Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 11, стр. 1179 - 1182 10 декабря 1990 г.

АНОМАЛИИ КВАНТОВОГО СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ МАГНЕТИКА С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ КВАЗИЧАСТИЦ

В.В.Вальков, Т.А.Валькова

В нелинейной теории показано, что для сильно анизотропного ферромагнетика, когда имеется значительное количество взаимодействующих квазичастиц, квантовый спектр возбуждений становится аналогичным спектру возбуждений квантовой бозе-жидкости.

В последнее время активно исследуются характер основного состояния и спектр возбуждений магнитной подсистемы высокотемпературных сверхпроводников. В части работ этого направления высказывается мысль о возможности реализации состояния типа спиновой жидкости [1−3]. При этом существенную роль играют: двумерность системы, антиферромагнитный характер взаимодействия, наличие фрустрированных связей и низкая величина спина $S = 1/2$. Эти факторы, действуя одновременно, приводят к сильно развитым нулевым квантовым колебаниям (НКК), что не позволяет ограничиться гармоническим приближением. Поскольку в нелинейной теории принципиальное значение приобретает вопрос о роли НКК, то естественно исследовать эту проблему прежде всего на модели, поддающейся расчету с контролируемой точностью.

В работе на примере нелинейной теории легкоплоскостного ферромагнетика с $S = 1/2$ (нетривиальный пример системы с НКК) продемонстрировано возникновение аномалий в спектре возбуждений при возрастании интенсивности НКК. При этом существенную роль сыграло принятие во внимание не только динамического взаимодействия бозевских квазичастиц, но и кинематического взаимодействия, обусловленного конечностью числа физических состояний. С этой целью применен формализм индефинитной метрики и предложен удобный в практической работе вид метрического оператора. Показано, что наличие в системе НКК приводит к степенной $\sim (\xi/I)^2$, где ξ - корреляционная длина, I - обменный интеграл, а не экспоненциальной $\sim \exp(-T_c/T)$, как считалось ранее, малости вклада от нефизических состояний.

Гамильтониан легкоплоскостного $(I_o^{\perp} > I_0^{||} > 0)$ ферромагнетика запишем в виде

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{fg}\{I_{fg}^{||}S_f^z S_g^z + I_{fg}^{\perp}(S_f^x S_g^x + S_f^y S_g^y)\} - H\sum_f S_f^x. \tag{1}$$

Для перехода к бозевскому способу описания применяется формализм Дайсона - Малеева (Д-М), в сочетании с процедурой введения индефинитной метрики [4]. Можно показать, что точный бозевский аналог гамильтониана (1) определяется выражением:

$$\mathcal{H}_Б = F^{\otimes}\mathcal{H}_{D-M}, \tag{2}$$

где $\mathcal{H}_{D-M}$ - гамильтониан (1) в представлении Д-М, а $F^{\otimes}$ - метрический оператор. В случае $S = 1/2$ его удобно искать в виде

$$F^{\otimes} = \Pi_f^{\otimes} F_f, \quad F_f = 1 + \sum_{n=2}^{\infty} A_n (a_f^{+})^n a_f^n. \tag{3}$$

Коэффициенты A_n удовлетворяют системе уравнений:

$$1 + \sum_{m=2}^{n}[n(n-1)(n-2)...(n-m+1)]A_m = 0; \quad n = 2, \ 3, ..., \tag{4}$$

которая легко решается: $A_2 = -\frac{1}{2}$, $A_3 = \frac{1}{3}$, $A_4 = -\frac{1}{8}$, $A_5 = \frac{1}{30}$,... Подчеркнем, что учет метрического оператора в (2) приводит к восстановлению эрмитовости бозевского аналога гамильтониана

$$\mathcal{H}_Б = E_0 + \mathcal{H}_{(2)} + \mathcal{H}_{(4)} + \mathcal{H}_{(6)} + ..., \quad (\mathcal{H}_{(n)})^{+} = \mathcal{H}_{(n)}, \tag{5}$$

тогда как $\mathcal{H}_{D-M}$ не является эрмитовым. Следует также отметить, что от оператора $F^{\otimes}$ в $\mathcal{H}_{(4)}$ и особенно в $\mathcal{H}_{(6)}$ появляется значительное количество дополнительных слагаемых, влияющих на свойства рассматриваемого магнетика. После перехода к импульсному пространству и применения $u - v$–преобразования $a_{\vec{p}} = u_{\vec{p}}\alpha_{\vec{p}} + v_{\vec{p}}\alpha^{+}_{-\vec{p}}$ с последующим приведением операторных выражений (5) к нормальной по $\alpha^{+}_{\vec{p}}$ и $\alpha_{\vec{q}}$ структуре [5], получаем систему интегральных уравнений для определения $u_{\vec{p}}$, $v_{\vec{p}}$:

$$A_{\vec{p}}\mathrm{sh}2\varphi_{\vec{p}} - B_{\vec{p}}\mathrm{ch}2\varphi_{\vec{p}} = 0, \quad u_{\vec{p}} = \mathrm{ch}\varphi_{\vec{p}}, \quad v_{\vec{p}} = \mathrm{sh}\varphi_{\vec{p}},$$

$$A_{\vec p}=\epsilon_{\vec p}+\frac{2}{N}\sum_{\vec q}(\xi_{\vec p}+2\xi_{\vec q})u_{\vec q}v_{\vec q}\ +$$

$$+\frac{4}{N}\sum_{\vec q}\Gamma_0(\vec q\vec p;\vec q\vec p)v_{\vec q}^2+\frac{2}{N}\sum_{\vec k\vec q}\{\Gamma_0(\vec q,-\vec q,\vec p;\vec p,\vec k,-\vec k)\}_{\text{симм}}u_{\vec q}v_{\vec q}u_{\vec k}v_{\vec k}, \qquad (6)$$

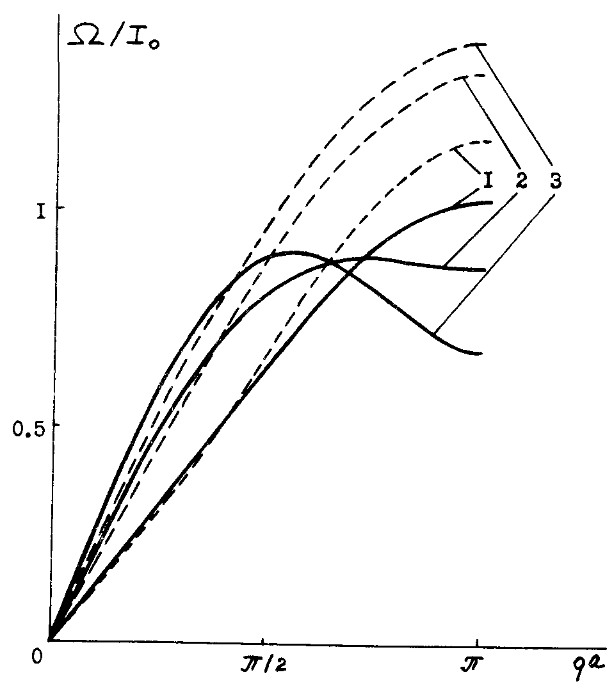
$$B_{\vec p}=\xi_{\vec p}-\frac{2}{N}\sum_{\vec q}\Gamma_0(\vec q,-\vec q;\vec p,-\vec p)u_{\vec q}v_{\vec q}.$$

Эта система записана с точностью до членов $\sim(\xi_0/I_0)^2$, где $\xi_{\vec p}=(I_{\vec p}^{||}-I_{\vec p}^{\perp})/4$, $I_{\vec p}=(I_{\vec p}^{||}+I_{\vec p}^{\perp})/2$. Через Γ_0 обозначены затравочные амплитуды рассеяния с участием четырех и шести бозонов. Спектр возбуждений определяется формулой $\Omega_{\vec p}=\{A_{\vec p}^2-B_{\vec p}^2\}^{1/2}$. В линейном по ξ приближении, когда $B_{\vec p}=\xi_{\vec p}$, $A_{\vec p}=\epsilon_{\vec p}=H-\xi_0+(I_0-I_{\vec p})/2$ получаем обычный результат линейной теории: $\omega_{\vec p}=[(H-\xi_0+I_0-I_{\vec q})^2-\xi_{\vec q}^2]^{1/2}$. Однако в этом случае не принимаются во внимание НКК. Их влияние будет учтено, если систему (6) решить с квадратичной по ξ точностью. Тогда в приближении ближайших соседей для простой кубической решетки получаем:

$$\Omega_{\vec q}=\left\{\Delta^2+[H-\xi_0+2(w-1)\left(\frac{\xi}{I}\right)^2 I_0](I_0-I_{\vec q})+\right.$$

$$\left.+c(\xi,H)(I_0-I_{\vec q})^2-\frac{w-1}{2}\left(\frac{\xi}{I}\right)^2\frac{I_{\vec q}(I_0-I_{\vec q})^2}{\omega_{\vec q}}\right\}^{1/2}, \qquad (7)$$

где щель $\Delta=\{H[H-2\xi_0+4(w-1)\xi_0^2/I_0]\}^{1/2}$ в соответствие с теоремой Голдстоуна стремится к нулю при $H\to 0$. w - интеграл Ватсона. Отметим, что последнее слагаемое в подкоренном выражении (7) обусловлено учетом метрического оператора. Это означает, что наличие НКК приводит к конечному вкладу от нефизических состояний даже при $T=0$.



На рисунке показан спектр возбуждений легкоплоскостного ферромагнетика с $S=1/2$ в нулевом магнитном поле при учете НКК (сплошные линии) и в гармоническом приближении (пунктирные линии) для трех значений параметра анизотропии $|\xi|/I$: 1) - 0,2; 2) - 0,4; 3) - 0,5. Вектор $\vec{q}$ выбран вдоль направления [111]. Видно, что при учете НКК возрастание анизотропии приводит к качественному изменению дисперсионной кривой (сравните сплошные линии *1* и *3*), тогда как в гармоническом приближении такие изменения отсутствуют (качественно пунктирные линии *1* и *3* не отличаются). Поскольку при $q \sim 1/a$ взаимодействие магнонов носит характер притяжения, то учет его приводит к понижению энергии возбуждения. Наоборот, при $qa \ll 1$, где взаимодействие имеет характер отталкивания, учет НКК так перенормирует спектр, что $\Omega_{\vec{q}} > \omega_{\vec{q}}$ [6]. Отметим, что при больших $|\xi|/I$ когда НКК развиты достаточно сильно, и имеется значительное количество затравочных взаимодействующих квазичастиц, спектр $\Omega_{\vec{q}}$ качественно совпадает со спектром возбуждений квантовой бозе-жидкости. В частности, на границе зоны Бриллюэна вид $\Omega_{\vec{q}}$ (см. сплошную линию *3*) позволяет говорить о возникновении новых квазичастиц.

Литература

1. *Anderson P.W.* Science, 1987, 235, 1196.
2. *Wen X.G. et al.* Phys. Rev. B, 1989, 39, 11413.
3. *Барабанов А.Ф., Старых О.А.* Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 271.
4. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.П.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967, 358с.
5. *Обухов С.П.* ФТТ, 1976, 18, 1098.
6. *Каганов М.И., Чубуков А.В.* ЖЭТФ, 1986, 90, 724.

Институт физики им.Л.В.Киренского
Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 августа 1990 г.