер, в силу слабого перекрытия распределение состояний в пространстве и по шкале энергий подчиняется пуассоновскому закону с плотностью состояний $N(0)$, определенной уравнением (4). Для одномерной системы этот факт достаточно хорошо проверен [14, 15].

Как известно, слабая локализация является результатом интерференции в примесном рассеянии [1, 2]. В процессе взаимодействия с фононами энергия электрона меняется и эффекты интерференции будут ослабляться [11]. Вообще говоря, взаимодействие с фононами вносит в кинетику электронов три масштаба: τ_p, τ_ε, τ_φ [16, 17]. Время релаксации импульса τ_p следует различать также на τ_{1p} и τ_{2p} [11]. В принципе τ_p можно включить в примесное упругое время [18]. Время τ_ε задает скорость энергетической релаксации или то же самое время жизни диффузона с данной энергией [19]. Наконец, τ_φ — время сбоя фазы — определяет время жизни куперона [16]. Все три масштаба могут существенно различаться и иметь разную температурную зависимость [11, 18, 19], и следствия этого обсуждались в работах [18–20]. Мы для простоты будем полагать, что $\tau_p = \tau_\varepsilon = \tau_\varphi = \tau_{\text{in}}(T)$. Это может быть оправдано для достаточно дисперсионных фононов [11, 19]. Естественно, что τ_{in} зависит от температуры, возрастая с понижением T. При высоких температурах $T \gg \omega_D$, где ω_D — дебаевская частота,

$$1/\tau_{\text{in}}(T) = 2\pi g T, \quad g = (\lambda^2/\omega_D)\, N(0). \tag{24а}$$

Здесь λ — постоянная электрон-фононного взаимодействия. В области $T \ll \omega_D$ зависимость $\tau_{\text{in}}(T)$ вычислялась в ряде работ [11, 16, 19]. Феномелогически ее обычно представляют в виде [21, 22]

$$1/\tau_{\text{in}}(T) = g\omega_D (T/\omega_D)^p, \tag{24б}$$

где показатель p зависит от механизма рассеяния ($p \geqslant 1$). В частности, для трехмерных акустических фононов $p=3$ [11]. Для последующего будет важно, что благодаря малости электрон-фононной связи всегда удерживается неравенство

$$T\tau_{\text{in}}(T) \gg 1. \tag{25}$$

В принципе роль фононов могут взять на себя и другие взаимодействия.

2. Прыжковая проводимость вблизи андерсоновского перехода

Вопрос о прыжковой проводимости в сильно анизотропной системе $t_c \ll t_\perp \ll \varepsilon_F$ рассматривался в [3, 23]. Ниже мы обсудим кинетику квазиодномерной системы при $t_\perp \simeq t_c$. На рис. 1 по оси отложено время неупругих столкновений $\tau_{\text{in}}(T)$ и указаны характерные масштабы τ и τ_c. Соответствующие температуры T_b и T_c можно определить как

$$\tau_{\text{in}}(T_b) = \tau, \quad \tau_{\text{in}}(T_c) = \tau_c, \tag{26}$$

причем, так как $\tau_c \gg \tau$, то и $T_b \gg T_c$.

Прежде всего существенным для определения механизма переноса является соотношение между $\tau_{\text{in}}(T)$ и τ_c [11, 13, 24]. Если $\tau_{\text{in}} < \tau_c$ или $T > T_c$, то электрон не успевает локализоваться. Раньше он испытывает столкновение с фононом и переходит в новое энергетическое состояние. В промежутке между неупругими рассеяниями электрон движется диффузионно с аномальным законом (19), если $T_c < T < T_b$; тогда

$$D_j(T) = D^0_j\,(\tau/\tau_{in}(T))^{1/3}, \quad \sigma_j(T) = \sigma^0_j\,(\tau/\tau_{in}(T))^{1/3}. \tag{27}$$

При температурах $T > T_b$ ($\tau_{in}(T) < \tau$) в промежутке между неупругими столкновениями электрон движется баллистически, и в этом случае мы имеем обычную кинетику, описываемую уравнением Больцмана

$$\sigma_\parallel(T) = 2e^2N(0)\,l^2_{in}(T)/\tau_{in}(T), \quad \sigma_\perp(T) = e^2N(0)\,a^2_\perp w_\perp(T), \tag{28}$$
$$l_{in}(T) = v_F\tau_{in}(T), \quad w_\perp(T) = t^2_\perp\tau_{in}(T), \quad \sigma_\parallel(T)/\sigma_\perp(T) = 2\,(v_F/a_\perp t_\perp)^2.$$

Здесь фононы вносят вклад в сопротивление.

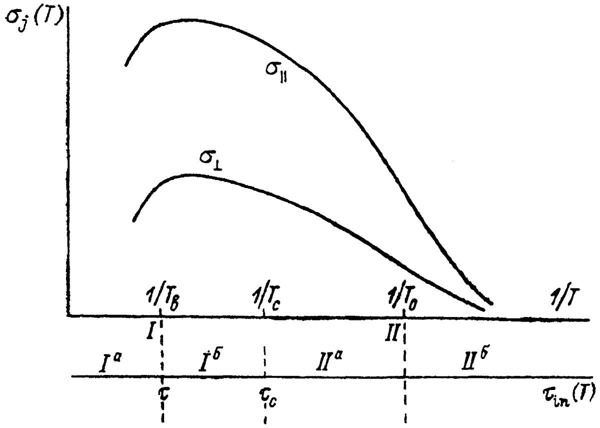

Рис. 1. Схематичный ход температурной зависимости прыжковой проводимости в квазиодномерном диэлектрике вблизи перехода металл—диэлектрик. $\varepsilon = (t_c - t_\perp)/t_c \ll 1$.

I — зонный перенос, причем в области $I^а$ электросопротивление обеспечивается рассеянием на фононах (28), а в области $I^б$ имеет место скэлинговское поведение (27); II — прыжковый перенос, где в $II^а$ реализуются прыжки на расстояние ξ_j (29—30), а в $II^б$ — прыжки переменной длины (36).

Для $t_\perp > t_c$ в области температур $T < T_c$ проводимость выходит на остаточное значение, даваемое уравнениями (6)—(7). В диэлектрической фазе, когда $t_\perp < t_c$, при $T < T_c$ электрон успевает локализоваться и некоторое время будет ждать, чтобы совершить активированный прыжок на новое место локализации. В этом режиме фононы выступают в качестве механизма, обеспечивающего движение электрона, и мы имеем дело с прыжковой проводимостью. Среднее расстояние, на которое электрон совершает прыжок, равно ξ_j, а частота, с которой электрон совершает прыжки, равна $1/\tau_{in}(T)$. В результате коэффициент диффузии и проводимость оцениваются как

$$D_j(T) = \xi^2_j/\tau_{in}(T), \quad \sigma_j(T) = 2e^2N(0)\,D_j(T). \tag{29}$$

Формулы такого типа были получены в работах [3, 11, 24].

Полезным представляется привести следующие физические соображения, из которых следуют формулы (27)—(29). При рассмотрении примесного рассеяния мы всегда говорили о проводимости электрона с данной энергией. При наличии неупругих процессов состояние с данной энергией становится квазистационарным с конечным временем жизни $\tau_{in}(T)$. Следовательно, проводимость такого состояния будет равна

$$\sigma_j(\omega, T) = \sigma_j(\omega + i/\tau_{in}(T)), \tag{30}$$

где $\sigma_j(\omega)$ — проводимость на частоте ω для чисто примесной системы. Используя для $\sigma_j(\omega)$ результаты (13)—(15), мы приходим к (27)—(29).

Рассмотренная выше прыжковая проводимость предполагает, что в переносе принимают участие состояния вблизи уровня Ферми, находящиеся друг от друга на расстоянии порядка или меньше ξ_j, поскольку для них индуцированные фононами частоты переходов оказываются максимальными. Однако при этом мы пренебрегли энергетическим фактором в вероятностях перехода [6, 7]. Как известно, для таких состояний отталкивание уровней максимально и разность энергий для этих состояний равна ω_c. Тогда ясно, что при $T > \omega_c$ энергетический беспорядок несуществен и все определяется пространственным перекрытием состояний. Отсюда находим область температур, в которой справедливы формулы (27)—(29), как $T > T_0$, где

$$T_0 = \omega_c = 1/\tau_c = 1/[N(0)\,\xi_\parallel \xi_\perp^2]. \tag{31}$$

Значение ω_c дается (17). Заметим, что в соответствии с (25) $T_0 \ll T_c$.

В области температур $T \ll T_0$ необходимо учитывать зависимость вероятности перехода от положения уровней, и мы приходим к так называемому режиму прыжкового переноса с переменной длиной [6, 7]. Для вероятности прыжка между состояниями, удаленными друг от друга на расстояние r, имеется следующая качественная зависимость:

$$W(r) = \nu(T)\exp[-2r - \Delta E(r)/T], \tag{32}$$

где r дается в единицах радиуса локализации (см. (18)); $\Delta E(r)$ — типичное значение разности уровней двух состояний, отстоящих на расстоянии r; $\nu(T)$ — частота попыток, приближенно равная $1/\tau_{\text{in}}(T)$. При случайном распределении состояний в пространстве и по энергии, как это имеет место при слабой локализации, $\Delta E(r)$ можно оценить по формуле

$$\Delta E(r) = [N(0)\,\xi_\parallel \xi_\perp^{d-1} r^d]^{-1} = T_0/r^d, \tag{33}$$

где мы перешли к рассмотрению квазиодномерной модели, обобщенной на d-мерный случай. Из (32) с учетом (33) следует, что оптимальные прыжки происходят на расстояние

$$r_c(T) = (dT_0/2T)^{1/(d+1)} \tag{34}$$

с частотой

$$W_c(T) = \langle W \rangle = \nu(T)\,e^{-b_d (T_0/2T)^{1/(d+1)}}, \tag{35}$$

где $b_d = 2\,(d+1)\,d^{-d/(d+1)}$, и тогда проводимость равна

$$\sigma_\parallel(T) = 2e^2 N(0)\,(\xi_\parallel r_c(T))^2\, W_c(T), \qquad \sigma_\perp(T) = 2e^2 N(0)\,(\xi_\perp r_c(T))^2\, W_c(T). \tag{36}$$

Результат (36) представляет собой формулу Мотта [6, 7]. Существенно, что она основана на допущении, что проводимость системы определяется вероятностью парного перехода. Иначе говоря, система представляет собой сетку параллельно включенных проводников. В строго одномерном случае мы имеем дело скорее с последовательным соединением, тогда представленные выше соображения теряют силу [8].

Таким образом, можно утверждать, что формула (36) справедлива для квазиодномерной системы, если $\xi_\perp \gg a_\perp$, т. е. вблизи перехода металл—диэлектрик. При этом выполняется соотношение $T_0 \ll t_\perp \simeq 1/\tau$. Результаты для проводимости в этом случае собраны на рис. 1.

3. Низкочастотная прыжковая проводимость одномерной системы

Прежде чем рассмотреть проводимость квазиодномерной системы с $t_\perp \ll t_c$, изучим проводимость одномерной системы на конечной частоте, а затем по известной схеме [10] учтем межцепочечные перескоки. Определим вначале функцию распределения вероятностей для парных переходов. Аналогично (32) w получается в результате перемножения двух факторов

$$w_{\alpha\beta}=\nu e^{-2f_{\alpha\beta}}, \qquad f_{\alpha\beta}=r_{\alpha\beta}+\varepsilon_{\alpha\beta}, \tag{37}$$

$$r_{\alpha\beta}=x_{\alpha\beta}/\xi_{\parallel}, \qquad \xi_{\parallel}=4l, \qquad \varepsilon_{\alpha\beta}=\frac{1}{4T}\left(|\varepsilon_\alpha-\varepsilon_\beta|+|\varepsilon_\alpha-\varepsilon_F|+|\varepsilon_\beta-\varepsilon_F|\right),$$

где $x_{\alpha\beta}$ — расстояние между состояниями α и β; ε_α, ε_β — их энергии. В режиме слабой локализации состояния в плоскости координата—энергия распределены случайно, тогда функция распределения расстояния между ближайшими состояниями в ε—x плоскости в безразмерных единицах дается формулой Пуассона [8]

$$P(f)=(2f/f_0^2)\exp\left[-(f/f_0)^2\right], \tag{38}$$

где

$$f_0^2=[2N(0)\,a_\perp^2\xi_\parallel T]^{-1}=T_0/2T, \qquad T_0=\omega_0=\pi/4\tau. \tag{39}$$

Напомним, что мы интересуемся областью $T \ll T_0$. При $T \gg T_0$ $\sigma(\omega)$ дается уравнением (30). Согласно (37), зависимость вероятности перехода w от f качественно может быть представлена в виде [8]

$$w(f)=\nu e^{-2f}. \tag{40}$$

Используя (38), для функции распределения w найдем следующее выражение:

$$P(w)=\frac{2\gamma}{w}\left(\frac{w}{\nu}\right)^{\gamma}, \qquad \gamma=\frac{\ln(\nu/w)}{4f_0^2}. \tag{41}$$

Оно весьма похоже на соответствующее выражение для модели случайно расположенных узлов [25, 26] с тем отличием, что γ здесь является медленно меняющейся функцией w.

Для вычисления частотной зависимости проводимости мы воспользуемся приближением эффективной среды [27, 28]. Согласно этому приближению, проводимость равна [28]

$$\sigma(\omega)=\tilde{\sigma}_0 f_0^2\,\frac{\bar{w}(-i\omega)}{\nu(T)}, \qquad \tilde{\sigma}_0=2e^2N(0)\,\xi_\parallel^2\nu(T), \tag{42), (43}$$

где $\bar{w}(s)$ — эффективная вероятность прыжка, зависимость которой от частоты следует находить из уравнения

$$\bar{w}\int\frac{P(w)\,dw}{w(1-sD_{00}(s))+s\bar{w}D_{00}(s)}=1, \qquad D_{00}(s)=\frac{1}{(s(4\bar{w}+s))^{1/2}}. \tag{44}$$

Здесь $D_{00}(s)$ — автокорреляционная функция. С учетом (38) и (40) уравнение (44) принимает вид

$$\frac{\bar{w}(s)}{\nu}=e^{-f_0^2}\left\{\int\limits_0^\infty\frac{df^2}{f_0^2}\,\frac{\exp[-((f-f_0^2)/f_0)^2]}{1+\exp[2(f-f_c)]}\right\}^{-1}, \tag{45}$$

где

$$f_c=1/4\ln(4\nu^2/s\bar{w}(s)),$$

и мы полагаем, что $s \ll \bar{w}(s)$.

Для нахождения экспоненциальной зависимости $\bar{w}(s)$ при $f_0^2 \gg 1$ и $s \ll \nu$ достаточно в интеграле в (45) ограничиться перевальным значением. В области низких частот $\omega \ll \omega_1$, где

$$\omega_1=\nu\exp(-3f_0^2)=\nu\exp(-3/2\,(T_0/T)), \tag{46}$$

перевал приходится на значение $f=f_0^2$, где

$$\bar{w}(s)=\nu\exp(-f_0^2), \tag{47}$$

откуда находим, что статическая проводимость равна

$$\sigma(T)=\tilde{\sigma}_0\,(T_0/2T)\,e^{-T_0/2T}. \tag{48}$$

Эта активационная зависимость была впервые получена Куркиярви [8]. Она имеет простое происхождение и отражает тот факт, что в настоящей модели электрон всегда имеет возможность обойти тяжелый участок, активируясь на близко расположенные уровни, но с более высокой энергией, или наоборот. В результате прыжки в каждом акте происходят на расстояние, не превосходящее

$$x(T)=\xi_{\parallel} f_0^2(T), \quad \xi_{\parallel}=4l. \tag{49}$$

Частотная зависимость проводимости появляется начиная с частоты $\omega \geqslant \omega_1$. Здесь перевал в (45) находится при $f=f_c$. Найдем

$$\bar{w}(s)=\nu(s/\nu)^{1-2\bar{\gamma}}, \quad \sigma(\omega)/\bar{\sigma}_0=(-i\omega/\nu)^{1-2\bar{\gamma}(\omega)}, \tag{50}$$

$$\bar{\gamma}(\omega)=\frac{\sqrt{1+\delta(\omega)}-1}{\sqrt{1+\delta(\omega)}+1}, \quad \delta(\omega)=\frac{1}{f_0^2}\ln\frac{\nu}{\omega}. \tag{51}$$

Прыжки в этом случае происходят на расстояние

$$x(\omega)=\xi_{\parallel} f_c=\xi_{\parallel}\frac{1-\bar{\gamma}(\omega)}{2}\ln\frac{\nu}{\omega}. \tag{52}$$

Учитывая, что $\omega \geqslant \omega_1$, замечаем, что $\bar{\gamma} \leqslant 1/3$. Результат (50) представляется естественным, если принять во внимание распределение (41). Для модели случайно расположенных узлов, в которой распределение w имело вид, аналогичный (41) с $\gamma=\mathrm{const}$, характерно именно степенное поведение частотной зависимости проводимости [25–28]. Область применимости (50) ограничена сверху условием $s<\bar{w}(s)$, а снизу ω_1 или в целом интервалом

$$\omega_1<\omega<\omega_2, \tag{53}$$

где

$$\omega_2=\nu\exp(-4f_0)=\nu\exp\left[-2(2T_0/T)^{1/2}\right]. \tag{54}$$

Смысл граничной частоты ω_2 достаточно ясен. При $\omega \simeq \omega_2$ значение $\sigma(\omega)$ сравнивается с моттовским значением проводимости, следующим из (36). Ранее частотная зависимость проводимости вычислялась в рамках кластерного приближения [29]. Результат для $\sigma(\omega)$ представляется также уравнением (50) с $\bar{\gamma}=\delta(\omega)/4$, что, как видно из сравнения с (51), справедливо лишь в области частот $(T_0/T)^{1/2} \leqslant \ln(\nu/\omega) \leqslant (T_0/T)^{2/3}$.

При частотах $\omega>\omega_2$ справедливым становится парное приближение [6, 29, 30]

$$\frac{\sigma(\omega)}{\bar{\sigma}_0}=\frac{1}{f_0^2}\frac{\omega}{\nu}\ln^2\frac{\omega}{\nu}. \tag{55}$$

Видно, что зависимости (48), (50) и (55) непрерывно переходят друг в друга.

4. Прыжковая кинетика в пределе слабых межцепочечных перескоков

Обратимся теперь к квазиодномерной системе со слабым поперечным перекрытием $t_\perp \ll t_c$. Для нее, согласно (21), имеем $\xi_{\parallel}=4l$, $\xi_\perp=a_\perp$, и, стало быть, частота $\omega_c=1/\tau_c$ и характерная температура T_0, разделяющая высоко- и низкотемпературные области, согласно (17), равна

$$T_0=1/\tau_c=\omega_0=\pi/4\tau. \tag{56}$$

Температуры T_b и T_c, задаваемые уравнением (26), в этом случае совпадают $T_b=T_c$. Следовательно, область скэйлинговской зависимости отсутствует, а при $T>T_b$ мы имеем обычный зонный перенос, где сопротивление обусловлено рассеянием на фононах и $\sigma_j(T)$ дается уравнением (28).

В области температур $T_0 < T < T_b$ (рис. 2) беспорядок по-прежнему оказывается несущественным и для $\sigma(\omega, T)$ справедлива формула (30). Учитывая (5) и (20), явное выражение для проводимости можно записать в виде [3, 23]

$$\sigma_\parallel(T) = 2e^2N(0)\,\xi_\parallel^2/\tau_{in}(T), \tag{57}$$

$$\sigma_\perp(T) = 2e^2N(0)\,a_\perp^2 w_\perp(T), \qquad w_\perp(T) = (t_\perp\tau)^2/\tau_{in}(T). \tag{58}$$

Результат для $\sigma_\perp(T)$, так же как и в (28), соответствует прыжкам между ближайшими цепочками. Однако частота перескоков в (58) $w_\perp(T)$ отличается от частоты, фигурирующей в (28). Тем не менее значение анизо-

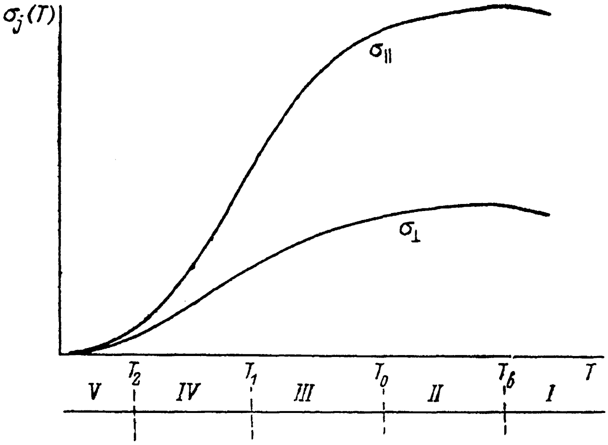

Рис. 2. Схематичная зависимость прыжковой проводимости от температуры в квазиодномерной системе со слабым межцепочечным перекрытием ($t_\perp\tau \ll 1$).

I — зонный перенос с фононным рассеянием (28); *II* — прыжковый режим с длиной прыжка, равной ξ_j (57); *III* — продольный перенос происходит активационным образом (48), а поперек в соответствии с одномерным моттовским законом (64); *IV* — продольная проводимость осуществляется с участием ближайших цепочек (71), а поперечная проводимость дается по-прежнему одномерным законом Мотта (64); *V* — трехмерная прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка (80).

тропии проводимости оказывается тем же самым и не зависит от температуры

$$\sigma_\parallel(T)/\sigma_\perp(T) = (\xi_\parallel/a_\perp t_\perp\tau)^2 \approx (v_F/a_\perp t_\perp)^2. \tag{59}$$

При $T < T_0$ необходимо уже учитывать энергетический беспорядок. Для вероятности перехода между состояниями на соседних цепочках, отстоящих друг от друга на расстоянии x в продольном направлении, можно написать

$$\frac{w_\perp(x)}{\nu} = (t_\perp\tau)^2\, e^{-2x/\xi_\parallel} e^{-\Delta E(x)/T}. \tag{60}$$

Первые два множителя в (60) описывают пространственное перекрытие между состояниями, причем фактор $(t_\perp\tau)^2$ можно также представить в виде

$$(t_\perp\tau)^2 = e^{-2\beta_\perp a_\perp} = e^{-2\varkappa}, \tag{61}$$

где $\beta_\perp$ — обратный радиус локализации, определенный уравнениями (22), (23). Последний множитель в (60) отражает энергетический беспорядок. При $t_\perp\tau \ll 1$ уровни на соседних цепочках нескоррелированы и $\Delta E(x)$ можно оценить по формуле

$$\Delta E(x) = [N(0)\,a_\perp^2 x]^{-1}\,\frac{1}{z}, \tag{62}$$

где фактор $z = 2^{d-1}$, равный числу ближайших цепочек, отвечает тому, что электрон может перейти на любую из z соседних цепочек. Оптимизируя $w_\perp(x)$ по x, для эффективной вероятности межцепочечных перескоков получим

$$w_\perp(T) = \nu e^{-2(\varkappa+f_0)} = \frac{(t_\perp\tau)^2}{\tau_{\text{in}}} e^{-(2T_0/T)^{1/2}}, \tag{63}$$

откуда для поперечной проводимости найдем следующее выражение:

$$\sigma_\perp(T) = 2e^2 N(0)\, a_\perp^2 w_\perp(T), \tag{64}$$

что соответствует одномерному варианту формулы Мотта.

Рассмотрим теперь поведение продольной проводимости в области $T < < T_0$. Если ограничиться переходами только между ближайшими нитями, то для определения продольной проводимости с учетом межцепочечных перескоков, согласно [10], имеется следующее уравнение:

$$\sigma_\parallel(\omega, T) = \sigma_1(\omega + iw_\perp(T)), \tag{65}$$

где $\sigma_1(\omega)$ — вычисленная ранее проводимость одномерной цепочки (см. (48), (50), (55)), а $w_\perp(T)$ дается уравнением (63). Анализируя (65), можно выделить следующие температурные области. При $T_1 \leqslant T \leqslant T_0$, где

$$T_1 = \frac{3}{4}\frac{T_0}{\varkappa} = \frac{3}{4} T_0 \Big/ \ln\left(\frac{4T_0}{\pi t_\perp}\right), \tag{66}$$

для $\sigma_\parallel(T)$ сохраняется одномерный результат (48). В этой области температур внутрицепочечные перескоки случаются чаще, чем межцепочечные. Температура T_1 отвечает ситуации, когда $w_\perp(T)$ оказывается порядка минимальной частоты для внутрицепочечных переходов $\omega_1(T)$. В области температур $T_2 \leqslant T \leqslant T_2$, где

$$T_2 = \frac{T_0}{2\varkappa^2} = T_0 \Big/ \left(2\left|\ln\frac{4T_0}{\pi t_\perp}\right|^2\right), \tag{67}$$

продольная проводимость контролируется частотой межцепочечных перескоков. Здесь характерная частота и длина внутрицепочечного перехода, согласно (64) и (50)—(51), равны

$$w_\parallel(T) = w_\perp(T)\exp\left[-2y^2(T)/f_0^2(T)\right], \tag{68}$$

$$y(T) = x(T)/\xi_\parallel = f_0^2(T)\left(\sqrt{1+\delta(T)} - 1\right), \tag{69}$$

$$\delta(T) = 2(\varkappa + f_0(T))/f_0^2(T). \tag{70}$$

Продольная проводимость выражается через $w_\parallel(T)$ и $y(T)$ следующим образом:

$$\sigma_\parallel(T) = 2e^2 N(0)\, x^2(T)\, w_\parallel(T) = \tilde{\sigma}_0 y^2(T)\frac{w_\parallel(T)}{\nu}. \tag{71}$$

В области $T_2 \leqslant T \ll T_1$ уравнения (68)—(69) могут быть упрощены

$$w_\parallel(T) = w_\perp(T)\, e^{2T/T_2}, \quad y(T) = (T_0/2T)^{1/2}\left[1 + (T/T_2)^{1/2}\right]. \tag{72}$$

При $T \simeq T_2$, как следует из (72) и (54), частоты межцепочечных и внутрицепочечных перескоков сравниваются и оказываются порядка моттовского значения для одномерной системы ω_2. Таким образом, в интервале $T_2 \leqslant T \leqslant T_1$ анизотропия меняется от значения

$$w_\perp(T_1)/w_\parallel(T_1) = (t_\perp\tau)^{4/3} \tag{73}$$

до единицы при $T \simeq T_2$ (рис. 3).

При $T < T_2$ необходимо учесть возможность перескоков между далекими цепочками. Для вероятности перехода между состоянием на нулевой цепочке и состоянием на n-й цепочке, отстоящим в продольном направлении на расстоянии x, можно написать

$$W_n(x) = \nu\exp\left(-2\frac{x}{\xi_\parallel} - 2\varkappa n - \frac{\Delta E_n(x)}{T}\right), \tag{74}$$

где $\Delta E_n(x)$ — характерное значение разности энергий между рассматриваемыми состояниями. Полагая, что распределение состояний по цепочкам носит случайный характер, $\Delta E_n(x)$ можно оценить как

$$\Delta E_n(x) = [N(0)\, x a_\perp^{d-1}]^{-1} (n+1)^{-(d+1)}. \tag{75}$$

Оптимизируя (74) по x, найдем

$$\tilde{W}_n = \nu \exp[-4(T_0/2T)^{1/2}(n+1)^{-(d-1)/2} - 2\varkappa n]. \tag{76}$$

Отсюда также следует, что если $T \geqslant T_2 = T_0/2\varkappa^2$, то более предпочтительными оказываются прыжки между соседними цепочками. В области $T < T_2/9$ включаются прыжки между цепочками, следующими за бли-

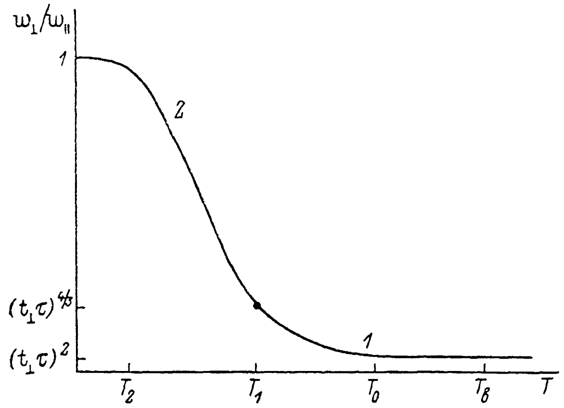

Рис. 3. Температурная зависимость анизотропии частот перескоков в квазиодномерной системе со слабым перекрытием ($t_\perp\tau \ll 1$).

Участки кривой *1* и *2* описываются уравнениями (48), (63) и (68), (72) соответственно.

жайшими, и т. д. При $T \ll T_2$ следует оптимизировать выражение (76) по n. В результате получим

$$W_c(T) = \nu (t_\perp\tau)^{2p(T)}, \quad p(T) = \frac{d+1}{d-1}\left(\frac{(d-1)^2 T_2}{2T}\right)^{\frac{1}{d+1}} - 1, \tag{77}$$

$$\frac{x_c(T)}{\xi_\parallel} = \frac{\varkappa}{d-1}\left(\frac{(d-1)^2 T_2}{2T}\right)^{\frac{1}{d+1}}, \tag{78}$$

$$n_c(T) = ((d-1)^2 T_2/2T)^{1/(d+1)} - 1, \tag{79}$$

при этом для проводимости имеем

$$\sigma_\parallel(T) = 2e^2 N(0)\, x_c^2(T)\, W_c(T), \quad \sigma_\perp(T) = 2e^2 N(0)\, (a_\perp n_c(T))^2\, W_c(T). \tag{80}$$

Формулы (76)—(79) представляют собой по сути результат Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной в d-мерной анизотропной системе. Выражению для W_c можно придать вид, аналогичный (35)

$$W_c(T) = \nu A \exp\left[-\tilde{b}_d (\tilde{T}_0/2T)^{\frac{1}{(d+1)}}\right], \tag{81}$$

где

$$\tilde{b}_d = 2(d+1)(d-1)^{-(d-1)/(d+1)}, \quad A = (t_\perp\tau)^{-2},$$
$$\tilde{T}_0 = [N(0)\, \xi_\parallel \beta_\perp^{-(d-1)}]^{-1} = T_0 \varkappa^{d-1}. \tag{82}$$

Выше для $\beta_\perp$ мы использовали соотношение (23).

Итоги вычисления $\sigma_j(T)$ для $t_\perp \ll t_c$ собраны на рис. 2. Видно, что различные зависимости переходят друг в друга непрерывным образом.

5. Обсуждение результатов

Основным результатом настоящей работы является температурная и частотная зависимости прыжковой проводимости вырожденного Ферми-газа со слабым беспорядком в квазиодномерной системе (соответствующие уравнения указаны в подписи к рис. 1, 2). Для понимания кинетического режима, реализующегося при данной температуре, важным масштабом является температура T_0. При $T=T_0$ среднее расстояние между случайно расположенными состояниями, принимающими участие в переносе, $\bar{r}(T)=(N(0)\,T)^{-1/3}$, сравнивается со средним радиусом локализации $\xi=(\xi_{\|}\xi_{\perp}^2)^{1/3}$. Ясно, что в высокотемпературной области $T>T_0$ беспорядок в распределении состояний оказывается несущественным и прыжковая проводимость целиком определяется скоростью неупругой релаксации. В результате характер температурной зависимости проводимости $\sigma(T)$ зависит от свойств фононной подсистемы, которые для данного типа материалов оказываются во многом специфичными [17-20].

В низкотемпературной области $T<T_0$ решающим фкатором в формировании температурной зависимости проводимости оказывается беспорядок в распределении состояний в пространстве и по энергии. Поэтому появляющиеся здесь зависимости оказываются универсальными. Согласно Мотту, проводимость в этом случае задается оптимальными путями протекания тока и для экспоненциально локализованных состояний следует хорошо известный закон $\ln\sigma\approx-(T_0/2T)^{1/(d+1)}$. В квазиодномерной системе закон Мотта в таком виде реализуется, если система близка к андерсоновскому переходу металл—диэлектрик, когда $\xi_{\perp}\gg a_{\perp}$. Сам переход при этом проявляется в виде дополнительной температурной области степенной зависимости, непосредственно предшествующей моттовскому закону (см. рис. 1 и уравнение (27)).

В квазиодномерной системе со слабым межцепочечным перекрытием низкотемпературное поведение проводимости задается тремя параметрами: масштабом беспорядка τ или $T_0\simeq\pi/4\tau$, скоростью электронов вдоль нити v_F или плотностью состояний $N(0)=1/\pi v_F a_{\perp}^2$, значением межцепочечного резонансного интеграла $t_{\perp}$. Этих параметров достаточно, чтобы описать всю низкотемпературную область прыжковой проводимости. Здесь в поведении σ как функции T можно выделить три характерные области (рис. 2). При $T_1<T<T_0$ $(T_1\simeq T_0/\ln(T_0/t_{\perp}))$ реализуется одномерный режим. Поперечная проводимость описывается одномерным законом Мотта $\ln\sigma_{\perp}\approx-(T_0/2T)^{1/2}$, в то время как продольная проводимость в соответствии с соображениями [8] определяется «тяжелыми» участками, которые электрон преодолевает путем активации в область энергий порядка T_0. В результате продольная проводимость показывает полупроводниковый ход $\ln\sigma_{\|}\approx-T_0/2T$, оставаясь при этом значительно больше поперечной проводимости.

Интервал $T_2<T<T_1$ $(T_2\simeq T_1^2/T_0)$ отвечает переходной области от одномерного поведения к трехмерному. В этом случае электрону становится более выгодно обойти «тяжелый» участок, совершив прыжок на соседнюю нить. С понижением температуры концентрация «тяжелых» участков растет, что выражается в экспоненциальном уменьшении анизотропии проводимости $\ln(\sigma_{\|}/\sigma_{\perp})\approx 2T/T_2$. Наконец, при $T\simeq T_2$ происходит полная изотропизация в частотах перескоков (рис. 3). В области $T<T_2$ необходимо уже учитывать возможность перескоков между цепочками, следующими за ближайшими соседями. Далее по мере понижения температуры будут включаться переходы между более далекими соседями. Их конкуренция в итоге приводит к установлению в области $T\ll T_2$ моттовской температурной зависимости для проводимости, соответствующей трехмерной анизотропной системе.

Следует отметить, что вычисленная выше температурная зависимость проводимости непосредственно связана с ее частотной зависимостью посредством соотношений (30) и (65).

Рассмотренная выше система является уникальным объектом для изучения слабой локализации. Прежде всего сам переход металл—диэлектрик здесь случается действительно при слабом беспорядке в отличие от трехмерных систем, где он происходит при $\varepsilon_F\tau\simeq 1$. Отсюда также следует, что область температур, в которой можно наблюдать локализованную фазу, оказывается значительно выше, скажем, по сравнению с двумерными системами и, стало быть, является более доступной для изучения. В настоящее время среди квазиодномерных материалов наиболее изученными в отношении транспортных свойств являются соли TCNQ [31]. Однако для наблюдения слабой локализации они оказываются слишком «чистыми», а взаимодействие с фононами оказывается достаточно сильным, так что неравенство $\tau_{\text{in}}(T) < \tau$ удерживается вплоть до температуры пайерлсовского перехода при $T_p\simeq 60$ K [31]. Проводимость в этом случае при $T > T_p$ описывается формулой (28), причем поперечная проводимость действительно носит характер прыжков между ближайшими нитями, как это представлено в (28). Непосредственно частота межцепочечных перескоков может быть получена из данных по зависимости скорости релаксации ЯМР от магнитного поля [23, 31]. Для TTF—TCNQ, согласно [31], имеем $w_\perp$ (300 K)$\simeq 1.3\cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, τ_{in} (300 K)$\simeq 3\cdot 10^{-15}$ с, что действительно отвечает прыжковому режиму, так как $w_\perp\tau_{\text{in}} \ll 1$ и $t_\perp\simeq$ $\simeq 6\cdot 10^{12}$ с$^{-1}$ ($\simeq 46$ K). Существуют, однако, три соли TCNQ, где имеется заметный внутренний беспорядок, обусловленный случайной ориентацией асимметричных катионов [31]. Имеющиеся экспериментальные данные уже интерпретировались в рамках прыжковой проводимости, описываемой уравнением (56) [18, 23]. Переход к экспоненциальной зависимости проводимости для них ожидается при $T \leqslant T_0\simeq 50$ K. Однако данные по низкотемпературной проводимости и ЯМР для определения характера этой зависимости на сегодня отсутствуют. Результаты по температурной зависимости проводимости, полученные в настоящей работе, могут представлять интерес в связи с исследуемыми в последнее время такими квазиодномерными объектами, как бикристаллы [32] и поверхностные сверхрешетки [33].

В заключение авторы выражают благодарность Ю. А. Фирсову за полезное обсуждение результатов.

Литература

[1] Mott N. F., Twose W. D. // Adv. Phys. 1961. V. 10. N 38. P. 107—163.
[2] Березинский В. Л. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 3. С. 1251—1266.
[3] Пригодин В. Н., Фирсов Ю. А. / Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 5. С. 241—243; Firsov Yu. A., Prigodin V. N. // Localization in Disordered Systems / Ed. by W. Weller, P. Ziesche. Teubner-Texte zur Physik, Teubner Verlag, Leipzig, 1984. V. 3. P. 194—209.
[4] Apel W., Rice T. M. // J. Phys. C. 1983. V. 16. P. L1151—L1154.
[5] Дорохов О. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 42. № 2. С. 94—96.
[6] Мотт Н., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982.
[7] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979.
[8] Kurkijärvi J. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 2. P. 922—924; Shante V. K. S., Varma C. W., Bloch A. N. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 10. P. 4885—4889.
[9] Shante V. K. S. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 6. P. 2597—2607.
[10] Пригодин В. Н., Самухин А. Н. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1344—1348.
[11] Гоголин А. А., Мельников В. И., Рашба Э. И. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 7. С. 327—349.
[12] Wölfle P., Vollhardt D. // Anderson Localization / Ed. by Y. Nagaoka, H. Fukuyama Springer Series in Solid State Sciences, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg, 1983. V. 39. P. 26—46.
[13] Нахмедов Э. П., Пригодин В. Н., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 6. С. 2133—2146.
[14] Горьков Л. П., Дорохов О. Н., Пригара Ф. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 4. С. 1440—1452.
[15] Альтшулер Б. Л., Пригодин В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 11. С. 538—540.
[16] Altshuler B. L., Aronov A. G. // Electron-electron Interaction in Disordered Systems / Ed. by AlL. Efros, M. Pollak. North—Holland, 1985. P. 1—154.
[17] Gor'kov L. P. Ibid. P. 619—669.

[18] Гоголин А. А., Золотухин С. П., Мельников В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. № 12. С. 564—569.
[19] Abrikosov A. A., Ryzkin I. A. // Adv. Phys. 1978. V. 27. N 2. P. 147—230.
[20] Kaveh M., Weger M., Gutfreund H. // Sol. St. Comm. 1979. V. 31. N 2. P. 83—88.
[21] Giordano N. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 12. P. 5635—5652.
[22] Gogolin A. A., Zimanyi G. T. // Sol. St. Comm. 1983. V. 46. N 6. P. 469—472.
[23] Пригодин В. Н., Фирсов Ю. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2073—2083.
[24] Thouless D. J. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 22. P. 1137—1140.
[25] Alexander S., Bernasconi J., Schneider W. R., Orbach R. // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. N 2. P. 175—197.
[26] Пригодин В. Н. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 242—254.
[27] Брыксин В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 7. С. 2048—2056.
[28] Пригодин В. Н., Самухин А. Н. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1720—1725.
[29] Дорохов О. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 3. С. 91—94.
[30] Горьков Л. П., Дорохов О. Н., Пригара Ф. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 4. С. 1470—1489.
[31] Jérome D., Schulz H. J. // Adv. Phys. 1982. V. 31. N 4. P. 299—490.
[32] Заварицкая Е. И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 6. С. 311—314.
[33] Xie X. C., Sarma S. D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 8. P. 4466—4469.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 мая 1988 г.