

УДК 621.315.592

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ЯМР В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ СЛАБО НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ

В. Н. Пригодин, Ю. А. Фирсов

Рассмотрена скорость релаксации ЯМР $1/T_1$ в квазиодномерных и квазидвумерных системах. Показано, что $1/T_1$ подобно проводимости существенным образом определяется соотношением между значением междопочечного или межслойного тунелирования и силой примесного рассеяния. Зависимость $1/T_1$ от магнитного поля H появляется при значительно меньшем беспорядке по сравнению с изотропным металлом и имеет сингулярный характер в точке андерсоновского перехода металл—диэлектрик. Учет рассеяния электронов на фонах может существенно подавить указанную сингулярность и оказывается важным в диэлектрической фазе, приводя к возрастанию скорости релаксации и новым особенностям в поведении $1/T_1$ от H .

Изучение релаксации ЯМР в металлах позволяет извлекать информацию, касающуюся электронной подсистемы [1]. Как известно, в отсутствие рассеяния электронов на примесях или фонах скорость релаксации ЯМР $1/T_1$ через электронную подсистему не зависит от магнитного поля H и дается формулой Корринги. Однако зависимость $1/T_1$ от H появляется, если в результате рассеяния меняется характер электронного движения, например, вблизи андерсоновского перехода металл—диэлектрик. В квазиодномерных и квазидвумерных системах беспорядок, пусть даже и слабый, может иметь радикальные последствия для кинетики электронов [2, 3], поэтому изучение зависимости $1/T_1$ от H , а также от температуры T в этих системах представляет особый интерес.

Соответствующие вычисления $1/T_1$ уже были проведены в работе Буздина и Булаевского [4] (см. также цитированную там литературу). Однако эти расчеты были ограничены чисто диффузионным приближением, и поэтому реально они относятся только к области высоких температур. Если ввести среднее время рассеяния электронов на фонах $\tau_{in}(T)$ и примесях τ , то ситуация, рассмотренная в [4], отвечает $\tau_{in}(T) \ll \tau$. В настоящей работе мы обратимся к задаче, где имеет место обратное соотношение $\tau \ll \tau_{in}(T)$. В принципе такая ситуация всегда может реализоваться при низких температурах. При этом становятся важными уже локализационные эффекты, которые, как уже было сказано, присущи изучаемым системам. В трехмерной системе они имели бы место лишь при достаточно сильном беспорядке и рассматривались в [5, 6]. Однако наличие фононного рассеяния остается при этом по-прежнему важным. Именно взаимодействие между локализованными электронами, причем необязательно посредством обмена фонами, приводит к появлению в системе спиновых возбуждений, которые и оказываются ответственными за релаксацию ЯМР в диэлектрической фазе.

1. Формулировка самосогласованного расчета $1/T_1$

Будем полагать, что взаимодействие ядерного спина с электронами проводимости носит контактный характер, т. е. (1)

$$H_{IS} = A(I_n, S_n), \quad (1)$$

где I_n — спин ядра и S_n — спиновая плотность электронов на узле n и A — постоянная сверхтонкого взаимодействия, имеющая размерность плотности состояний. Тогда время релаксации ядерного спина, обусловленной взаимодействием (1), можно записать в виде (1)

$$\frac{1}{T_1} = A^2 \int d\epsilon f(\epsilon) (1 - f(\epsilon + \omega_e)) \Phi(\omega_e), \quad (2)$$

где $\omega_e = 2\mu H$ — зеемановская энергия расщепления, $f(\epsilon)$ — функция Ферми и $\Phi(\omega_e)$ — коррелятор плотности состояний в одной точке

$$\Phi(\omega_e) = \overline{\langle \epsilon | \delta(x - \hat{x}) | \epsilon \rangle \langle \epsilon + \omega_e | \delta(x - \hat{x}) | \epsilon + \omega_e \rangle}. \quad (3)$$

Здесь \hat{x} — оператор координаты и черта означает усреднение по случайному полю. После усреднения $\Phi(\omega_e)$ зависит только от разности энергий, т. е. от ω_e , причем мы полагаем, что $\omega_e \ll T$. Вводя опережающую и запаздывающую функции Грина, перепишем выражение для $1/T_1$ в виде

$$\frac{1}{T_1} = \frac{A^2 T}{2\pi^2} \operatorname{Re} \left[\overline{G_R(x, x; \epsilon_F + \omega_e) G_A(x, x; \epsilon_F)} - \overline{G_R(x, x; \epsilon_F) G_R^+(x, x; \epsilon_F + \omega_e)} \right]. \quad (4)$$

Для вычисления (4) воспользуемся диффузионным приближением [7]. В результате получим

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \operatorname{Re} \left[1 + \frac{1}{\pi N(0)} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{1}{-i\omega_e + D_{\parallel}^0 q_{\parallel}^2 + D_{\perp}^0 q_{\perp}^2} \right], \quad (5)$$

где мы ввели время Корринги $1/T_{1k} = T (AN(0))^2$ ($N(0)$ — плотность состояний на поверхности Ферми в расчете на один спин) и анизотропные коэффициенты диффузии.

Уравнение (5) включает в себя только первую диффузионную поправку к $1/T_1$. Ее расчет был выполнен в ряде работ [4-8]. Интерес представляет случай, когда эта поправка оказывается немалой. Однако при этом тотчас же возникает необходимость в суммировании и всех последующих членов, непредставленных в (5). С этой целью в настоящей работе мы воспользуемся самосогласованной схемой Вольхарда и Фольфле [9]. (Соответствующий метод для трехмерной системы применительно к расчету $1/T_1$ развивался в [5, 6]). В этом подходе учитываются опасные поправки, происходящие от взаимодействия двух мод: диффузона и куперона. Результат такого суммирования для $1/T_1$ снова приводится к выражению вида (5), но уже с перенормированными коэффициентами диффузии. Эта перенормировка в рассматриваемой задаче имеет вид [2-3, 10]

$$D_j^0 \rightarrow D_j(\omega) = D_j^0 \alpha(\omega); \quad j = \parallel, \perp, \quad (6)$$

где функцию $\alpha(\omega)$ следует находить из уравнения

$$\alpha(\omega) = 1 - \frac{1}{\pi N(0)} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{\alpha(\omega)}{-i\omega + D_{\parallel}(\omega) q_{\parallel}^2 + D_{\perp}(\omega) q_{\perp}^2}. \quad (7)$$

Используя теперь (6), (7), можно переписать выражение для $1/T_1$ в виде

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \operatorname{Re} \frac{1}{\alpha(\omega_e)}. \quad (8)$$

С другой стороны, $\alpha(\omega)$ определяет выражение для проводимости [2-3, 10]

$$\sigma_j(\omega) = \sigma_j^0 \alpha(\omega), \quad (9)$$

где σ_j^0 — бальцмановское значение проводимости. Отсюда следует простое соотношение между проводимостью системы на переменном токе и временем релаксации ЯМР

$$\frac{T_{1k}}{T_1(\omega_e)} = \operatorname{Re} \frac{\sigma_j^0}{\sigma_j(\omega_e)}. \quad (10)$$

Соотношения, подобные (10), были выведены ранее для изотропного случая в [5, 6] несколько иным способом.

Настоящий подход можно обобщить и для конечных температур. Будем полагать, что эффект рассеяния электронов на фононах сводится главным образом к появлению конечного времени жизни электрона в состоянии с заданной энергией $\tau_{in}(T)$. Это же время неупругих столкновений τ_{in} будет определять и время жизни диффузионной моды с энергией ϵ_F . Будем считать, что время жизни куперона τ_F также равно τ_{in} . Эти допущения могут быть оправданы, если дисперсия фононного спектра оказывается достаточно широкой, $\Delta\omega\tau \gg 1$, а само взаимодействие остается слабым [11]. В этом случае учет указанного рассеяния в рамках самосогласованной схемы сводится к тому, что в уравнении для $\alpha(\omega)$ (7) следует выполнить замену

$$\omega \rightarrow \omega + \frac{i}{\tau_{in}(T)}, \quad (11)$$

в то время как уравнение (5) с учетом (6) и (11) приобретает вид

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \operatorname{Re} \left[1 + \frac{1}{\pi N(0) \alpha\left(\omega_e + \frac{i}{\tau_{in}}\right)} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{\frac{-i\omega_e}{\alpha\left(\omega_e + \frac{i}{\tau_{in}}\right)} + D_{\parallel}^0 q_{\parallel}^2 + D_{\perp}^0 q_{\perp}^2} \right]. \quad (12)$$

Настоящее уравнение представляет собой результат суммирования лестничных диаграмм, где роль вершины взаимодействия играет обмен фононами. Соответствующая константа взаимодействия равна τ/τ_{in} (относительно способа вывода (12) см. [11]).

Зависимость τ_{in} от температуры вычислялась в ряде работ. Следуя Жордано [12], можно предложить следующую феноменологическую формулу для $\tau_{in}(T)$

$$\tau_{in}(T) = \frac{\lambda}{\omega_D} \left(\frac{\omega_D}{T} \right)^p, \quad (13)$$

где показатель $p \geq 1$ зависит от размерности и конкретного механизма взаимодействия. Ясно, что роль фононов могут взять на себя и другие типы взаимодействия. Если допустить, что взаимодействие является короткодействующим и задается константой g , то параметр τ_{in} оказывается при этом равным $1/\tau_{in} = TgN(0)$. В принципе зависимость τ_{in} от T можно найти из данных по температурной зависимости $\sigma(T)$, если воспользоваться уравнениями (7), (9), (11).

2. Релаксация в квазиодномерной системе

Обратимся к квазиодномерной системе, чей электронный спектр имеет вид [2, 10]

$$\epsilon(p) - \epsilon_F = v_F (|p_{\parallel}| - p_F) - t_{\perp} (\cos(p_{\perp} a_{\perp}) + \cos(p_{\perp} a_{\perp})), \quad (14)$$

причем $t_{\perp} \ll \epsilon_F$. Больцмановские значения для коэффициентов диффузии вдоль (\parallel) и поперек (\perp) нитей при этом равны

$$D_{\parallel}^0 = v_F^2 \tau; \quad D_{\perp}^0 = \frac{(a_{\perp} t_{\perp})^2 \tau}{2} \quad (15)$$

и соответственно проводимость $\sigma_j^2 = 2e^2 N(0) D_j^0$, где $N(0) = \frac{1}{\pi v_F a_{\perp}^2}$. Рассеяние на примесях мы полагаем изотропным [10] $\tau_1 = \tau_2 = 2\tau$, причем $\epsilon_F \gg 1$. Как было установлено [2, 10], переход металл—диэлектрик в на-

стоящей системе случается при $t_{\perp} = t_c \simeq 0.3/\tau$. Этот результат был подтвержден и численными расчетами Дороховым [13], исключая численный фактор в выражении для t_c . Однако последний зависит от выбора использованной модели. Вблизи критического значения имеется существенная зависимость α от ω [2, 10]

$$\alpha(\omega) = \begin{cases} \varepsilon + \left(\frac{-i\bar{\omega}}{\varepsilon}\right)^{1/2}, & |\bar{\omega}| \ll \varepsilon^3 \ll 1, \\ (-i\bar{\omega})^{1/2}, & |\varepsilon|^3 \ll |\bar{\omega}| \ll 1, \\ -\frac{i\bar{\omega}}{|\varepsilon|^2} + 2\frac{\bar{\omega}^2}{|\varepsilon|^6}, & |\bar{\omega}| \ll |\varepsilon|^3 \ll 1, \end{cases} \quad (16a)$$

$$(16b)$$

$$(16b)$$

где $\varepsilon = (t_{\perp} - t_c)/t_c$ и $\bar{\omega} = \omega\tau$. Формула (16б) относится к области скэйлинга, в то время как уравнения (16а) и (16в) описывают поведение системы в окрестности точки перехода со стороны металлической ($\varepsilon > 0$) и диэлектрической ($\varepsilon < 0$) фазы соответственно. Вдали от точки перехода в металлической области ($t_{\perp} \gg t_c$) α слабо зависит от ω

$$\alpha(\omega) = 1 - \frac{1 - \sqrt{-i\bar{\omega}}}{(t_{\perp}\tau)^2} \quad (17)$$

и в далекой диэлектрической области ($t_{\perp} \ll t_c$) имеем

$$\alpha(\omega) = -i\bar{\omega} + 8\bar{\omega}^2, \quad (18')$$

что качественно верно воспроизводит точный результат [14]. Уравнения (17), (18) справедливы для низких частот, когда $\omega\tau \ll 1$. В высокочастотной области, очевидно, имеем

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{-i\bar{\omega}} + 0\left(\frac{1}{\bar{\omega}^2}\right). \quad (19)$$

Используя теперь уравнения (8)—(12), мы в состоянии представить зависимость $1/T_{\perp}$ от H и T во всей области параметров. Воспроизведем вначале высокотемпературный результат. Пусть $\tau_{in}(T) \ll \tau$ и $\omega_e \tau_{in} \ll 1$. Согласно (19), имеем $\alpha(\omega_e + i/\tau_{in}) \simeq \tau_{in}/\tau$, и тогда (см. (9), (11))

$$\sigma_{\parallel}(T) = \sigma_{\parallel}^0 \frac{\tau_{in}}{\tau} = \frac{2e^2}{\pi} \frac{v_F \tau_{in}(T)}{a_{\perp}^2}; \quad \sigma_{\perp}(T) = \frac{e^2}{\pi} \frac{t_{\perp}^2 \tau_{in}(T)}{v_F}. \quad (20)$$

И для $1/T_{\perp}$ из (12) найдем

$$\frac{1}{T_{\perp}} = \frac{1}{T_{1k}} \operatorname{Re} \left[1 + \frac{1}{\pi N(0)} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{1}{-i\omega_e + v_F^2 \tau_{in} q_{\parallel}^2 + t_{\perp}^2 \tau_{in} (2 - \varphi(q_{\perp}))} \right], \quad (21)$$

$$\varphi(q_{\perp}) = \cos(q_{\perp x} a_{\perp}) + \cos(q_{\perp y} a_{\perp}),$$

где мы восстановили полную зависимость диффузора от q_{\perp} [2, 10]. Отсюда находим асимптотическое поведение для $1/T_{\perp}$, полученное ранее в [4, 8],

$$\frac{1}{T_{\perp}} = \frac{1}{T_{1k}} \begin{cases} 1 + \frac{1}{2\sqrt{2}\omega_e \tau_{in}}; & (t_{\perp}\tau_{in})^2 \ll \omega_e \tau_{in} \ll 1, \\ 1 + \frac{0,3}{t_{\perp}\tau_{in}}; & \omega_e \tau_{in} \ll (t_{\perp}\tau_{in})^2 \ll 1. \end{cases} \quad (22)$$

Результат (20)—(22) означает, что рассеяние на фононах в этом случае является основным механизмом электросопротивления и по отношению к нему справедливо диффузионное приближение.

Обратимся теперь к области температур, где $\tau \ll \tau_{in}(T)$. Прежде всего для металлической области ($t_{\perp}\tau \gg 1$) из (8) и (17) найдем

$$\frac{1}{T_{\perp}} = \frac{1}{T_{1k}} \frac{(t_{\perp}\tau)^2}{(t_{\perp}\tau)^2 - 1} \left(1 - \frac{\sqrt{\omega_e \tau}}{(t_{\perp}\tau)^2 - 1} \right), \quad (23)$$

что также представляет собой результат диффузионного приближения. Следует отметить, что для трехмерной системы в настоящей формуле вместо $t_{\perp}\tau$ стоял бы параметр $\epsilon_F\tau \gg t_{\perp}\tau$, поэтому зависимость $1/T_1$ от магнитного поля, следующая из (23), может оказаться уже вполне заметной.

Из (16) видно, что существенная зависимость $1/T_1$ от H и T появляется вблизи перехода металл—диэлектрик при $t_{\perp} \approx t_c$. Уравнение (12) в этом случае можно упростить. Поскольку $D_{\perp}^0\tau$ удерживается фиксированным и конечным, а параметр $\omega_e\tau/\alpha$ ($\omega_e + i/\tau_{in}$) в (12) всегда оказывается много меньше единицы, то его можно опустить. В результате для $1/T_1$ приходим к выражению

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \operatorname{Re} \frac{1}{\alpha(\omega_e + i/\tau_{in})}. \quad (24)$$

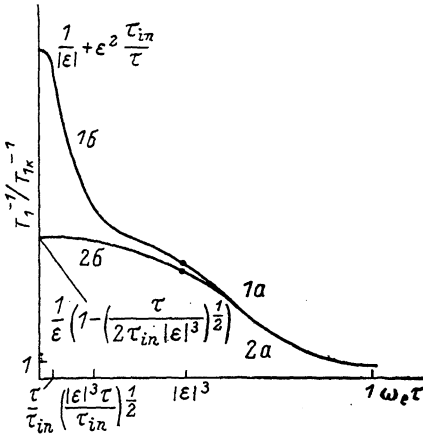


Рис. 1. Зависимость времени релаксации ЯМР от магнитного поля в квазиодномерной системе в области параметров $\tau/\tau_{in} \ll |\epsilon|^3 \ll 1$.

Кривая 1 соответствует диэлектрической фазе ($t_{\perp} < t_c$ или $\epsilon < 0$), причем участок кривой (а) описывается уравнением (26), где $1/T_1 \sim 1/H^{1/2}$, и участок (б) — уравнением (28), где $1/T_1 \sim 1/H^2$. Кривая 2 отвечает металлическому состоянию ($\epsilon < 0$) — уравнения (26), (27).

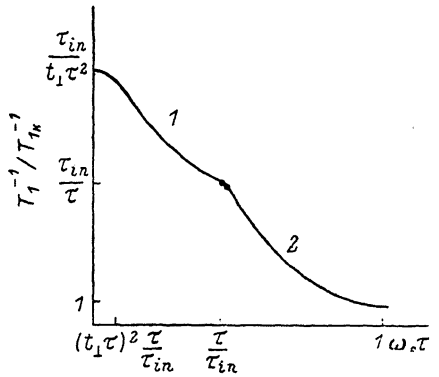


Рис. 2. $1/T_1$ как функция H в квазиодномерной системе при $t_{\perp}\tau \ll 1$.

Участок кривой 1 описывается уравнением (30): $1/T_1 \sim 1/\sqrt{H}$, и участок 2 — уравнением (29): $1/T_1 \sim 1/H^2$.

Вводя теперь параметры z и θ таким образом

$$z^2 = (\tau\omega_e)^2 + \left(\frac{\tau}{\tau_{in}}\right)^2, \quad \operatorname{ctg} \theta = \omega_e\tau_{in} \quad (25)$$

и используя (16б), получим для $1/T_1$ в области скэйлинга $|\epsilon|^3 \ll z \ll 1$ следующий результат

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{6} - \frac{\theta}{3}\right)}{z^{1/2}}. \quad (26)$$

Таким образом, вблизи перехода металл—диэлектрик наблюдается существенное возрастание скорости релаксации ЯМР с уменьшением температуры и магнитного поля. Если система остается при этом металлом ($\epsilon > 0$), то $1/T_1$ при $z \ll \epsilon^3$ стремится к насыщению по закону (рис. 1)

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{\epsilon} \left(1 - \sqrt{\frac{z}{2\epsilon^3}}\right). \quad (27)$$

При этом проводимость системы достигает своего остаточного значения $\sigma_j = \sigma_j^0$. Однако, если мы имеем дело с диэлектриком ($\epsilon < 0$), то с даль-

нейшим уменьшением H и T скорость релаксации продолжает расти так, что для $z < |\varepsilon|^3 \ll 1$, согласно (24), (16в), имеем

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \left(\frac{1}{|\varepsilon|} + \varepsilon^2 \frac{\tau_{in}}{\tau} \frac{1}{1 + (\omega_e \tau_{in})^2} \right). \quad (28)$$

Отсюда следует, что в области, где $(\tau \omega_e, \tau/\tau_{in}) \ll |\varepsilon|^3$, $1/T_1$ как функция H растет от значения $1/|\varepsilon|$ при $\tau \omega_e \simeq \left(\frac{|\varepsilon|^3 \tau}{\tau_{in}} \right)^{1/2}$ до $\frac{1}{|\varepsilon|} + \varepsilon^2 \frac{\tau_{in}}{\tau}$ при $\omega_e = 1/\tau_{in}$ по закону $1/H^2$ (рис. 1), в то время как $1/T_1$ как функция τ_{in} или T при фиксированном H имеет максимум при $\tau_{in} \approx 1/\omega_e$, и значение $1/T_1$ в максимуме равно

$$\frac{1}{T_{1m}} = \frac{1}{|\varepsilon|} + \frac{\varepsilon^2}{2\omega_e \tau}.$$

Рассмотрим, наконец, область малых значений $t_1 \tau \ll 1$. Здесь уже с параметром $\omega_e \tau / \alpha (\omega_e + i/\tau_{in})$ в уравнении (12) следует поступать более осторожно. При $\omega_e \tau_{in} \gg 1$ имеем $\alpha(\omega_e + i/\tau_{in}) = \alpha(\omega_e)$, и мы можем снова воспользоваться уравнением (8). В результате аналогично (28) получим

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \left(1 + \frac{\tau_{in}}{\tau} \frac{1}{1 + (\omega_e \tau_{in})^2} \right). \quad (29)$$

При $\omega_e \tau_{in} \ll 1$ следует, что $\alpha(\omega_e + i/\tau_{in}) \simeq \tau/\tau_{in}$, и, непосредственно интегрируя (12), найдем

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \begin{cases} \frac{0.3 \tau_{in}}{t_1 \tau^2}, & \omega_e \tau_{in} \ll (t_1 \tau)^2 \ll 1, \\ \frac{\tau_{in}}{2\tau} \frac{1}{\sqrt{2\omega_e \tau_{in}}}, & (t_1 \tau)^2 \ll \omega_e \tau_{in} \ll 1. \end{cases} \quad (30)$$

Зависимость $1/T_1$ от H в этом случае схематично показана на рис. 2.

3. Релаксация в квазидвумерной системе

Функция $\alpha(\omega)$ для квазидвумерной системы со спектром вида

$$\varepsilon(p) - \varepsilon_F = v_F (|p_{\parallel}| - p_F) - t_{\perp} \cos(p_{\perp} a_{\perp}), \quad (31)$$

где p_{\parallel} — составляющая импульса вдоль слоя, была вычислена в [3]. Здесь критическое значение t_{\perp} , отвечающее переходу металл—диэлектрик, оказывается экспоненциально малым

$$t_{\perp} = \frac{\sqrt{2}}{\tau} \exp(-\pi \varepsilon_F \tau). \quad (32)$$

В точке перехода уровень Ферми пересекает край подвижности ε_c , равный

$$\varepsilon_c = \frac{1}{\pi \tau} \ln \frac{\sqrt{2}}{t_{\perp} \tau}. \quad (33)$$

Снова для $\tau_{in}(T) \ll \tau$ аналогично (21), (22) можно найти

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \begin{cases} 1 + \frac{1}{2\pi \varepsilon_F \tau_{in}} \ln \frac{1}{\omega_e \tau_{in}}, & (t_{\perp} \tau_{in})^2 \ll \omega_e \tau_{in} \ll 1, \\ 1 + \frac{1}{2\pi \varepsilon_F \tau_{in}} \ln (\sqrt{2}/(t_{\perp} \tau_{in})^2), & \omega_e \tau_{in} \ll (t_{\perp} \tau_{in})^2 \ll 1, \end{cases} \quad (34)$$

что совпадает с вычислениями [4], если под τ в [4] понимать именно $\tau_{in}(T)$.

Используя результаты (3), для $\tau \ll \tau_{in}(T)$ можно установить следующую зависимость $1/T_1$ от магнитного поля. В металлической области при $\Delta =$

$$= \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_c}{\varepsilon_F} > \frac{1}{2\pi \varepsilon_F \tau} \text{ (или } t_{\perp} \gg t_c) \text{ найдем}$$

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \begin{cases} \frac{1}{\Delta} \left(1 - \frac{1}{(\omega_1\tau)^2} \left(\frac{\omega_e\tau}{\Delta^3} \right)^{1/2} \right); & \omega_e\tau \ll (t_{\perp}\tau)^2 \ll 1, \\ \frac{1}{\Delta + \frac{1}{2\pi\varepsilon_F\tau} \ln(\omega_e/t_{\perp})}; & (t_{\perp}\tau)^2 \ll \omega_e\tau \ll 1, \end{cases} \quad (35)$$

где $\omega_1^2 = 2\pi\varepsilon_F t_c$ (рис. 3, а). И для $|\Delta| < \frac{1}{2\pi\varepsilon_F\tau} \left(\frac{|t_{\perp} - t_c|}{|t_c|} \ll 1 \right)$ имеем

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \begin{cases} \frac{1}{\Delta} \left(1 - \frac{1}{(\omega_1\tau)^2} \left(\frac{\omega_e\tau}{\Delta^3} \right)^{1/2} \right); & \omega_e\tau \ll |\Delta|^3 (\omega_1\tau)^2, \\ \left(\frac{\omega_1^2\tau}{\omega_e} \right)^{1/2}; & |\Delta|^3 (\omega_1\tau)^2 \ll \omega_e\tau \ll (t_c\tau)^2, \\ \frac{1}{\Delta + \frac{1}{2\pi\varepsilon_F\tau} \ln \frac{\omega_e}{t_{\perp}}}; & (t_c\tau)^2 \ll \omega_e\tau \ll 1. \end{cases} \quad \begin{matrix} (36a) \\ (36b) \\ (36в) \end{matrix}$$

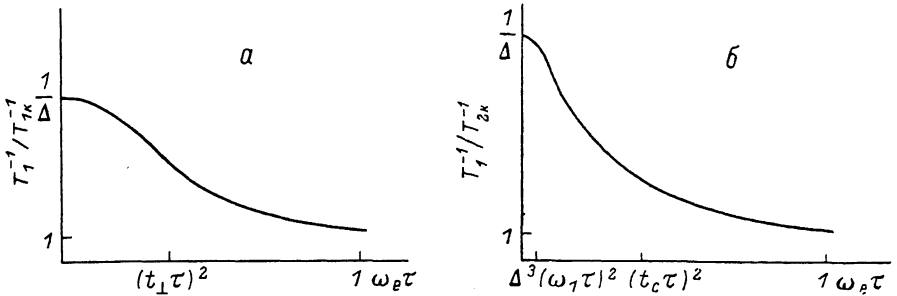


Рис. 3. Зависимость $1/T_1$ от ω_e для квазидвумерной системы вблизи перехода металл—диэлектрик в металлической фазе ($\varepsilon_F > \varepsilon_c$) при а — $\Delta > \frac{1}{2\pi\varepsilon_F\tau}$, б — $\Delta < \frac{1}{2\pi\varepsilon_F\tau}$.

Соответствующие аналитические выражения представлены уравнениями (35), (36).

Схематичный ход $1/T_1$ от ω_e , следующий из (36), показан на рис. 3, б. Выражения (35), (36) написаны без учета рассеяния электронов на фононах. Последнее можно включить, проводя замену в настоящих формулах вида $\omega_e \rightarrow [\omega_e^2 + (\tau/\tau_{in})^2]^{1/2}$.

Уравнения (35б), (35в) остаются справедливыми и в диэлектрической области ($\varepsilon_F < \varepsilon_c$). Изменяется лишь результат для $\omega_e\tau \ll |\Delta|^3 (\omega_1\tau)^2$, где для $\alpha(\omega)$ имеем выражение [3]

$$\alpha(\omega) = -\frac{2i\omega\tau}{\xi^2} + 4\frac{(\omega_1\tau)^2}{\xi^5} (\omega\tau)^2. \quad (37)$$

Здесь $\xi = (t_c\tau) \left(1 - \left(\frac{t_{\perp}}{t_c} \right)^2 \right)$. Используя (8), (11) и (37), для $1/T_1$ получим

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \left[\frac{(\omega_1\tau)^2}{\xi} + \frac{\xi^2}{2} \frac{\tau_{in}}{\tau} \frac{1}{1 + (\omega_e\tau_{in})^2} \right] \quad (38)$$

при $[(\omega_e\tau)^2 + (\tau/\tau_{in})^2]^{1/2} \ll |\Delta|^3 (\omega_1\tau)^2$ и $|\Delta| < \frac{1}{2\pi\varepsilon_F\tau}$. Зависимость $1/T_1$ от ω_e в этом случае (см. уравнения (36б), (36в) и (38)) показана на рис. 4.

Рассмотрим, наконец, диэлектрическую фазу, где $t_{\perp} \ll t_c$ ($|\Delta| > \frac{1}{2\pi\varepsilon_F\tau}$). Предыдущий анализ был основан на уравнении (8), где $\omega_e \rightarrow \omega_e + i/\tau_{in}$. В действительности следовало бы исходить из уравнения (12). Однако можно убедиться, что уравнения (8) и (12) совпадают пока $t_{\perp} \geq t_c$ или $\omega_e\tau/\alpha \left(\omega_e + \frac{i}{\tau_{in}} \right) \gg (t_{\perp}\tau)^2$. Указанные условия могут нарушаться в рассма-

триваемой диэлектрической области. Допустим также, что $\tau/\tau_{in} \ll \epsilon_F \tau (t_c \tau)^2$. Тогда, непосредственно интегрируя (12), для $1/T_1$ можно найти

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1k}} \begin{cases} \frac{1}{1 - \frac{1}{2\pi\epsilon_F\tau} \ln \frac{1}{\omega_e\tau}} ; & (t_c\tau)^2 \ll \omega_e\tau \ll 1, & (39) \\ 2\pi\epsilon_F\tau + \frac{\tau_{in}}{2\tau} \left(\frac{t_c\tau}{\omega_e\tau_{in}} \right)^2 ; & \frac{\tau}{\tau_{in}} \ll \tau\omega_e \ll (t_c\tau)^2, & (40) \\ \frac{\tau_{in}}{\tau} \frac{(t_c\tau)^2}{4\pi\epsilon_F\tau} \ln \frac{1}{\omega_e\tau_{in}(t_c\tau)^2} ; & \left(\frac{t_{\perp}}{t_c} \right)^2 \frac{\tau}{\tau_{in}} \ll \tau\omega_e \ll \frac{\tau}{\tau_{in}}, & (41) \\ \frac{\tau_{in}}{\tau} \frac{(t_c\tau)^2}{4\pi\epsilon_F\tau} \ln \frac{1}{(t_{\perp}\tau)^2} ; & \omega_e\tau \ll \left(\frac{t_{\perp}}{t_c} \right)^2 \frac{\tau}{\tau_{in}}. & (42) \end{cases}$$

Зависимость $1/T_1$ от H , следующая из (39)–(42), представлена на рис. 5. Видно, что по мере убывания $\tau_{in}(T)$ область применимости уравнений (40) и (41) сокращается и может исчезнуть.

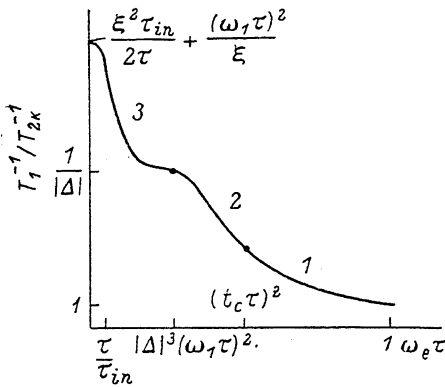


Рис. 4. Зависимость $1/T_1$ от магнитного поля в квазидвумерной системе вблизи перехода в диэлектрической фазе при $|\Delta| < \frac{1}{2\pi\epsilon_F\tau} (\epsilon_F < \epsilon_c)$ и $\frac{\tau}{\tau_{in}} \ll |\Delta|^3 (\omega_1\tau)^2$.

Участки кривой 1–3 описываются соответственно уравнениями (36в), (36б) и (38). Возрастание $1/T_1$ с уменьшением H происходит на этих участках по закону $\ln \frac{1}{H}$, $1/H^{1/2}$ и $1/H^2$.

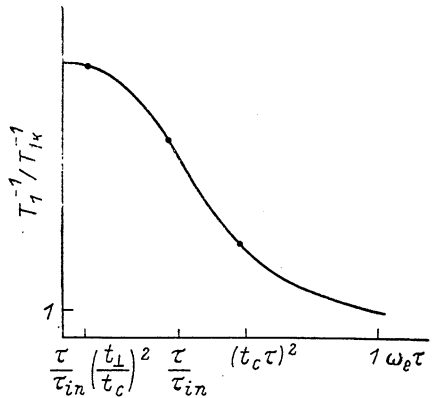


Рис. 5. $1/T_1$ как функция H в квазидвумерной системе при $t_{\perp} \ll t_c$ и $\frac{\tau}{\tau_{in}} \ll \epsilon_F \tau (t_c \tau)^2$ (см. (39)–(42)).

Таким образом, мы видели, что скорость релаксации ЯМР $1/T_1$ в рассматриваемых системах может существенно отличаться от корринговского значения для свободных электронов. При этом характер зависимости $1/T_1$ от H и T непосредственно определяется кинетическим режимом электронной подсистемы. Вдали от точки перехода металл–диэлектрик зависимость $1/T_1$ от H имеет вид $\text{const} \cdot \sqrt{H}$. Причем изменение $1/T_1$ с H может составлять уже заметную долю в силу иных масштабов при H в настоящей задаче по сравнению с изотропным металлом. Вблизи точки перехода зависимость $1/T_1$ от H оказывается вида $1/H^{1/2}$. Она имеет универсальный характер для андерсоновского перехода металл–диэлектрик [5, 6]. Причина возрастания $1/T_1$ с ростом беспорядка обусловлена увеличением времени взаимодействия электрона с ядерным спином в силу замедления скорости движения электрона. Мы определили значение параметров, где такая зависимость $1/T_1$ от H реализуется; важно, что она случается уже при слабом беспорядке ($\epsilon_F \tau \gg 1$) для рассматриваемых систем, и провели обобщение результатов на конечные температуры. Неупругие процессы, например рассеяние на фононах, могут существенно ослабить критическое поведение $1/T_1$ от поля вблизи перехода.

В диэлектрической фазе учет рассеяния на фононах, наоборот, приводит к заметному возрастанию $1/T_1$. Здесь работают два механизма. Первое, фононы приводят к уширению теперь уже дискретных электронных уровней на величину порядка $1/\tau_{in}$. В результате релаксация ядерного спина может осуществляться в пределах одного уровня. Этот механизм приводит к возрастанию $1/T_1$ с полем, как $1/T_1 \sim 1/H^2$ [15], пока $\omega_s \tau_{in} > 1$, благодаря лоренцовскому уширению уровня. Дальнейший рост $1/T_1$ с полем при $\omega_s \tau_{in} < 1$ возможен только через обмен спиновыми возбуждениями между различными локализованными электронными состояниями. Фактически в диэлектрической области вдали от точки перехода мы имеем дело уже со спиновыми волнами, распространение которых носит диффузионный характер. Это обеспечивает поведение $1/T_1 \sim 1/\sqrt{H}$ в квазиодномерной и $1/T \sim \ln 1/H$ в квазидвумерной системах. Далее рост $1/T_1$ ограничивается только эффектами трехмерности.

Экспериментально в квазиодномерных системах была идентифицирована зависимость $1/T_1$ типа $1/\sqrt{H}$. Она наблюдалась при комнатной температуре почти во всех солях TCNQ [16]. Согласно результатам настоящей работы, подобное поведение $1/T_1(H)$ возможно в двух ситуациях. Во-первых, в квазиодномерном металле, но при условии, что рассеяние электронов на примесях оказывается более слабым по сравнению с фононным рассеянием, т. е. при $\tau_{in}(T) \ll \tau$ (см. (20)–(22)). Следует отметить, что в этом отношении квазиодномерная система отличается от слоистого проводника, где соответствующее двумерное поведение $1/T_1 \sim \ln 1/H$ может быть обусловлено как фононным, так и примесным рассеянием (см. (34)–(36)). Во-вторых, поведение $1/T_1 \sim 1/\sqrt{H}$ в квазиодномерной системе может иметь место и в локализованной области, где присутствует заметный структурный беспорядок так, что $t_{\perp}\tau \ll 1$ и $\tau \ll \tau_{in}(T)$ (см. (30)). При таком соотношении параметров мы имеем дело реально с прыжковым механизмом переноса заряда и спина, активированного неупругими процессами взаимодействия.

В соответствии с изложенной классификацией в случае TTF—TCNQ, по-видимому, мы сталкиваемся с первой ситуацией, а именно, $\tau_{in}(T) \ll \tau$. Анализ данных по $1/T_1(H)$ для TTF—TCNQ, представленный в [4, 16], фактически исходит из этих предположений. Неравенство $\tau_{in}(T) \ll \tau$ в TTF—TCNQ удерживается и в области низких температур вплоть до температуры пайерлсовского перехода [16] и обязано высокой чистоте образцов. Таким образом, вопрос о локализационных эффектах в TTF—TCNQ, по-видимому, снимается. Существуют, однако, три соли TCNQ, где имеется заметный внутренний беспорядок, обусловленный случайной ориентацией асимметричных катионов [17]. Конкретно мы будем рассматривать TCNQ с хинолинием. В [18] температурная и частотная зависимости проводимости $Qn(\text{TCNQ})_2$ были успешно интерпретированы, исходя из картины одномерной локализации. Однако данные об анизотропии проводимости отсутствуют для этого класса веществ, и поэтому изучение ЯМР может дать более непосредственную информацию о характере электронных состояний. Соответствующие исследования были выполнены в ряде работ [19–21]. Последние наиболее полные данные, касающиеся зависимости $1/T_1(H)$, представлены в [20]. Согласно [20], в поведении $1/T_1$ от H можно выделить область, где $1/T_1 \sim 1/\sqrt{H}$. Мы попытаемся интерпретировать этот результат, основываясь на представлении о локализованных электронных состояниях. Согласно (29), (30), поведение $1/T_1(H) \sim 1/\sqrt{H}$ в локализованной области имеет место, если $t_{\perp}\tau \ll 1$ и $\tau \ll \tau_{in}(T)$. Перепишем уравнения (29), (30) в обозначениях, принятых в [19–21]. Представим

$$\frac{1}{T_{1k}} = 4\pi T \left(\frac{\gamma_n K}{\gamma_s} \right)^2; \quad N(0) = \frac{\chi_m}{\gamma_s^2 N V_0}, \quad (43)$$

где K — сдвиг Найта; γ_n , γ_s — гиромагнитное отношение для ядра и электрона; N — число молекул TCNQ в 1 моле и V_0 — объем, приходя-

щийся на одну молекулу: χ_m — молярная парамагнитная электронная восприимчивость. Используя (43), можно переписать (29), (30) в форме.

$$\frac{1}{T_1} = \frac{TN}{\chi_m} (\gamma_n K)^2 \left(\frac{3}{5} \delta f(\omega_n) + \left(1 + \frac{7}{5} \delta\right) f(\omega_s) \right), \quad (44)$$

где мы ввели дополнительно анизотропию взаимодействия [19]: $\delta = d^2/a^2$ (d и a — постоянные изотропного и анизотропного сверхтонкого взаимодействия) и ω_n , ω_s — ларморовские частоты для ядра и электрона. Для функции $f(\omega)$ из (29)–(30) следует результат

$$f(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{(4\bar{D}_\perp \bar{D}_\parallel)^{1/2}}, & \omega < \bar{D}_\perp, \end{cases} \quad (45)$$

$$f(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{(2\omega \bar{D}_\parallel)^{1/2}}, & \bar{D}_\perp < \omega < \frac{1}{\tau_{in}}, \end{cases} \quad (46)$$

$$f(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{(2\omega \bar{D}_\parallel)^{1/2} \left(\frac{\omega \tau_{in}}{2}\right)^{3/2}}, & \frac{1}{\tau_{in}} < \omega < \frac{1}{(\tau \tau_{in})^{1/2}}, \end{cases} \quad (47)$$

$$\bar{D}_j = \frac{D_j}{a_j^2}, \quad D_\parallel(T) = \frac{l^2}{\tau_{in}(T)}, \quad D_\perp(T) = \frac{(t_\perp \tau a_\perp)^2}{2\tau_{in}(T)}, \quad (48)$$

где a_j — постоянная вдоль цепочки ($a_\parallel = 3.8 \text{ \AA}$) и D_j имеют смысл коэффициентов диффузии в прыжковом режиме. Причем прыжки вдоль цепочки происходят на расстояние порядка $l = v_F \tau$ с частотой $1/\tau_{in}(T)$, а поперек только между ближайшими цепочками с частотой порядка $(t_\perp \tau)^2/\tau_{in}$. Проводимость выражается через D_j , согласно (9), (11), (18), в виде

$$\sigma_j = 2e^2 N(0) D_j(T). \quad (49)$$

Экспериментальные значения $D_{\parallel,\perp}$ и σ_j были получены в [19, 20], и мы можем сравнить их с результатами настоящей работы.

Прежде всего заметим, что плотность состояний в исследуемой модели остается постоянной, что согласуется с тем фактом, что парамагнитная восприимчивость сохраняется неизменной в области $T > 50 \text{ К}$. Ограничения, которые накладываются на температуру в настоящем подходе, связаны с тем, что в диэлектрической фазе мы пренебрегли эффектами энергетического беспорядка, что справедливо пока $T > 1/\tau$. Стало быть, грубо τ можно оценить как $1/\tau \approx 50 \text{ К}$. Другой вывод, полученный в [20], состоит в том, что значение анизотропии коэффициентов диффузии не зависит от температуры и концентрации примесей (радиационных дефектов) и равно

$$\frac{D_\parallel}{D_\perp} = 2500.$$

Это утверждение непосредственно у нас следует из (48), поскольку

$$\frac{D_\parallel^0}{D_\perp^0} = \frac{2v_F^2}{(t_\perp a_\perp)^2}.$$

Отсюда мы можем определить значение t_\perp , так как из измерений парамагнитной восприимчивости χ_m имеем $v_F = 5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, а из структурных данных $a_\perp = 9.4 \text{ \AA}$. Таким образом, $t_\perp = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ или $t_\perp = 12 \text{ К}$. Следовательно, $t_\perp \tau \approx 0.24$ (согласно [22], значение τ оказывается еще меньше: $1/\tau = 150 \text{ К}$). Зная $D_\parallel(T=300 \text{ К}) = 16 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ [20] и $\tau = 1.7 \cdot 10^{-14} \text{ с}$, найдем $\tau_{in}(T=300 \text{ К}) = 4.4 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Таким образом, уже при комнатной температуре оказывается выполненным неравенство $\tau < \tau_{in}$.

Уравнения (48), (49) согласуются также с экспериментальным наблюдением [20], что σ_j и D_j имеют близкую зависимость от температуры и концентрации дефектов. Более того, из (48) следует факт, отмеченный в [20], что зависимость σ_j^{-1} и D_j^{-1} от концентрации радиационных дефек-

тов с оказывается нелинейной при больших дозах облучения. Согласно (48), имеем $D_{\parallel} \sim \tau^2 \sim 1/(1+kc)^2 \sim 1/c^2$.

Измерения, выполненные в [19, 20], относились к области комнатных температур и области полей $H < 80$ кГс, что отвечает $\omega_e \tau_{\text{ин}} < 3 \cdot 10^{-2}$. Поэтому область зависимости (29) не была достигнута. Интересным представляется измерения $1/T_1(H)$ в области более низких температур.

В заключение следует сказать, что при рассмотрении магнитного поля мы учли лишь зеemanовское расщепление, пренебрегая влиянием магнитного поля на орбитальное движение. Магнитное поле считается, конечно, классически слабым, т. е. $\omega_e \tau \ll 1$, где ω_e — циклотронная частота. Однако раньше эффект магнитного поля может сказаться на локализации через куперовский канал [23, 24]. Соответствующий эффект можно оценить в энергетических величинах, как $\Omega = \frac{eH}{c} (D_{\parallel}^0 D_{\perp}^0)^{1/2}$. Напомним, что энергия зеemanовского расщепления равна $\omega_e = 2\mu H$, откуда мы заключаем, что для квазидномерной системы, где $\Omega/\omega_e = p_F a_{\perp} t_{\perp} \tau$, этот эффект оказывается слабым в меру малости $t_{\perp} \tau$, если $p_F \sim 1/a_{\perp}$. В то время как при $t_{\perp} \tau \gg 1$ мы видели, что достаточно ограничиться диффузионным приближением. Таким образом, развитая в настоящей работе схема вычисления $1/T_1$ как функции магнитного поля справедлива в квазидномерной системе без ограничений. К такому же выводу можно прийти и для квазидвумерной системы, если магнитное поле направлено вдоль слоя. Ситуация остается неясной в области двумерной локализации для поля, перпендикулярного поверхности.

Л и т е р а т у р а

- [1] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М.: ИЛ, 1963.
- [2] Пригодин В. Н., Фирсов Ю. А. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 5, с. 241—244.
- [3] Prigodin V. N., Firsov Yu. A. J. Phys. C, 1984, vol. 17, N 36, p. L979—984.
- [4] Буздин А. И., Булаевский Л. Н. ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 4, с. 1431—1443.
- [5] Götz W., Ketterle W. Z. Physik B, 1983, vol. 54, N 1, p. 49—57.
- [6] Садовский М. В. Автореф. докт. дис. Свердловск, Институт физики металлов, 1985, с. 196—204.
- [7] Fulde P., Luther A. Phys. Rev., 1968, vol. 170, N 2, p. 570—575.
- [8] Ehrenfreund E., Heeger A. J. Sol. St. Commun., 1977, vol. 24, N 1, p. 29—32.
- [9] Wölfle P., Vollhardt D. Anderson Localization (ed. by Y. Nagaoka, H. Fukuyama) Springer Series in Solid State Sciences, Springer Verlag, Berlin—Heidelberg, 1983, vol. 39, p. 26—46.
- [10] Firsov Yu. A., Prigodin V. N. Localization in Disordered Systems (ed. by W. Welser, P. Ziesche) Teubner—Texte zur Physik, Teubner Verlag, Leipzig, 1984, vol. 3, p. 194—209.
- [11] Гоголин А. А., Мельников В. И., Рашба Э. И. ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 1, с. 327—349.
- [12] Giordano N. Phys. Rev. B, 1980, vol. 22, N 12, p. 5635—5654.
- [13] Дорохов О. Н. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 42, № 2, с. 94—96.
- [14] Березинский В. Л. ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 3, с. 1251—1266.
- [15] Назмедов Э. П., Пригодин В. Н., Фирсов Ю. А. ЖЭТФ, 1987, т. 91, № 6.
- [16] Jérôme D., Schulz H. J. Adv. in Phys., 1982, vol. 31, N 4, p. 299—490.
- [17] Shchegolev I. F. Phys. St. Sol. (a), 1972, vol. 12, N 1, p. 9—48.
- [18] Гоголин А. А., Золотухин С. П., Мельников В. И., Рашба Э. И., Щеголев И. Ф. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, № 12, с. 564—569.
- [19] Devreux F., Nechtschein M. Quasi—One—Dimensional Conductors, Lecture Notes in Physics (Berlin: Springer—Verlag), 1979, vol. 95, p. 145—152.
- [20] Devreux F., Nechtschein M., Holczer K. J. Phys., 1983, vol. 44, N 1, p. 33—38.
- [21] Вайнруб А. М., Хеймаа И. А., Алла М. А., Вия С. Х., Липмаа Э. Т. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 11, с. 468—470.
- [22] Дорохов О. Н., Матвеевко С. И., Пригара Ф. В. ФНТ, 1981, т. 7, № 5, с. 738—746.
- [23] Altshuler B. L., Aronov A. G. Electron—electron Interaction in Disordered Systems, ed. by A. L. Efros, M. Pollak, North—Holland, 1985, p. 1—154.
- [24] Назмедов Э. П., Пригодин В. Н., Фирсов Ю. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 7.

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

Поступило в Редакцию
17 февраля 1987 г.