Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 6, стр. 356 – 359 *20 марта 1978 г.*

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПО МАГНИТНОМУ ПОЛЮ В ОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПРИТЯЖЕНИЕМ

Г.И.Джапаридзе, А.А. Нерсесян

В рамках точно решаемой модели с линейным спектром показано, что при $T = 0$ в одномерной системе электронов с притяжением между частицами имеет место фазовый переход по магнитному полю из немагнитного в парамагнитное состояние, обусловленный изменением характера спектра спиновых возбуждений.

Влияние магнитного поля на асимптотики корреляционных функций при $h >> T$ ($h = \mu_B H$, где μ_B – магнетон Бора) и симметрию основного состояния одномерной системы электронов рассматривалось в работе [1] в паркетном приближении. Это приближение применимо при любых h, если взаимодействие электронов с передачей импульса $\sim 2p_F$ является отталкивающим, однако в случае притяжения, когда в спектре системы имеется щель Δ [2 – 4], его применимость ограничена условием $h >> \Delta$. Для изучения свойств одномерной системы в случае притяжения при произвольном соотношении между h и Δ мы обращаемся к модели с линейным спектром [5], точно решаемой при $U_{\parallel} = -6\pi v_F/5$, $|U_{\perp}| << \pi v_F$, где константы $U_{\parallel}$ и $U_{\perp}$ описывают процессы рассеяния назад без переворота и с переворотом спина, соответственно (v_F – фермиевская скорость).

В рассматриваемой модели с помощью бозонного "представления" фермионных полей [5, 6] осуществляется переход к описанию в терминах коллективных возбуждений плотности (ρ) и спина (σ). Для изучения влияния магнитного поля на свойства системы достаточно рассмотреть спиновые степени свободы, гамильтониан которых при $h = 0$ имеет вид:

$$\mathcal{H}_\sigma = \frac{2\pi v_F}{L}\sum_{k>0}[\sigma_1(k)\sigma_1(-k) + \sigma_2(-k)\sigma_2(k)] - \frac{U_{\parallel}}{L}\sum_k \sigma_1(k)\sigma_2(-k) +$$

$$+\frac{U_{\perp}}{(2\pi a)^2}\int\{\exp[2^{3/2}\pi L^{-1}\sum_k k^{-1}\exp(-a|k|/2 - ikx)(\sigma_1(k)+\sigma_2(k))] + \text{э.с.}\}dx, \quad (1)$$

где L – размер системы, v_F/a играет роль эффективной ширины зоны, а $\sigma_n(k) = 2^{-1/2}\sum_{p,s} s c^+_{ns}(p+k)c_{ns}(p)$ – операторы спиновой плотности ($n = 1, 2$ – номер компоненты поля, $s = \pm 1$ – спиновая переменная). Алгебра $\sigma_n(k)$ [7] позволяет определить их как операторы плотности бесспиновых фермионов (БФ): $\sigma_n(k) = \sum_p a^+_n(p+k)a_n(p)$. При использовании бозонного "представления" для нового фермионного поля [6] гамильтониан $\mathcal{H}_\sigma$ в точке $U_{\parallel} = -6\pi v_F/5$ становится эквивалентным одночастичному гамильтониану [5]

$$\mathcal{H}_f = \sum_p pv\,[a_1^+(p)a_1(p) - a_2^+(p)a_2(p)] + \Delta\sum_p [a_1^+(p)a_2(p) + \text{э.с.}]. \qquad (2)$$

со щелевым спектром $E_\pm(p) = \sqrt{p^2v^2 + \Delta^2}$, где $v = 4v_F/5$, а $\Delta = |U_\perp|/2\pi a$ (импульсы частиц отсчитываются от $\pm p_F\,(n = 1, 2)$).

Учет взаимодействия электронов с магнитным полем добавляет к (1) слагаемое $\sqrt{2}h[\sigma_1(0) + \sigma_2(0)]$, что в свою очередь эквивалентно добавлению к (2) члена $h\sum_{n,p} a_n^+(p)a_n(p)$, приводящего к перенормировке химического потенциала системы БФ: $\mu(h) = -h$. При всех $h < \Delta$ μ лежит внутри запрещенной полосы, и основное состояние системы БФ является диэлектрическим. При $h > \Delta$ μ проникает в нижнюю зону $E_-(p)$, и система становится металлической.

Переход "диэлектрик – металл" в системе БФ означает фазовый переход по магнитному полю в основном состоянии исходной электронной системы, причем критическое поле $h_c = \Delta$. В области $h < \Delta$ все свойства электронной системы при $T = 0$ оказываются такими же, как и в отсутствие поля: в спектре спиновых возбуждений сохраняется щель 2Δ, а намагниченность и магнитная восприимчивость равны нулю. При $h > \Delta$ длинноволновая часть этого спектра, отвечающая интервалу импульсов $|k| < 2k_0$, где $k_0 = v^{-1}\sqrt{h^2 - \Delta^2}$, становится бесщелевой. В результате возникает магнитный момент, пропорциональный числу свободных состояний в нижней зоне спектра БФ. При $T = 0$ получаем:

$$M = \mu_B \int_{-k_0}^{k_0} \frac{dp}{2\pi} = \frac{\mu_B}{\pi v}\sqrt{h^2 - \Delta^2}. \qquad (3)$$

Восприимчивость равна

$$\chi = \mu_B \frac{\partial M}{\partial h} = \frac{\mu_B^2}{\pi v}\,\frac{h}{\sqrt{h^2 - \Delta^2}} \qquad (4)$$

и расходится при $h \to \Delta + 0$. В сильных полях ($h >> \Delta$) поведение M и χ соответствует обычному парамагнетизму Паули. В этом пределе σ-возбуждения описываются моделью Томонага–Латтинджера с линейным спектром, что эквивалентно ограничению первыми двумя членами в (1).

При конечных температурах переход при $h = \Delta$ размывается, термодинамические величины не имеют особенностей, но обнаруживают аномальное поведение в области $|h - \Delta| << T << \Delta$: $M \sim \sqrt{T\Delta}$, $\chi \sim \sqrt{\Delta/T}$ (при $T << \Delta - h$ $(h < \Delta)$ M и χ экспоненциально малы). Отметим, что в этой области температурная зависимость теплоемкости системы должна заметно отклоняться от линейного закона, поскольку ее спиновая часть $c_\sigma \sim \sqrt{T\Delta}$ превышает вклад возбуждений плотности $c_\rho \sim T$.

При $h = \Delta$ должен меняться закон убывания корреляций трех величин, возбуждение которых в отсутствие магнитного поля связано с затратой пороговой энергии 2Δ. Это прежде всего относится к корреляциям намагниченности, которые сводятся к корреляциям флуктуаций плотности в системе БФ. При $h < \Delta$ имеем экспоненциальный закон

$$< \Delta M(x)\Delta M(0) > = -(\mu_B^2 \Delta/2\pi|x| \exp(-2\Delta|x|/v), \qquad (5)$$

а при $h > \Delta$- степенной:

$$< \Delta M(x)\Delta M(0) > = -\frac{\mu_B^2}{2\pi^2 x^2} \sin^2 k_o x \quad \text{при } h - \Delta << \Delta \text{ и } |x| >> v/\Delta, \qquad (6)$$

$$< \Delta M(x)\Delta M(0) > = -\frac{\mu_B^2}{2\pi^2 x^2} \quad \text{при } h >> \Delta. \qquad (7)$$

Аналогичная ситуация имеет место и в отношении триплетных сверхпроводящих (TS) и антиферромагнитных (SDW) корреляций. При $U_{||} = -6\pi v_F/5$ вклад σ-степеней свободы в соответствующие корреляторы $K_{TS}(x)$ и $K_{SDW}(x)$ определяется средним [8] $K_\sigma^-(x) = < \psi_1^+(x)\psi_2^+(x)\psi_2(0)\psi_1(0) >$, описывающим парные корреляции в системе БФ. При $h < \Delta$ наличие щели в спектре однофермионных возбуждений гамильтониана (2) приводит к экспоненциальному закону [8] $K_\sigma^-(x) \sim x^{-2}\exp(-2|x|\Delta/v)$, который при $h > \Delta$ сменяется степенным:

$$K_\sigma^-(x) \sim (v^2/\Delta^2 x^4)(k_o^2 x^2 - \sin^2 k_o x) \quad \text{при } h - \Delta << \Delta \text{ и } |x| >> v/\Delta, \qquad (8)$$

$$K_\sigma^-(x) \sim x^{-2}\sin^2(hx/v) \quad \text{при } h >> \Delta. \qquad (9)$$

Отметим, что описанный выше фазовый переход по магнитному полю не является спецификой выбранной нами модели [5] или ее точного решения для частного значения $U_{||} = -6\pi v_F/5$, а является следствием существования щели в спектре спиновых возбуждений одномерной системы, возникающей в случае притяжения между частицами на малых расстояниях. На это, в частности указывает работа [9], в которой с помощью численного решения уравнений Либа и Ву [2] строилась кривая намагниченности для одномерной модели Хаббарда с наполовину заполненной зоной в магнитном поле для различных по величине и знаку значений константы связи.

Авторы выражают глубокую благодарность П.Б.Вигману, Г.Е.Гургенишвили, А.И.Ларкину, В.Л.Покровскому, А.М.Финкельштейну и Г.А.Харадзе за обсуждения работы и ценные замечания.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
11 февраля 1978 г.

Литература

[1] Г.Е.Гургенишвили, А.А.Нерсесян, Л.А.Чобанян. ЖЭТФ, 72, 279, 1977.

[2] E.H.Lieb, F.Y.Wu. Phys. Rev. Lett., 20, 1445, 1968.

[3] А.А.Овчинников. ЖЭТФ, 57, 2137, 1969.

[4] A.I.Larkin. J.Sak. Phys. Rev. Lett., 39, 1025, 1977.
[5] A.Luther, V.J.Emery. Phys. Rev. Lett., 33, 589, 1974.
[6] A.Luther, I.Peschel. Phys. Rev. B9, 2911, 1974.
[7] D.C.Mattis, E.H.Lieb. J.Math. Phys., 6, 304, 1965.
[8] P.A.Lee. Phys. Rev. Lett., 34, 1247, 1975.
[9] M.Takahashi.Prog. Theor. Phys., 42, 1098, 1969.