ЖЭТФ, 1998, том 113, вып. 5, стр. 1778–1786

КИНЕТИКА ТЯЖЕЛЫХ ФЕРМИОНОВ

*А. В. Гольцев**

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 8 июля 1997 г.

Выведено кинетическое уравнение для функции распределения тяжелых фермионов в электрических и магнитных полях с учетом потенциального и спин-спинового взаимодействий между тяжелыми фермионами. Вычислен спектр спиновых волн в парамагнитном тяжелофермионном состоянии. Изучены процессы парных столкновений тяжелых фермионов и рассеяние заряженными примесями.

1. ВВЕДЕНИЕ

В тяжелофермионных соединениях в области температур ниже температуры Кондо T_0 антиферромагнитное обменное взаимодействие электронов проводимости с электронами, локализованными на частично заполненной f оболочке редкоземельных ионов, приводит к когерентному эффекту Кондо. Это проявляется в формировании вблизи поверхности Ферми квазичастичных состояний, имеющих эффективную массу на два порядка больше массы электронов в нормальных металлах. Такие квазичастицы получили название «тяжелых фермионов», что и дало название целого класса «тяжелофермионных» металлов. Экспериментальные исследования показали, что в области низких температур $T \ll T_0$ тяжелофермионные соединения ведут себя как нормальные ферми-жидкости. Это проявляется в характере температурных зависимостей сопротивления ($R = R_0 + AT^2$), магнитной восприимчивости ($\chi = \chi(0) + bT^2$), теплоемкости ($C = \gamma T$) и других физических свойств. Важно отметить, что параметры A, $\chi(0)$, b и γ имеют аномально большие значения по сравнению с соответствующими параметрами нормальных металлов, например, $\chi(T = 0) \sim 10^2\chi_0$, $\gamma \sim 10^2\gamma_0$, $A \sim 10^4 A_0$. Согласно теории нормальных ферми-жидкостей величины $\chi(T = 0)$ и γ пропорциональны эффективной массе m^* квазичастиц на поверхности Ферми. Поэтому приведенные выше экспериментальные данные свидетельствуют, что тяжелые фермионы имеют массу порядка $m^* \sim 10^2 m_0$. Наличие на поверхности Ферми тяжелых квазичастиц было экспериментально подтверждено в исследованиях эффекта де Гааза–ван Альфена. Подробную библиографию экспериментальных работ можно найти в обзорах [1, 2]. В состоянии с тяжелыми фермионами в некоторых тяжелофермионных соединениях происходят магнитные и сверхпроводящие фазовые переходы в состояния, имеющие свойства, сильно отличающиеся от соответствующих свойств нормальных металлов [1, 2]. В настоящее время только некоторые из этих свойств получили теоретическое объяснение.

Микроскопическая теория тяжелофермионного состояния основывается на решеточной модели Андерсона (см., например, обзор [3]). Однако при анализе магнитных

* E-mail: goltsev@gav.ioffe.rssi.ru

свойств, магнитных фазовых переходов и кинетических явлений, в которых существенную роль может играть конкуренция когерентного эффекта Кондо и магнетизма, микроскопический подход наталкивается на серьезные трудности из-за все еще нерешенной проблемы учета магнитного взаимодействия между тяжелыми фермионами.

Ферми-жидкостной характер тяжелофермионного состояния дает основание использовать феноменологическую ферми-жидкостную теорию Ландау для описания термодинамических и кинетических свойств. Такой подход был предложен в работах [4, 5]. Его достоинство заключается в том, что, во-первых, он позволяет самосогласованно учесть как потенциальное, так и обменное взаимодействия между тяжелыми фермионами и, во-вторых, он дает наглядную физическую картину явлений в тяжелофермионных соединениях.

В настоящей работе, основываясь на теории Ландау для нормальных ферми-жидкостей, мы предлагаем дальнейшее развитие кинетической теории тяжелофермионных соединений. Мы выведем кинетическое уравнение для функции распределения тяжелых фермионов в электрических и магнитных полях с учетом парных столкновений квазичастиц и рассеяния на заряженных примесях, а также изучим спектр спиновых волн.

2. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ФЕРМИОНОВ

Феноменологическая ферми-жидкостная теория тяжелофермионного состояния [4, 5] основывается на двух предположениях: 1) волновая функция тяжелых фермионов есть суперпозиция волновых функций электронных состояний в широкой зоне проводимости и достаточно узкой f-зоне; 2) из-за сильного одноузельного кулоновского отталкивания концентрация f-электронов не зависит от времени t и координаты $\mathbf{r}$. Из первого предположения следует, что распределение электронов по состояниям с волновым вектором $\mathbf{k}$ описывается эрмитовой матрицей $N^{ab}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{r},t)$, где зонные индексы a и b принимают значения c и f, а α и β являются спиновыми индексами для спина 1/2. Диагональные элементы $N^{cc}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{r},t)$ и $N^{ff}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{r},t)$ описывают распределение электронов в зоне проводимости и f-зоне. Недиагональные элементы характеризуют формирование когерентности между электронами проводимости и f-электронами. Чтобы найти $\hat{N}$, надо решить стандартное в рамках теории ферми-жидкости Ландау кинетическое уравнение

$$\frac{\partial \hat{N}}{\partial t} + \left\{\nabla_{\mathbf{r}}\hat{N}\nabla_{\mathbf{k}}\hat{\varepsilon}\right\} - \left\{\nabla_{\mathbf{k}}\hat{N}\nabla_{\mathbf{r}}\hat{\varepsilon}\right\} - i\left[\hat{\varepsilon},\hat{N}\right] = \hat{I}\left(\hat{N}\right), \tag{1}$$

где $2\{\hat{A}\hat{B}\} = \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A}$, $[\hat{A},\hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$, $\hat{I}(\hat{N})$ — интеграл столкновений. Матрица энергии квазичастиц $\hat{\varepsilon}$ есть функционал от $\hat{N}$ [4, 5]. Согласно второму предположению кинетическое уравнение (1) должно быть решено при условии постоянства концентрации f-электронов:

$$\sum_{\mathbf{k}\alpha} N^{f}_{\alpha\alpha}(\mathbf{k},\mathbf{r},t) = N_f. \tag{2}$$

Изучим малые отклонения матрицы распределения $\hat{N} = \hat{N}_0 + \hat{N}_1$, характеризуемые волновым вектором $\mathbf{q}$ и частотой ω, относительно равновесного значения $\hat{N}_0$:

$$\hat{N}_1(\mathbf{k},\mathbf{r},t) = \hat{N}_1(\mathbf{k},\mathbf{q},\omega)\exp(i\mathbf{qr} - i\omega t) + \text{c.c.} \tag{3}$$

С физической точки зрения ясно, что флуктуации $\hat{N}_1$ связаны с изменением функции распределения тяжелых фермионов. Чтобы найти эту связь, используем соотношение между $N^{ab}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},t)$ и развитием во времени оператора электронно-дырочной пары, имеющей импульс $\mathbf{q}$:

$$\rho^{ab}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q}) = b^{+}_{\beta\mathbf{k}+\mathbf{q}/2} a_{\alpha\mathbf{k}-\mathbf{q}/2}, \tag{4}$$

где при $a, b = c, f$ операторы $c^{+}_{\alpha\mathbf{k}}, f^{+}_{\alpha\mathbf{k}}$ и $c_{\alpha\mathbf{k}}, f_{\alpha\mathbf{k}}$ есть операторы рождения и уничтожения электронов в зоне проводимости и f-зоне. Следуя [6], полагаем

$$N^{ab}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},t) = \langle \rho^{ab}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},t)\rangle. \tag{5}$$

Операторы $c_{\alpha\mathbf{k}}$ и $f_{\alpha\mathbf{k}}$ связаны с операторами уничтожения $g_{1\alpha\mathbf{k}}$ и $g_{2\alpha\mathbf{k}}$ квазичастичных состояний в двух гибридных зонах $E_{1\mathbf{k}\alpha}$ и $E_{2\mathbf{k}\alpha}$ унитарным преобразованием $\hat{U}_{\mathbf{k}}$:

$$\begin{pmatrix} g_{1\alpha\mathbf{k}} \\ g_{2\alpha\mathbf{k}} \end{pmatrix} = \hat{U}_{\mathbf{k}} \begin{pmatrix} c_{\alpha\mathbf{k}} \\ f_{\alpha\mathbf{k}} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Отметим, что матрица $\hat{U}_{\mathbf{k}}$ одновременно приводит и $\hat{N}_0$ к диагональному виду:

$$\hat{N}_0 = \hat{U}^{-1}_{\mathbf{k}} \hat{f} \hat{U}_{\mathbf{k}}$$

(см [4]). Введем теперь матрицу распределения тяжелых фермионов:

$$n^{ml}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},t) = \langle g^{+}_{l\beta\mathbf{k}+\mathbf{q}/2}(t) g_{m\alpha\mathbf{k}-\mathbf{q}/2}(t)\rangle, \tag{7}$$

где зонные индексы m и l принимают значения 1 и 2. Подставляя сюда уравнение (6), получим соотношение между матрицами $\hat{N}_1$ и $\hat{n}_1$:

$$\hat{N}_1 = \hat{U}^{-1}_{-} \hat{n}_1 \hat{U}_{+}, \tag{8}$$

где $\hat{U}_{\pm} \equiv \hat{U}_{\mathbf{k}\pm\mathbf{q}/2}$. Диагональные компоненты $n^{11}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},\omega)$ и $n^{22}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},\omega)$ описывают отклонение распределения квазичастиц в гибридных зонах E_1 и E_2 от равновесного распределения. Недиагональные компоненты матрицы $\hat{n}_1$ описывают процессы гибридизации квазичастичных состояний в гибридных зонах под влиянием возмущающих сил. Пусть полное число электронов на одну элементарную ячейку меньше 2. Между зонами E_1 и E_2 имеется непрямая щель порядка T_0, поэтому при $T \ll T_0$ частично заполнена лишь нижняя зона E_1, а заселенность верхней зоны пренебрежимо мала, т. е. $n^{22}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},\omega) \approx 0$.

Выведем кинетическое уравнение для функции распределения тяжелых фермионов $n^{11}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},\omega)$. Для удобства обозначим

$$\delta n_{\alpha\beta\mathbf{k}} \equiv n^{11}_{1\alpha\beta}(\mathbf{k},\mathbf{q},\omega). \tag{9}$$

Сначала рассмотрим случай нулевого внешнего магнитного поля, когда равновесная функция распределения не зависит от спиновых индексов. При отклонении от равновесия возможны флуктуации спиновой плотности, тогда флуктуации $\delta n_{\alpha\mathbf{k}} \equiv \delta n_{\alpha\alpha\mathbf{k}}$ зависят от направления спина, т. е. $\delta n_\alpha \neq \delta n_\beta$ при $\alpha \neq \beta$. Такая постановка задачи позволяет изучать спиновую диффузию и спиновые волны. Пусть $\varphi(\mathbf{r},t)$ есть внешний электрический потенциал, который создает электрическое поле $\mathbf{E} = -e\nabla_{\mathbf{r}}\varphi$, действующее на электроны проводимости и f-электроны. Теперь для учета $\mathbf{E}$ в уравнении (1) необходимо добавить к диагональным элементам $\varepsilon^{cc}_{\alpha\alpha}$ и $\varepsilon^{ff}_{\alpha\alpha}$ матрицы квазичастичных энергий $\hat{\varepsilon}$ слагаемое $e\varphi$. Линеаризуя кинетическое уравнение (1) относительно матрицы $\hat{N}_1$, а затем используя соотношение (8), получим уравнение для $\hat{n}_1$. Решая его относительно функции распределения тяжелых фермионов $\delta n_{\alpha\mathbf{k}}$, приходим к искомому кинетическому уравнению:

$$(\mathbf{qv}-\omega)\delta n_{\alpha\mathbf{k}}-\mathbf{qv}f'(E_{1\mathbf{k}})\left(\frac{F_0^s}{2\rho_F^*}\sum_{\beta\mathbf{p}}\delta n_{\beta\mathbf{p}}+\frac{F_0^a\sigma_\alpha}{2\rho_F^*}\sum_{\beta\mathbf{p}}\sigma_\beta\delta n_{\beta\mathbf{p}}\right)-ie\mathbf{Ev}f'(E_{1\mathbf{k}}) = -iI(\delta n_{\alpha\mathbf{k}}), \tag{10}$$

где $\sigma_\alpha = \pm 1$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\omega, \mathbf{q}) = -i\mathbf{q}\varphi(\omega, \mathbf{q})$, $\mathbf{v} = \nabla_{\mathbf{k}}E_{1\mathbf{k}}$ — скорость тяжелого фермиона, $f(E)$ — функция распределения Ферми–Дирака, а $2\rho_F^* = 2\rho_F m^*/m_0$ и m^* есть перенормированная плотность состояний с учетом спинового вырождения и эффективная масса тяжелого фермиона соответственно. Раннее кинетическое уравнение для $\delta n_{\alpha\mathbf{k}}$, но без учета взаимодействия между тяжелыми фермионами, было получено в [7] в рамках микроскопического рассмотрения решетки Кондо.

Параметры Ландау F_0^s и F_0^a в случае $q \ll k_F$ и $\omega \ll T_0$ определяются простыми соотношениями:

$$F_0^s = m^*/m_0 - 1 \gg 1, \quad F_0^a = -T_m/T_0,$$

где T_m характеризует энергетический масштаб магнитного взаимодействия между тяжелыми фермионами [5]. Большое положительное значение F_0^s означает наличие сильного потенциального отталкивания между тяжелыми фермионами. Так как тяжелые фермионы являются гибридными квазичастицами, имеются два механизма возникновения магнитного взаимодействия между ними. Во-первых, это косвенное взаимодействие через электроны проводимости (РККИ-взаимодействие). В этом случае T_m положительно и имеет величину порядка энергии РККИ-взаимодействия двух спинов, локализованных на соседних узлах ($T_m = 2N_fG^2\rho_0$, где G есть амплитуда магнитного взаимодействия между электронами проводимости и f-электронами) [5]. При этом параметр Ландау F_0^a является отрицательным, что соответствует ферромагнитному спин-спиновому взаимодействию между тяжелыми фермионами. Во-вторых, прямое обменное взаимодействие между локализованными f-электронами также дает вклад в магнитное взаимодействие между тяжелыми фермионами. Если это взаимодействие имеет антиферромагнитный характер и достаточно велико, магнитное взаимодействие между тяжелыми фермионами будет антиферромагнитным ($F_0^a > 0$).

Для изучения гальваномагнитных явлений запишем кинетическое уравнение в поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$. Чтобы учесть действующую только на электроны проводимости силу Лоренца

$$\mathbf{F}_L = (e/c)[\mathbf{v}_0\mathbf{H}],$$

где $\mathbf{v}_0 = \nabla_{\mathbf{k}}\varepsilon(\mathbf{k})$ — скорость электрона в зоне проводимости с дисперсией $\varepsilon(\mathbf{k})$, необходимо в уравнении (1) сделать замену

$$\nabla_{\mathbf{r}}\varepsilon^{cc}_{\alpha\alpha} \to \nabla_{\mathbf{r}}\varepsilon^{cc}_{\alpha\alpha} - \mathbf{F}_L.$$

Без учета спина приходим к кинетическому уравнению

$$(\mathbf{qv}-\omega)\delta n_{\mathbf{k}}-\mathbf{qv}f'(E_{1\mathbf{k}})\frac{F_0^s}{\rho_F^*}\sum_{\mathbf{p}}\delta n_{\mathbf{p}}-ie\mathbf{Ev}f'(E_{1\mathbf{k}})-i\frac{e}{c}[\mathbf{vH}]\nabla_{\mathbf{k}}\delta n_{\mathbf{k}}=-iI(\delta n_{\mathbf{k}}). \quad (11)$$

Отсюда в случае изотропной поверхности Ферми для тяжелых фермионов, получим известный результат для константы Холла:

$$R=\frac{1}{ecN_t},$$

где $N_t = N_c + N_f$ — полная концентрация электронов. В общем случае при изучении гальваномагнитных явлений необходимо учитывать изменение топологии поверхности Ферми вследствие, во-первых, увеличения числа электронных состояний, находящихся под поверхностью Ферми, и, во-вторых, из-за перенормировки квазичастичной зоны. Действительно, при $T > T_0$ поверхность Ферми задается уравнением $\varepsilon(\mathbf{k}) = \mu$, где химический потенциал μ определяется концентрацией только электронов проводимости N_c. При переходе в тяжелофермионное состояние ($T < T_0$) мы имеем квазичастичную зону $E_{1\mathbf{k}}$, а под поверхностью Ферми находится $N_t = N_c+N_f$ электронов. Очевидно, что в некоторых случаях возможен переход от электронной поверхности Ферми к дырочной и наоборот или более сложные изменения.

3. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

Для нормальных металлов параметры Ландау полагаются не зависящими от частоты. Для тяжелофермионных металлов такое приближение справедливо лишь в области частот $\omega \ll T_0$. В области $\omega > T_0$ следует учитывать частотную зависимость параметра $F_0^a(\omega)$:

$$F_0^a(\omega)=\frac{F_0^a A(\omega)}{1-A(\omega)\left(|F_0^a|m_0/m^*\right)^{1/2}}, \quad (12)$$

где

$$A(\omega)=x^2(x^2-1)^{-1/2}\operatorname{arctg}(x^2-1)^{-1/2} \quad (13)$$

и $x = 2T_0\omega^{-1}\sqrt{m^*/m_0}$. При частоте $\omega \propto 2T_0\sqrt{m^*/m_0}$ функция $F_0^a(\omega)$ меняет знак. Такое частотное поведение $F_0^a(\omega)$ определяет спектр спиновых волн в парамагнитном тяжелофермионном состоянии. Стандартный анализ уравнения (10) (см., например, [6]) приводит к следующему уравнению для спектра спиновых волн:

$$\Gamma(q,\omega)=1/F_0^a(\omega). \quad (14)$$

В изотропном случае функция $\Gamma(q,\omega)$ имеет вид

$$\Gamma(q,\omega)=\frac{\lambda}{2}\ln\left|\frac{\lambda+1}{\lambda-1}\right|-1, \quad (15)$$

где $\lambda = \omega/qv_F$. Если $F_0^a > 0$ (антиферромагнитное взаимодействие между тяжелыми фермионами), спектр спиновых волн содержит только незатухающую спиновую моду

($\omega(q) = v_s q$) с фазовой скоростью v_s большей, чем фермиевская скорость тяжелых фермионов v_F. В случае $F_0^a < 0$ (ферромагнитное взаимодействие между тяжелыми фермионами) уравнение (14) имеет единственное решение, описывающее незатухающие спиновые волны

$$\omega(q) = \omega_0 \left(1 + \frac{4\pi}{3}(G\rho_0)^3 \left(\frac{N_t}{N_f}\right)^2 \left(\frac{q}{k_F}\right)^2\right)^{1/2}, \tag{16}$$

имеющие конечный порог возбуждения

$$\omega_0 = 2T_0\sqrt{m^*/m_0} \tag{17}$$

и очень слабую зависимость от волнового вектора q, так как полагается $G\rho_0 \ll 1$. Результат (16) относится к $T = 0$.

4. РАССЕЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ФЕРМИОНОВ

Рассмотрим теперь процессы рассеяния тяжелых фермионов и определим интеграл столкновений $I(\delta n_{\alpha\mathbf{k}})$. В случае парных столкновений тяжелых фермионов необходимо вычислить амплитуду $A_{\mathbf{k}\alpha,\mathbf{p}\beta}(\mathbf{q},\omega)$ для процесса, в котором два тяжелых фермиона с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{p}$ и спинами α и β обмениваются импульсом $\mathbf{q}$ и энергией ω. Для этого в рамках кинетического уравнения (10) необходимо вычислить поляризацию, создаваемую локализованной голой квазичастицей (см., например, [6]). В области параметров $\omega \sim T$ и $T/v_F < q \ll k_F$ получим

$$A_{\uparrow\uparrow} = \frac{\pi^2}{k_F m^*}\left(\frac{F_0^s}{1+F_0^s} + \frac{F_0^a}{1+F_0^a}\right), \quad A_{\uparrow\downarrow} = \frac{\pi^2}{k_F m^*}\left(\frac{F_0^s}{1+F_0^s} - \frac{F_0^a}{1+F_0^a}\right). \tag{18}$$

Вероятности процессов рассеяния двух тяжелых фермионов с параллельными ($W_{\uparrow\uparrow}$) и антипараллельными ($W_{\uparrow\downarrow}$) спинами определяются соотношениями

$$W_{\uparrow\uparrow} = 2\pi|A_{\uparrow\uparrow}|^2, \quad W_{\uparrow\downarrow} = 2\pi|A_{\uparrow\downarrow}|^2.$$

Используя стандартное выражение [6] для обратного времени жизни квазичастицы с энергией E при $|E-\mu| \ll T$, получим

$$\frac{1}{\tau(E)} = \frac{(m^*)^3}{16\pi^4}\left\langle \frac{W}{\cos(\theta/2)} \right\rangle \left(\pi^2T^2 + (E-\mu)^2\right) = \frac{\pi y}{32}\,\frac{\pi^2T^2 + (E-\mu)^2}{\varepsilon_F^*}, \tag{19}$$

где угловые скобки означают усреднение по углам. Кроме того, $\varepsilon_F^* \equiv k_F^2/2m^*$ и

$$y = \left(\frac{F_0^s}{1+F_0^s} + \frac{F_0^a}{1+F_0^a}\right)^2 + 2\left(\frac{F_0^s}{1+F_0^s} - \frac{F_0^a}{1+F_0^a}\right)^2. \tag{20}$$

Согласно уравнению (10) процесс столкновения двух тяжелых фермионов зависит как от потенциального, так и от спин-спинового взаимодействий. Если пренебречь последним, т. е. положить $F_0^a = 0$, и учесть $F_0^s \gg 1$, получим $y = 3$. При этом выражение (19) полностью (включая числовой множитель!) совпадает с частотой рассеяния тяжелых фермионов вспомогательными бозонами, найденной в рамках микроскопического изучения кондо-решеток [7–10]. Этот результат означает, что изучаемое в микроскопических подходах [7–10] рассеяние тяжелых фермионов вспомогательными бозонами есть просто удобное математическое представление для столкновений тяжелых фермионов. В случае сильной конкуренции между эффектом Кондо и магнетизмом, когда изучаемая система близка к границе ферромагнитной неустойчивости тяжелофермионного состояния ($T_0 \sim T_m$), т. е. при $F_0^a \sim -1$, имеем $y \gg 3$ и вклад спин-спиновых взаимодействий в $\tau(E)$ будет основным.

Для нормальных металлов в уравнение (19) вместо энергии $\varepsilon_F^* \equiv k_F^2/2m^*$ входит энергия Ферми $E_F \equiv k_F^2/2m_0 = \varepsilon_F^* m^*/m_0$. Отсюда следует, что частота парных столкновений тяжелых фермионов много больше частоты парных столкновений электронов в нормальных металлах, т. е.

$$\tau^{-1}(E) = \tau_0^{-1}(E)m^*/m_0 \gg \tau_0^{-1}(E).$$

Частота парных столкновений определяет коэффициент A в температурной зависимости сопротивления ($R = R_0 + AT^2$). Именно поэтому для тяжелофермионных металлов этот коэффициент аномально велик (выражение для A приведено в [7–10]).

Рассмотрим теперь столкновение тяжелых фермионов с заряженными примесями. Согласно теории нормальных ферми-жидкостей [6] эффективная потенциальная энергия квазичастицы в поле точечной примеси с зарядом Ze с учетом эффектов экранировки равна

$$V_{\mathbf{q}}^{eff} = \frac{4\pi Ze^2}{q^2} \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{q},0)} \frac{1}{1+F_0^s}. \tag{21}$$

Эта величина равна также матричному элементу для перехода квазичастицы из состояния с волновым вектором $\mathbf{k}$ в состояние $\mathbf{k}+\mathbf{q}$. Величину $V_{\mathbf{q}}^{eff}$ для малых $\mathbf{q}$ найдем, используя статическую диэлектрическую функцию [5, 11]:

$$\varepsilon(\mathbf{q},0) = \varepsilon_0 + 4\pi e^2 q^{-2}\left(2\rho_F^*/(1+F_0^s)\right). \tag{22}$$

Приходим к простому результату:

$$V_{\mathbf{q}}^{eff} = Z/2\rho_F^*, \tag{23}$$

который показывает, что эффективный примесный потенциал в тяжелофермионных системах на фактор m_0/m^* меньше, чем в нормальных металлах. Используя стандартный интеграл столкновений электронов с примесями [9], находим, что для примесного рассеяния время жизни тяжелых фермионов τ_i увеличивается на фактор m^*/m_0 по сравнению с нормальными металлами:

$$\tau_i = \tau_{0,i}m^*/m_0 \gg \tau_{0,i}.$$

Этот результат следует из соотношения

$$\tau_i^{-1} \propto \rho_F^*|V^{eff}|^2.$$

Другими словами, при данной концентрации заряженных примесей частота столкновений тяжелых фермионов с примесными ионами в m^*/m_0 раз меньше частоты столкновений электронов с примесями в нормальных металлах. Этот результат полностью согласуется с результатами микроскопической теории (см., например, [9]). Частота примесного рассеяния определяет величину остаточного сопротивления, которое имеет тот же порядок, что и в нормальных металлах. Действительно,

$$\sigma \propto e^2 \rho_F^* v_F^2 \tau_i = e^2 \rho_0 v_{0F}^2 \tau_{0,i} \propto \sigma_0.$$

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках теории Ландау для нормальных ферми-жидкостей мы вывели кинетическое уравнение для тяжелых фермионов и показали, что оно имеет стандартный для них вид. Следовательно, для описания кинетических явлений в тяжелофермионных соединениях можно использовать методы, разработанные для кинетики нормальных ферми-жидкостей. Важно отметить, что полученное нами кинетическое уравнение учитывает как потенциальное, так и магнитное взаимодействие между тяжелыми фермионами. Показано, что амплитуды этих взаимодействий (или, в других терминах, симметричный и антисимметричный параметры Ландау) зависят от частоты. Однако в области частот $\omega \ll T_0$ этой частотной зависимостью можно пренебречь. Она может быть существенна лишь при $\omega > T_0$. В частности, это определяет спектр спиновых волн в парамагнитном тяжелофермионном состоянии.

Найдено, что спектр спиновых волн для соединений с ферромагнитным и антиферромагнитным взаимодействиями между тяжелыми фермионами принципиально различный. В случае антиферромагнитного взаимодействия имеются только бесщелевые звукоподобные спиновые волны, $\omega(q) = v_s q$, имеющие фазовую скорость выше фермиевской скорости тяжелых фермионов. В случае же ферромагнитного взаимодействия ферми-жидкостной подход предсказывает наличие щели в спектре возбуждения спиновых волн, которая пропорциональна низкотемпературному масштабу Кондо. Кроме того, эти спиновые волны имеют очень слабую дисперсию. Спиновые волны со щелью существуют только в тяжелофермионном состоянии, т. е. в области температур $T < T_0$. Известно, что магнитная восприимчивость тяжелофермионного металла имеет максимум в температурной области перехода из состояния с некогерентным кондовским рассеянием в когерентное состояние с тяжелыми фермионами. Поэтому в эксперименте следует ожидать исчезновения щелевых спиновых волн в области температур выше максимума магнитной восприимчивости. В недавних исследованиях неупругого рассеяния нейтронов в соединениях $YbAl_3$ [12] и CeNi [13], которые относятся к классу соединений с валентными флуктуациями, была обнаружена щель в магнитном отклике, существующая только в области температур ниже температуры максимума магнитной восприимчивости, т. е. в ситуации, качественно подобной той, что мы рассмотрели выше. Еще одним важным сходством является близость энергии наблюдавшейся щели к величине температуры Кондо для этих соединений. К сожалению, в настоящий момент отсутствуют однозначные свидетельства в пользу формирования гибридных квазичастичных зон в этих соединениях. Это обстоятельство не позволяет в настоящий момент разрешить вопрос о соответствии или несоответствии щели в спектре спиновых возбуждений, предсказываемой теорией Ландау, и щели, обнаруженной в работах [12] и [13].

Мы показали, что в тяжелофермионном состоянии гальваномагнитные свойства также определяются стандартным кинетическим уравнением. При этом важным фактором, на который следует обратить внимание при исследовании гальваномагнитных свойств тяжелофермионных металлов, является перенормировка поверхности Ферми, а возможно, и изменение ее топологии при переходе в тяжелофермионное состояние.

В рамках стандартного ферми-жидкостного подхода мы определили частоту парных столкновений тяжелых фермионов и частоту рассеяния этих квазичастиц на примесях. Частота парных столкновений тяжелых фермионов полностью совпадает с частотой рассеяния тяжелых фермионов вспомогательными (slave) бозонами, найденной в рамках микроскопической теории тяжелофермионных соединений. Этот результат означает, что рассеяние тяжелых фермионов вспомогательными бозонами является лишь удобным математическим приемом описания столкновений между тяжелыми фермионами вследствие их потенциального и магнитного взаимодействий. Результаты нашего исследования примесного рассеяния тяжелых фермионов также находятся в полном согласии с микроскопической теорией.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-16848) и программы ISI's Network-Esprit (I. S. I. Foundation, Torino).

Литература

1. N. B. Brand and V. V. Moshchalkov, Adv. Phys. **33**, 373 (1984).
2. N. Grewe and F. Steglich, in *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, Vol. 14, ed. by K. A. Gschneidner, Jr. and LeRoy Eyring, North-Holland, Amsterdam (1991), p. 343.
3. D. M. Newns and N. Read, Adv. Phys. **36**, 799 (1987).
4. А. В. Гольцев, В. В. Красильников, Письма в ЖЭТФ **61**, 274 (1995); J. Phys.: Condens. Matter **7**, 6523 (1995).
5. А. В. Гольцев, Письма в ЖЭТФ **62**, 210 (1995); J. Phys. Cond. Matter **8**, 457 (1996).
6. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1967).
7. P. Coleman, Phys. Rev. Lett. **59**, 1026 (1987).
8. A. Auerbach and K. Levin, Phys. Rev. Lett. **57**, 877 (1986).
9. A. J. Millis and P. A. Lee, Phys. Rev. B **35**, 3394 (1987).
10. В. И. Белицкий, А. В. Гольцев, ЖЭТФ 96, 1815 (1989); V. I. Belitsky and A. V. Goltsev, Physica B **172**, 459 (1991).
11. A. J. Millis, M. Lavagna, and P. Lee, Phys. Rev. B **36**, 864 (1987).
12. A. P. Murani, Phys. Rev. B **50**, 9882 (1994).
13. V. N. Lazukov, P. A. Alekseev, E. S. Clementyev et al., Europhys. Lett. **33**, 141 (1996).