

## ТЯЖЕЛЫЕ ФЕРМИОНЫ – ГИГАНТСКИЙ ЭФФЕКТ МИГДАЛА

Г.М.Элиашберг

Взаимодействие с системой слабо связанных между собой спинов  $f$ -атомов является причиной сильной динамической перенормировки спектра электронов проводимости при низкой температуре, аналогичной перенормировке Мигдала при электрон-фононном взаимодействии. В сверхпроводящем состоянии вследствие этого возникает аномально большое значение коэффициента  $\kappa$ , а также, происходит сильное понижение чувствительности триплетного состояния к эффектам рассеяния.

Все известные в настоящее время металлы с тяжелыми фермионами содержат в качестве одной из основных компонент  $f$ -атомы, лантаниды и актиниды. При этом имеется ряд примеров, когда близкие по своему составу системы резко различаются по степени проявления тяжелофермионных эффектов. Проблема природы этих эффектов, по-видимому, тесно связана с вопросом, что происходит с  $f$ -электронами в металлической матрице. С другой стороны, весьма важно понять, какие особенности в состоянии  $f$ -электронов в металле благоприятствуют появлению тяжелых фермионов. Цель этой статьи – показать, что основная совокупность низкотемпературных аномалий в системах с тяжелыми фермионами может быть естественно интерпретирована, если предположить, что  $f$ -электроны в них остаются достаточно хорошо локализованными, и их основной терм, сформированный в условиях сильной спин-орбитальной связи и соответствующей симметрии кристаллического окружения, является почти вырожденным. Если ввести оператор обобщенного спина  $S$ , характеризующий этот терм, то мерой размытия терма может служить ширина энергетического интервала  $E_0$ , в котором сосредоточена существенная часть спектральной плотности временного коррелятора операторов  $S$  на одном  $f$ -атоме, например,  $\langle TS_i^z(0)S_k^z(t) \rangle$ . Величина  $E_0$  определяет область низких температур, где разыгрываются тяжелофермионные эффекты. Во многих случаях она составляет всего несколько градусов в температурной шкале. Электроны проводимости связаны с магнитными термами короткодействующим потенциалом  $V$ , зависящим от спина. Эта связь и приводит к сильной перенормировке электронного спектра в малой окрестности  $\sim E_0$  вблизи поверхности Ферми. Здесь имеется значительная аналогия с эффектом Миг-

дала <sup>1</sup>, который показал, что собственная энергия  $\Sigma(\epsilon, p)$  в функции Грина электронов  $G = [\zeta_p - \epsilon - \Sigma]^{-1}$ ,  $\zeta_p = v(p - p_0)$ , связанная с электрон-фононным взаимодействием, обладает тем свойством, что  $\lambda_\epsilon = (\partial \Sigma(\epsilon, p_F) / \partial \epsilon) \sim 1$  при  $\epsilon \rightarrow 0$ , тогда как  $\lambda_p = v^{-1} (\partial \Sigma(0, p) / \partial p) \sim (\hbar \omega_D / E_F) \ll 1$ . Поэтому возникающая перенормировка спектра является динамической:  $v^* = v(1 + \lambda_\epsilon)^{-1}$ . Она существует при  $T < \hbar \omega_D$  в слое  $\sim \hbar \omega_D$  вблизи уровня Ферми ( $\omega_D$  — дебаевская частота фононов). Причина этого в том, что эффективное взаимодействие между электронами через поле фононов является короткодействующим, но сильно запаздывающим. Несколько упрощая, можно сказать, что электроны, взаимодействующие через посредство одного и того же иона, подлетают к нему с интервалом времени  $\omega_D^{-1}$  и в каждый данный момент находятся на значительном расстоянии друг от друга. Именно поэтому электрон-фононное взаимодействие столь успешно конкурирует с кулоновским отталкиванием при возникновении сверхпроводимости. В интересующем нас случае эффект запаздывания выражен еще более сильно, так как он определяется весьма малой величиной. Поэтому должна иметь место сильная динамическая перенормировка спектра. На вероятность динамического происхождения большой эффективной массы у тяжелых фермионов, по-видимому, впервые указал Варма <sup>2</sup>:  $\lambda_\epsilon$  и  $\lambda_p$  различным образом входят в выражения для термодинамических и кинетических величин, и совокупность имеющихся данных, по его мнению, свидетельствует в пользу  $\lambda_\epsilon$ .

Рассмотрим эффекты, которые возникают во втором порядке по взаимодействию электронов  $V$  с каждым из  $f$ -атомов. Для наглядности сделаем это на простой модели, в которой роль  $f$ -атомов играют двухуровневые центры с энергией расщепления  $E$ . Для имитации упомянутого выше размытия  $f$ -терма предположим, что имеется распределение по  $E$  в интервале  $\sim E_0$  с нормированной плотностью  $w(E)$ . В термодинамической технике ( $\epsilon = i\epsilon_n$ ,  $\epsilon_n = (2n + 1)\pi T$ ) выражение для  $\Sigma$  имеет вид ( $\hbar = 1$ ):

$$\Sigma(i\epsilon_n, p) = n_s T \sum_n \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} |V_{p, p'}|^2 \int dE w(E) \frac{2E}{(\epsilon_n - \epsilon_n')^2 + E^2} \text{th} \frac{E}{2T} G(i\epsilon_n', p'), \quad (1)$$

где  $n_s$  — концентрация  $f$ -атомов. Нечетная по  $\epsilon_n$  часть  $\Sigma$ ,  $f(\epsilon_n)$ , определяется областью  $p'$ , близкой к поверхности Ферми, и можно перейти к интегрированию по этой поверхности и по  $\zeta_{p'}$ . Приведем результаты для двух предельных случаев. 1)  $T \gg E_0$ . Основной вклад дает  $n' = n$ :

$$f(\epsilon_n) \simeq i \text{sign} \epsilon_n \frac{1}{2\tau_s}, \quad \frac{1}{\tau_s} = \frac{n_s}{4\pi^2} \int \frac{dS}{|v|} |V_{p, p'}|^2. \quad (2)$$

Как видно, здесь имеется только затухание, которое не зависит от  $T$ . 2)  $T = 0$ . Переходя к интегралу по  $\epsilon'$  получим:

$$f(\epsilon_n) \simeq \lambda_\epsilon i\epsilon_n, \quad \lambda_\epsilon = \frac{1}{\pi \tau_s} \int dE \frac{w(E)}{E} \gtrsim \frac{1}{\pi \tau_s E_0} \gg 1. \quad (3)$$

Затухание здесь мало и зависит от вида  $w(E)$ . Поведение  $\tau_s^{-1}$  и  $\lambda_\epsilon$  при изменении  $T$  качественно показано на рис. 1. Величина  $\lambda_p$  определяется четной по  $\epsilon_n$  частью  $\Sigma$  и, как ожидалось, мала:  $\lambda_p \sim (\tau_s E_F)^{-1} \ll 1$ .

Информация о  $\tau_s$  может быть получена из данных по удельному сопротивлению  $\rho$  <sup>3</sup>. Две типичные кривые  $\rho(T)$  схематически изображены на рис. 2, где указаны характерные масштабы. Можно ожидать, что  $\rho$  на плато кривой 1 определяется рассеянием на практически свободных спинах, (2). Его величина соответствует длине пробега  $l \sim 10^{-6}$  см,  $\tau_s \sim 10^{-14}$  с. С учетом сказанного выше о величине  $E_0$  (она может быть оценена и по интервалу спадания  $\rho(T)$ ) можно получить ориентировочную оценку  $\lambda_\epsilon \sim 10^2$ . К такому же масштабу  $\lambda_\epsilon$  приводит и наблюдаемый линейный член в теплоемкости, в выражение для которого входит  $1 + \lambda_\epsilon$ , <sup>4</sup>.

Полученные формулы могут претендовать на количественное сравнение с опытом, если основной вклад в  $E_0$  вносит взаимодействие между термами разных  $f$ -атомов. Оно имеет слабую на малых расстояниях чувствительность к свойствам электронов вблизи уровня Ферми, которые, поэтому, могут быть рассчитаны с помощью независимо определенного коррелятора спинов. Относительно небольшие в этом случае проявления эффекта Кондо (например, кривая 2 рис. 2) можно учесть в третьем порядке по  $V$ . Случай сильно развитого эффекта Кондо требует самосогласованного описания  $f$ -термов и электронов проводимости.

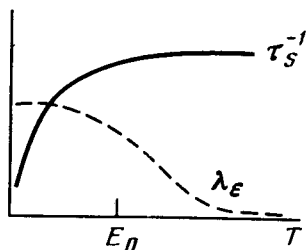


Рис. 1

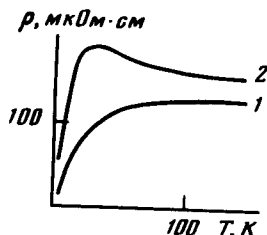


Рис. 2

Отмеченные проблемы не затрагивают возможности полуфеноменологического описания электронных свойств при  $T < E_0$  в терминах динамической перенормировки спектра. Это относится и к теории сверхпроводимости в системах с тяжелыми фермионами. Здесь может быть использован, по существу, тот же формализм, что и в случае электрон-фононного взаимодействия<sup>5</sup>. Приведем некоторые следствия такого подхода. 1) В уравнение для параметра порядка константа связи входит с весом  $(1 + \lambda_\epsilon)^{-1}$ . Поэтому эффективно только взаимодействие, приводящее к большой величине  $\lambda_\epsilon$ , а все конкурирующие взаимодействия подавляются. 2) Коэффициент теории Гинзбурга и Ландау  $\kappa \sim \lambda_\epsilon^{3/2}$ . Это приводит к очень большому значению  $H_{c2}$  и весьма узкой области эффекта Мейсснера и находится в соответствии с наблюдаемыми свойствами. 3) Время релаксации  $\tau$ , определяющее сопротивление, входит в уравнение для щели с весом:  $(1 + \lambda_\epsilon)\tau$ , что сильно уменьшает чувствительность триплетного состояния к различным эффектам рассеяния.

Я признателен А.М.Дюгаеву, Д.Э.Хмельницкому, Ю.М.Кагану и А.И.Ларкину за обсуждение отдельных вопросов.

#### Литература

1. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1958, 34, 1438.
2. Varma C.M. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 2723.
3. Stewart G.R. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, 775.
4. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1962. 43, 1105.
5. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1960, 38, 966; 39, 1437.