

Спиновые флуктуации и особенности электронных переходов полупроводник–металл в почти ферромагнитных соединениях переходных металлов

© А.Г. Волков, А.А. Повзнер, В.В. Крюк, П.В. Баянкин

Уральский государственный технический университет,
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: phys.@povz.rcupl.e-burg.su

(Поступила в Редакцию 11 декабря 1998 г.)

Исследуются особенности влияния спиновых флуктуаций на энергетические спектры sp - и d -носителей тока в почти ферромагнитных полупроводниках на основе соединений d -переходных металлов. Показано, что за счет расщепления электронных спектров во флуктуирующих обменных полях в почти ферромагнитных системах возможны электронные превращения типа полупроводник–металл, сопровождаемые исчезновением энергетических щелей в спектрах sp - и d -электронов при различных температурах и сдвигом химического потенциала в область разрешенных энергий. Конкретный анализ подобных электронных превращений проводится на примере почти ферромагнитного FeSi.

1. Электронные переходы полупроводник–металл в узкозонных сильно коррелированных соединениях переходных d -металлов протекают по-разному и характеризуются особенностями, причины которых окончательно не установлены. Например, в антиферромагнитных окислах титана и ванадия они сопровождаются "схлопыванием" щели в d -зоне и одновременным скачкообразным возрастанием проводимости на несколько порядков [1,2]. В то же время в почти ферромагнитном FeSi и его сплавах с моносилицидами кобальта или марганца электронные превращения полупроводник–металл имеют совершенно иной характер, который проявляется в плавном температурном возрастании электропроводности и магнитной восприимчивости, завершаемом формированием металлического состояния с положительным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС) [3–5]. При этом экспериментальные исследования статической и оптической проводимостей [4] фиксируют, что "схлопывание" энергетической щели в d -спектре и смена знака ТКС осуществляются при различных температурах.

В работах [6,7] на основе анализа экспериментальных данных об электронных свойствах почти- и слабоферромагнитных соединений было показано, что спиновые флуктуации приводят к расщеплению энергий d -электронов во флуктуирующих обменных полях ξ . В полупроводниках подобное расщепление ведет к изменению энергетической щели между валентной d -зоной и d -зоной проводимости ($E_g(\xi) = E_g(0) - 2\xi$), исчезающей за счет монотонного роста $\xi(T)$ при $T \geq T_g^{(d)} \approx 100$ К [7].

Последнее обстоятельство, по-видимому, является одной из причин наблюдаемого в почти ферромагнитных полупроводниках затянутого по температуре электронного превращения. Однако в подобной упрощенной модели, где не рассматривается влияние спиновых флуктуаций на спектры sp -электронов (спиновые магнитные моменты которых взаимодействуют с флуктуирующими магнитными моментами d -электронов вследствие

sp, d -обменного взаимодействия), не удастся получить количественное согласие с экспериментально наблюдаемыми сложными температурными зависимостями транспортных свойств рассматриваемых веществ. В частности, в почти ферромагнитном FeSi энергетическая щель в d -зоне исчезает при температуре 100 К, а возрастание электросопротивления начинается выше температуры 350 К [5], что не находит объяснения при учете только эффектов спин-флуктуационного расщепления d -состояний. Поэтому для понимания специфических особенностей электронных переходов в почти- и слабоферромагнитных соединениях переходных металлов нам представлялось необходимым проанализировать спин-флуктуационные перенормировки энергетических спектров sp -носителей электрического тока.

2. Для анализа роли спин-флуктуационных перенормировок sp -электронных спектров воспользуемся гамильтонианом обобщенной sd -модели

$$H = H_0 + H_{dd} + H_{int}, \quad (1)$$

в котором

$$H_0 = \sum_{i,k,\sigma} \varepsilon_{i,k} a_{i,k,\sigma}^+ a_{i,k,\sigma}; \quad (2)$$

гамильтониан невзаимодействующих sp - ($l = 1$) и d - ($l = 2$) электронов,

$$H_{dd} = U \sum_{\mathbf{q}} N_{\mathbf{q},\sigma}^d N_{-\mathbf{q},-\sigma}^d; \quad (3)$$

гамильтониан модели Хаббарда для d -электронов,

$$H_{int} = \sum_{l,l',\mathbf{q}} Q_{\mathbf{q}}^{l,l'} S_{\mathbf{q}}^l S_{\mathbf{q}}^{l'}; \quad (4)$$

гамильтониан обменного взаимодействия sp -электронов между собой ($Q_{\mathbf{q}}^{1,1} = I_{\mathbf{q}}$) и с d -электронами ($Q_{\mathbf{q}}^{1,2} = Q_{\mathbf{q}}^{2,1} = J_{\mathbf{q}}$).

В (2)–(4) $\varepsilon_{l,\mathbf{k}}$ — одноэлектронные зонные энергии, $a_{l,\mathbf{k},\sigma}^{\pm}$ ($a_{l,\mathbf{k},\sigma}$) — операторы рождения (уничтожения) sp - ($l=1$) или d - ($l=2$) электронов, \mathbf{k} — электронный импульс, σ — спиновое квантовое число, U — параметр внутриатомного кулоновского отталкивания d -электронов ($Q_q^{2,2} \equiv U$), I_q и J_q — параметры sp , sp - и sp , d -обменного взаимодействий соответственно,

$$N_{q,\sigma}^d = \sum_{\mathbf{k}} a_{2,\mathbf{k},\sigma}^+ a_{2,\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma}$$

— оператор Фурье-образа электронной плотности с волновым вектором \mathbf{q} , спином σ в системе d -электронов, $\mathbf{S}_{\mathbf{q}}^l$ — оператор Фурье-образа вектора спиновой плотности sp - ($l=1$) или d - ($l=2$) электронов.

Расчет термодинамического потенциала и функций Грина (G) системы электронов, описываемый гамильтонианом (1), — сложная задача многих тел, один из методов решения которой основан на ее сведении с помощью преобразования Стратоновича–Хаббарда (см. [8]) к изучению движения электронов во флуктуирующих обменных (ξ) и зарядовых (η) полях. Ранее [6,7] этот метод применялся к описанию свойств d -электронов в модели Хаббарда с гамильтонианом (2). В настоящей работе приводится обобщение этого метода применительно к двухзонной sp , d -модели. При этом используется формализм мацубаровских функций Грина [9], непосредственно связанных с плотностью состояний и со спектрами sp - и d -электронов

$$G_{l,\mathbf{k},\sigma} = \frac{1}{T} \langle T_{\tau} a_{l,\mathbf{k},\sigma}^+ a_{l,\mathbf{k},\sigma} \sigma(1/T) \rangle_0 / \langle T_{\tau} \sigma(1/T) \rangle_0. \quad (5)$$

Здесь T — температура в энергетических единицах, T_{τ} — оператор упорядочения по мнимому времени τ , $k = (\mathbf{k}, \omega_n)$, $\omega_n = (2n+1)T$ — фермиевская мацубаровская частота (n — целое число), $\langle \dots \rangle_0$ — квантово-статистическое среднее с гамильтонианом (2), $\sigma(1/T)$ — матрица рассеяния, определяемая через гамильтонианы (3), (4) в мацубаровском представлении взаимодействия [9].

Для вычислений функций Грина введем производящий функционал

$$\Omega(\lambda) = \Omega_0 - T \ln \left\langle T_{\tau} \exp \left\{ - \left[\int_0^{1/T} d\tau (H_{dd}(\tau) + H_{int}(\tau)) + \sum_{l,\mathbf{k},\sigma} \lambda_{l,\mathbf{k},\sigma} a_{l,\mathbf{k},\sigma}^+ a_{l,\mathbf{k},\sigma} / T \right] \right\} \right\rangle, \quad (6)$$

который при $\lambda_{l,\mathbf{k},\sigma} \rightarrow 0$ совпадает с термодинамическим потенциалом рассматриваемой системы, Ω_0 — термодинамический потенциал невзаимодействующих электронов, $H_{dd}(\tau)$, $H_{int}(\tau)$ — операторы гамильтонианов взаимодействия (3), (4) в мацубаровском представлении взаимодействия. Представим далее функции Грина (5) через производящий функционал (6)

$$G_{l,\mathbf{k},\sigma} = \lim_{\lambda_{l,\mathbf{k},\sigma} \rightarrow 0} \partial \Omega(\lambda) / \partial \lambda_{l,\mathbf{k},\sigma}. \quad (7)$$

Используя затем преобразования Стратоновича–Хаббарда, аналогично [6,7] выразим (6) через функциональные интегралы по флуктуирующим обменным и зарядовым полям

$$\Omega(\lambda) = T \ln \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{l,\mathbf{q},j,\gamma} d\xi_{\mathbf{q},j,l}^{(\gamma)} \exp \left\{ - \sum_{l,\mathbf{q}} |\xi_{\mathbf{q},l}|^2 + \Psi(\xi) \right\}. \quad (8)$$

Здесь

$$\Psi(\xi) = - \sum_{\mathbf{q}} (X_{\mathbf{q}} |\xi_{\mathbf{q},2}|^2 + 4J_{\mathbf{q}} A_{\mathbf{q}} \xi_{\mathbf{q},2} \xi_{-\mathbf{q},1}) + T \int_0^{1/T} d\tau \sum_{n,\mathbf{k}} \ln \left[(i\omega_n - \lambda_{l,\mathbf{k}} - \varepsilon_{l,\mathbf{k}})^2 - |\xi_{l,\nu}(\tau)|^2 \right],$$

$$A_{\mathbf{q}} = \left\{ (U - J_{\mathbf{q}}/2)(I_{\mathbf{q}} - J_{\mathbf{q}}/2) / [(UI_{\mathbf{q}} + 2J_{\mathbf{q}}I_{\mathbf{q}} - 5J_{\mathbf{q}}^2/4) \times (UI_{\mathbf{q}} + 2J_{\mathbf{q}}U - 5J_{\mathbf{q}}^2/4)] \right\}^{1/2},$$

$$c_{l,\mathbf{q}} = \left[\left(T \det(\mathbf{Q}_{\mathbf{q}}) \sum_{l'} Q_{\mathbf{q}}^{l,l'} (-1)^{l'+l} \right) / \left(\det(\mathbf{Q}_{\mathbf{q}}) + 2J_{\mathbf{q}} \sum_{l'} Q_{\mathbf{q}}^{l,l'} (-1)^{l'+l} \right) \right]^{1/2},$$

$\xi_{\mathbf{q},l}$ — комплексный вектор с координатами $\xi_{\mathbf{q},l}^{\gamma} = \xi_{\mathbf{q},1,l}^{\gamma} + i\xi_{\mathbf{q},2,l}^{\gamma}$, $\gamma = x, y, z$, $\xi_{l,\nu}(\tau) = \sum_{\mathbf{q},n} c_{l,\mathbf{q}} \xi_{\mathbf{q},l} \times \exp(i2nT\tau - i\mathbf{q}\nu) / N_0$, N_0 — число узлов кристаллической решетки,

$$X(\mathbf{q}, \omega) \cong aq^2 - \frac{ib\omega}{q}, \quad (9)$$

коэффициенты a и b определяются либо из анализа нейтронографических данных, либо из данных магнитных измерений (см. [6–8]).

Вычисление интегралов (8) в соответствии с [3] можно провести методом перевала по переменным $r_{\mathbf{q},l}^{\gamma} = |\xi_{\mathbf{q},l}^{\gamma}|$. Подставляя затем полученное выражение для производящего функционала в формулы (7) и ограничиваясь случаем слабого sp , d -обменного взаимодействия ($U \gg J$), находим парамагнитную мацубаровскую функцию Грина sp - и d -электронов в виде

$$G_{k,l} = \sum_{\alpha=\pm 1} (i\omega_n - \varepsilon_{\mathbf{k},l} - \alpha\xi_l) / 2. \quad (10)$$

Здесь ξ_l — величина спин-флуктуационного расщепления энергетического спектра sp - ($l=1$) или d - ($l=2$) электронов, выражающаяся через амплитуду спиновых

флуктуаций в d -подсистеме

$$\xi_1^2 = \sum_{\mathbf{q}} J_{\mathbf{q}}^2 \langle m_{\mathbf{q}}^2 \rangle / N_0,$$

$$\xi_2^2 = U^2 \sum_{\mathbf{q}} \langle m_{\mathbf{q}}^2 \rangle / N_0,$$

$$\langle m_{\mathbf{q}}^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega (f_B(\omega) + 1/2) D^{-1}(\mathbf{q}, \omega, \xi_2) / (2U), \quad (11)$$

где $f_B(\omega)$ — функция Бозе,

$$D(\mathbf{q}, \omega, \xi_2) = \left[(D_0^{-1}(\mathbf{q}, \omega, \xi_2) - J_{\mathbf{q}}^2 / (2U^2))^{-1} + (D_0^{-1}(\mathbf{q}, \omega, \xi_2) + J_{\mathbf{q}}^2 / (2U^2))^{-1} \right] / 2,$$

$$D_0^{-1}(\mathbf{q}, \omega, \xi_2) = D_0^{-1} + X(\mathbf{q}, \omega),$$

$$D_0^{-1} = 1 - 2Un_{ef} / (3\xi_2) - U\tilde{g}(\mu, \xi_2) / 3,$$

$$n_{ef} = \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha \int d\varepsilon g_0^{(2)}(\varepsilon) f(\varepsilon - \mu - \alpha\xi_2) / 2,$$

$$\tilde{g}(\mu, \xi_2) = 2 \prod_{\alpha=\pm 1} g_0^{(2)}(\mu + \alpha\xi_2) / \sum_{\alpha=\pm 1} g_0^{(2)}(\mu + \alpha\xi_2),$$

μ — химический потенциал, определяемый из условия электронейтральности с перенормированными плотностями состояний, $f(\varepsilon - \mu)$ — функция Ферми–Дирака, $g_0^{(l)}(\varepsilon)$ — плотность состояний невзаимодействующих sp - ($l = 1$) или d - ($l = 2$) электронов.

В области сравнительно высоких температур, когда спиновые флуктуации являются тепловыми, а нулевыми спиновыми флуктуациями можно пренебречь, в соответствии с [7]

$$\xi_1 = (J/U)^2 \xi_2 \cong (J^2/U) b T D_0^{-1/2} (D_0^{-1} + a)^{1/2}, \quad (12)$$

причем J — однородная часть sp , d -обмена.

В то же время для достаточно низких температур, когда фактически реализуются только нулевые спиновые флуктуации [7],

$$\xi_1 = (J/U)^2 \xi_2 \cong (J^2/U) [(3U/\pi b)(1 - D_0^{-2} a^{-2})]^{1/2}. \quad (13)$$

Осуществляя далее аналитическое продолжение мацубаровских функций Грина (10) на действительную ось ($i\omega_{2n+1} \rightarrow \omega + i0$) и переходя к двухвременным температурным функциям Грина [10], находим плотности состояний sp - и d -электронов в парамагнитном случае с учетом спин-флуктуационных перенормировок электронных энергетических спектров

$$\begin{aligned} g^{(l)}(\varepsilon) &= \sum_{\alpha=\pm 1} g_0^{(l)}(\varepsilon + \alpha\xi_1) / 2 \\ &= \sum_{\alpha=\pm 1} \sum_{\mathbf{k}} \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}, l} + \alpha\xi_1 - \varepsilon) / N_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Как следует из (14), электронный спектр расщепляется флуктуирующими обменными полями, при этом рост с температурой амплитуд спиновых флуктуаций в рассматриваемой системе электронов приводит к подавлению щели не только в d -, но также и в sp -зонах

$$E_g^{(l)}(T) = E_g^{(l)}(0) - 2\xi_1. \quad (15)$$

При этом можно видеть, что в условиях равенства ширины запрещенной зоны в спектрах sp - и d -электронов (как это имеет место в FeSi) и слабого sp , d -обменного взаимодействия энергетическая щель в спектрах sp -электронов исчезает при более высоких температурах, чем для d -электронов (см. (15) и рис. 1, 2).

3. Конкретный количественный анализ электронного превращения проведем на примере почти ферромагнитного FeSi, который, согласно результатам зонных расчетов [11], должен быть полупроводником с энергетической щелью между валентной зоной и зоной проводимости (как в sp - так и в d -спектрах) шириной примерно 0.12 eV. Вместе с тем экспериментальные данные [12] в области температур до 5 К показывают, что в нем реализуется полуметаллическое состояние, не описываемое в одночастичной модели из работы [11]. При более высоких температурах сначала возникает полупроводниковая фаза, затем при температуре 100 К, согласно результатам измерений оптической проводимости [4], энергетическая щель в d -зоне исчезает, и начинается

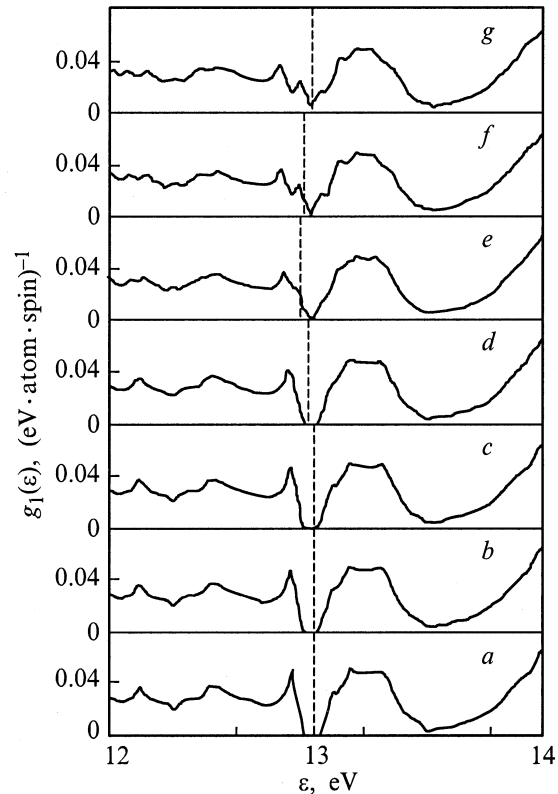


Рис. 1. Плотность состояний sp -электронов: (a) — $U = 0$ [11], (b) — $T = 4$ К, (c) — $T = 100$ К, (d) — $T = 200$ К, (e) — $T = 350$ К, (f) — $T = 600$ К, (g) — $T = 650$ К.

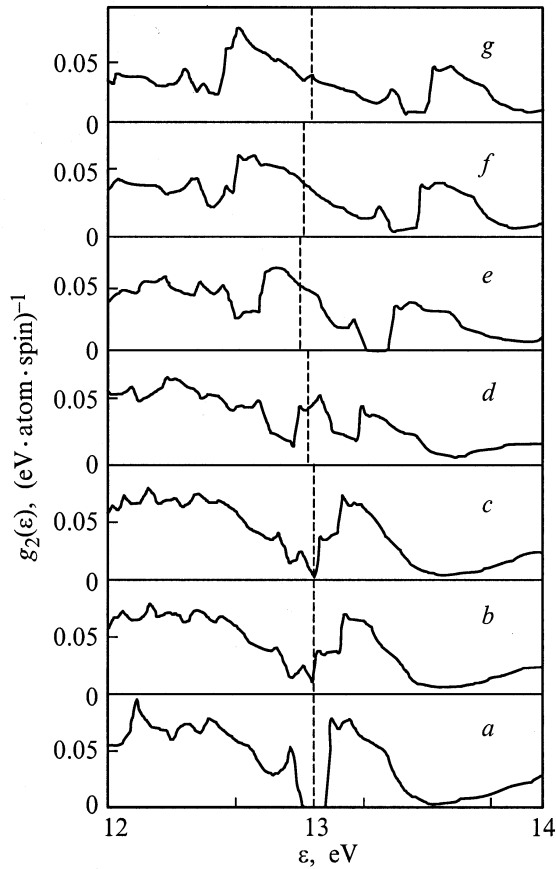


Рис. 2. Плотность состояний d -электронов: (a) — $U = 0$ [11], (b) — $T = 4$ К, (c) — $T = 100$ К, (d) — $T = 200$ К, (e) — $T = 350$ К, (f) — $T = 600$ К, (g) — $T = 650$ К.

формирование металлического состояния, сопровождаемое плавным возрастанием магнитной восприимчивости, а при $T > 350$ К — и электросопротивления.

Для оценки суммарной проводимости sp - ($l = 1$) и d - ($l = 2$) электронов

$$\sigma = \sum_l \sigma_l \quad (16)$$

будем полагать в соответствии с [13], что

$$\sigma_l = 4e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_l(\varepsilon) (-\partial f(\varepsilon - \mu) / \partial \varepsilon) d\varepsilon / 3h^2. \quad (17)$$

Здесь

$$\varphi_l(\varepsilon_{\mathbf{k},l}) = \tau_l \mathbf{k}^2 d\mathbf{k} / d\varepsilon_{\mathbf{k},l}, \quad (18)$$

время релаксации

$$\tau_l \propto \mathbf{k}^{2r-1} (\partial \varepsilon_{\mathbf{k},l} / \partial \mathbf{k})^2, \quad (19)$$

r — параметр примесного ($-1/2$) или фононного ($3/2$) рассеяния, а электронные d - и sp -спектры моделируются на основе формулы для плотности состояний в приближении эффективной массы

$$g^{(l)}(\varepsilon_{\mathbf{k},l}) = \mathbf{k}^2 (\partial \varepsilon_{\mathbf{k},l} / \partial \mathbf{k})^{-1}. \quad (20)$$

Для вычисления амплитуд спиновых флуктуаций будем следовать формулам (11)–(13) и использовать значения спин-флуктуационных параметров a и b , полученные в [7] из анализа нейтронографических данных. Именно $a = 0.1$ и $b = 30/U$ в формуле (13) для области низких температур; $a = 0$ и $b = 10/U$ в формуле (12) для области сравнительно высоких температур.

Проведенные таким образом расчеты суммарной проводимости (16) показывают, что согласно с экспериментальными данными в достаточно широком интервале температур удается достичь при $J \approx 0.1U$ (рис. 3).

Анализ результатов расчетов перенормированных плотностей состояний d - и sp -электронов показывает, что химический потенциал до температуры $T_g^{(d)} \approx 100$ К находится в центре зоны запрещенных энергий обоих типов носителей тока. Поэтому при $T < T_g^{(d)}$ температурная зависимость электросопротивления FeSi описывается экспоненциальным законом. После исчезновения при $T = T_g^{(d)}$ энергетической щели в спектре d -электронов их состояние металлизировано. В свою очередь химический потенциал (из-за несимметричности d -зон) начинает смещаться влево по шкале энергий (рис. 1, 2) и при $T \approx 200$ К попадает в валентную зону sp -электронов. При этом запрещенная зона в спектре sp -электронов не исчезает, хотя и продолжает сужаться. Таким образом, характер температурной зависимости электросопротивления для d -электронов выше 100 К, а затем для sp -электронов выше 200 К приобретает металлический характер. Далее, согласно нашим оценкам, при $T_g^{(sp)} \approx 350$ К происходит "схлопывание" энергетической щели в спектре sp -электронов и, как следствие этого, появление в области соответствующей

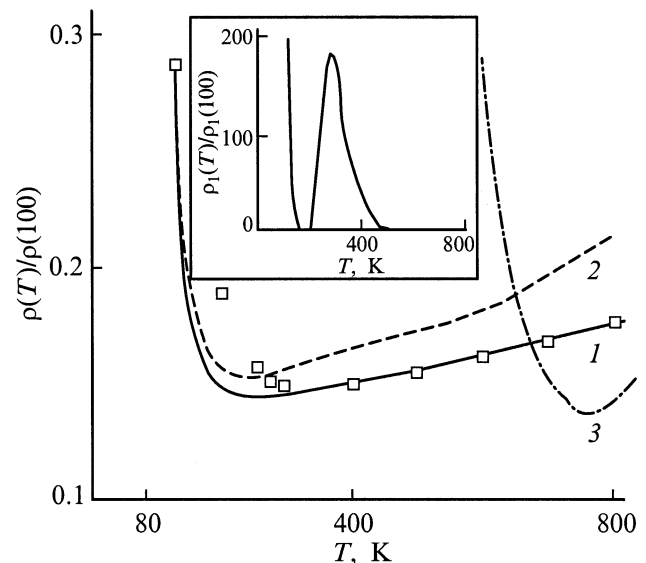


Рис. 3. Температурная зависимость электросопротивления FeSi. Точки — эксперимент [5], линии — расчет: (1) — суммарный вклад sp - и d -электронов, (2) — электросопротивление d -электронов, (3) — электросопротивление sp -электронов. На вставке — вклад sp -электронов в электросопротивление FeSi при температурах ниже 600 К.

ших ей энергий глубокого провала. В то же время продолжающиеся (с ростом T) изменения плотности d -состояний приводят к тому, что направление смещения химического потенциала меняется на противоположное, и он начинает двигаться в сторону образовавшегося на плотности sp -состояний минимума. Последнее обуславливает значительное уменьшение числа sp -состояний вблизи положения μ и резкое увеличение электросопротивления этих носителей тока. Следует особо отметить, что число d -состояний в области энергий, близких к значению химического потенциала, изменяется весьма слабо, поэтому температурная зависимость сопротивления d -электронов близка к линейной. Кроме того, во всем описанном выше интервале температур и вплоть до $T \approx 600$ К электросопротивление sp -электронов столь велико, что его экстремальная зависимость никак не сказывается на температурном изменении суммарного $\rho(T)$, хотя и позволяет улучшить количественное согласие с экспериментом. С дальнейшим повышением температуры глубина и ширина провала на плотности sp -состояний убывают, что повторно ведет к возрастанию sp -проводимости. Выше $T \approx 600$ К резкое изменение числа sp -состояний вблизи положения химического потенциала сменяется на значительно более медленное, что позволяет проявиться температурной зависимости, обусловленной процессами их рассеяния. При этом значения плотности состояний sp -электронов вблизи μ оказываются достаточно большими, что наряду с малостью эффективной массы носителей тока данного типа делает их вклад в суммарное электросопротивление заметным.

Дополнительные перенормировки sp - и d -состояний возникают и в области низких температур за счет усиления нулевых спиновых флуктуаций. В работе [7] было показано, что это ведет к формированию "бесщелевого" энергетического спектра d -электронов. Однако даже при максимальном значении амплитуды нулевых спиновых флуктуаций, равном 0.08 (в единицах два магнетона Бора), сужение щели в энергетических sp -спектрах оказывается сравнительно малым, и "бесщелевое" состояние в них не возникает. Поэтому и концентрация d -носителей электрического тока при $T < T_g^{(sp)} \cong 350$ К гораздо больше, чем у sp -носителей, и вкладом последних в электропроводность в указанной области температур можно пренебречь. Наблюдавшееся в [12] температурное изменение электросопротивления при низких температурах ($T < 5$ К) мы связываем с убывлю амплитуды нулевых спиновых флуктуаций, рассеяние на которых здесь, по-видимому, является наиболее сильным. Однако в настоящее время спектральные функции для нулевых спиновых флуктуаций неизвестны, и поэтому проведение прямых расчетов времен релаксации, связанных со спин-флуктуационным рассеянием d -электронов, не представляются возможными.

Таким образом, анализ на примере FeSi электронных превращений в почти ферромагнитных соединениях d -металлов показывает, что формирование в них металлической фазы сопровождается исчезновением энергетической щели как в d -, так и в sp -зонах. Поскольку эти эффекты имеют место при различных температурах,

постольку в определенных интервалах температур реализуются промежуточные по проводимости состояния, которые не могут быть отнесены ни к полупроводникам, ни к металлам. В почти ферромагнитном FeSi такие состояния реализуются при $T < 5$ К и в интервале 100–350 К. При этом полупроводниковая фаза возникает только в области температур от 5 до 100 К, а металлическая фаза реализуется в области сравнительно высоких температур: $T > 350$ К. Подобными особенностями и объясняется "затянутый" по температуре электронный переход в FeSi в отличие от соединений переходных металлов, где причиной электронных фазовых переходов являются кулоновские корреляции в системе d -электронов, не оказывающие влияния на sp -электронные состояния. В связи с этим для FeSi, где измерения оптической проводимости до сих пор проводились лишь ниже температуры 300 К [4], представляли бы интерес высокотемпературные измерения, в частности при температурах исчезновения энергетической щели в sp -электронных спектрах.

Кроме того, учитывая определенное сходство свойств FeSi и так называемых Кондо-систем на основе соединений редкоземельных металлов (например, CeNiSn, CeBi₄Pt, SmB₆) [12], для последних также можно предположить возможность рассмотренных здесь электронных превращений. Необходим анализ данных нейтронографических исследований спектров спин-флуктуационных возбуждений, в этих системах для достаточно широкого интервала температур. Такие данные, насколько нам известно, в настоящее время отсутствуют.

Список литературы

- [1] Н.Ф. Мотт. Переходы металл–изолятор. Наука, М. (1979) 342 с.
- [2] А.А. Бугаев, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. Фазовый переход металл–полупроводник и его применение. Наука, Л. (1976). 183 с.
- [3] V. Jaccarino, G.R. Wertheim, J.H. Werneic, L.R. Walker, S. Arays. Phys. Rev. **160**, 3, 46 (1967).
- [4] Z. Schlesinger, Z. Fisk, H.T. Zhang. Phys. Rev. Lett. **71**, 11, 1748 (1993).
- [5] Ф.А. Сидоренко, Е.А. Дмитриев, П.В. Гельд. Изв. вузов. Физика **8**, 1, 15 (1972).
- [6] П.В. Гельд, А.А. Повзнер, А.Г. Волков. ДАН СССР **283**, 2, 358 (1985).
- [7] А.А. Повзнер, А.Г. Волков, П.В. Баянкин. ФТТ **40**, 8, 1437 (1998).
- [8] Т. Мория. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. Мир, М. (1988). 288 с.
- [9] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. ГИФМЛ, М. (1982). 444 с.
- [10] С.В. Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма. Наука, М. (1975). 527 с.
- [11] Л.И. Винокурова, А.В. Власов, Э.Т. Кулатов. Труды ИОФАН **2**, 4, 463 (1991).
- [12] M.V. Hunt, M.A. Chernikov, E. Felder, H.R. Ott, Z. Fisk, P. Canfield. Phys. Rev. **B50**, 20, 14933 (1994).
- [13] Д. Займан. Электроны и фононы. ИЛ, М. (1962). 488 с.