ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 8032

Н.М.Плакида, П.Р.Русек

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8032

Н.М.Плакида, П.Р.Русек

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

Направлено в ***Physics Letters***

Намагниченность ферромагнетика в модели Гейзенберга со спином $S=1/2$ обычно определяется из соотношения:

$$\sigma = \langle S_i^z \rangle = \frac{1}{2} - \langle S_i^- S_i^+ \rangle , \qquad /1/$$

где корреляционная функция спинов находится по соответствующей функции Грина [1]:

$$\langle S_i^- S_j^+ \rangle = \frac{1}{N} \sum_k e^{i\vec{k}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, n(\omega) [- \frac{1}{\pi} \mathrm{Im}\, G_k(\omega + i\epsilon)], \qquad /2/$$

приняты обычные обозначения [1], $n(\omega) = (e^{\omega/kT} - 1)^{-1}$. Однако при вычислении функции Грина $G_k(\omega) = \langle\langle S_k^+ | S_k^- \rangle\rangle_\omega$ в различных приближениях первого порядка, когда спектральная интенсивность имеет вид δ -функции:

$$g_k(\omega) = - \frac{1}{2\pi\sigma} \mathrm{Im}\, G_k(\omega + i\omega) \simeq \simeq g_k^{(1)}(\omega) = \delta(\omega - \epsilon_k) , \qquad /3/$$

в низкотемпературном разложении для намагниченности появляется нефизический член $\sim T^3$, который удается исключить только при учете членов второго порядка /см. обзор [2] /.

В настоящей работе мы покажем, что точное представление для функции Грина в виде:

$$G_k(\omega) = 2\sigma \{ \omega - E_k - M_k(\omega) \}^{-1}, \qquad /4/$$

полученное в работе [3] одним из авторов, автоматически приводит к правильному низкотемпературному разложению для намагниченности, согласующемуся с результатами Дайсона [4] и не содержащему члена T^3.

Метод неприводимых спиновых функций Грина в [3] позволяет представить спектр первого порядка E_k в виде:

$$E_k = \sigma (J_0 - J_k) + \frac{1}{2\sigma N} \sum_q (J_q - J_{k-q})(K_q^{-+} + 2K_q^{zz}), \qquad /5/$$

где J_q, K_q^{-+}, K_q^{zz} - фурье-компонента обменного взаимодействия $I_{ij} = I(r_i - r_j)$ и корреляционных функций $K_{ij}^{-+} = \langle S_i^- S_j^+ \rangle$, и $K_{ij}^{zz} = \langle (S_i^z - \sigma)(S_j^z - \sigma) \rangle$. Точное представление для массового оператора в /4/, согласно /3/, имеет вид:

$$M_k(\omega) = \frac{1}{2\sigma N} \sum_{ijlm} e^{ik(r_i - r_m)} I_{ij} I_{lm} \langle\langle B_{ij} | B_{lm}^+ \rangle\rangle_\omega^{ir}, \quad /6/$$

$B_{ij} = (S_i^+ S_j^z - S_j^+ S_i^z)$ и индекс (ir) означает неприводимую часть функции Грина /не содержащую диаграмм среднего поля/. Пользуясь для спина $S = 1/2$ представлением $S_i^z = 1/2 - S_i^- S_i^+$ в операторе B_{ij}, вычислим функцию Грина в /6/ в низшем порядке по взаимодействию, проводя все возможные спаривания разновременных операторов для соответствующей временной корреляционной функции 6 спинов, например:

$$\langle S_m^-(t) S_m^+(t) S_l^-(t) S_i^+ S_j^- S_j^+ \rangle^{ir} \simeq$$
$$\simeq K_{mj}^{+-}(t)\{K_{mi}^{-+}(t) K_{lj}^{-+}(t) + K_{mj}^{-+}(t) K_{li}^{-+}(t)\}. \quad /7/$$

Вычисляя корреляционные функции в /7/ аналогично /2/ в полюсном приближении /3/, для массового оператора /6/ получаем представление:

$$M_k(\omega) = \frac{2\sigma^2}{N^2} \sum_{pq} \frac{V_{kqp}^2}{\omega - \omega_{kqp}} N_{kqp}, \quad /8/$$

где

$$V_{kqp} = (J_{k-q} + J_{k-p} - J_q - J_p), \quad \omega_{kqp} = \epsilon_p + \epsilon_q -$$
$$- \epsilon_{p+q-k}, \; N_{kqp} = n_p n_q (1 + n_{p+q-k}) [n(\omega_{kqp})]^{-1}, \; n_p = n(\epsilon_p),$$

которое согласуется с известными результатами для четырехмагнитного неупругого рассеяния /2,5/.

При вычислении намагниченности /1/, согласно /2/, представим спектральную интенсивность /3/ для функции Грина /4/ в виде:

$$g_k(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_k(\omega)}{(\omega - \epsilon_k)^2 + \Gamma_k^2(\omega)} \simeq (1 - a_k)\delta(\omega - \epsilon_k) + \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_k(\omega)}{(\omega - \epsilon_k)^2}, \quad /9/$$

здесь

$$\epsilon_k = E_k + \mathrm{Re} M_k(\epsilon_k), \quad \Gamma_k(\omega) = -\mathrm{Im} M_k(\omega + i\delta).$$

Весовой множитель $(1 - a_k)_\infty$ при δ-функции определяется из условий нормировки $\int_{-\infty} d\omega\, g_k(\omega) = 1$. Интегрируя по частоте в /2/ с распределениями /9/, /8/, для намагниченности /1/ получаем:

$$\frac{1}{2\sigma} = 1 + \frac{2}{N} \sum_k n(\epsilon_k) + \frac{2\sigma^2}{N^3} \sum_{kqp} \frac{V_{kqp}^2 N_{kqp}}{(\omega_{kqp} - \epsilon_k)^2} [n(\omega_{kqp}) - n(\epsilon_k)]. \quad /10/$$

В низкотемпературном пределе последний член легко вычисляется /2/, и намагниченность принимает вид:

$$\sigma = \frac{1}{2}[1 + 2P + 4P^2(1 + P)]^{-1} \simeq \frac{1}{2} - P + O(P^3), \quad /11/$$

где, учитывая вид спектра /5/, /8/, для модели простой кубической решетки с взаимодействием ближайших соседей получаем /для нулевого магнитного поля/:

$$P = \frac{1}{N} \sum_k n(\epsilon_k) \simeq \zeta(\tfrac{3}{2})\tau^{3/2} + \frac{3\pi}{4} \zeta(\tfrac{5}{2})\tau^{5/2} + \frac{33}{32}\pi^2 \zeta(\tfrac{7}{2})\tau^{7/2} +$$
$$+ 3\pi Q' \zeta(\tfrac{3}{2}) \zeta(\tfrac{5}{2}) \tau^4 + O(\tau^{9/2}), \quad /12/$$

где $\tau = (kT/2\pi J_0)$ и $Q' = 1{,}5$ /более строгий расчет Дайсона /4/ дает $Q' = 1{,}67$, см. также /2/ /. Подчеркнем, что исключение члена $P^2 \sim T^3$ в /11/ возможно только при учете конечной ширины $\Gamma_k(\omega)$ в распределении /9/.

Авторы благодарны Г.Конвенту, Ю.А.Церковникову и Ю.Г.Рудому за обсуждения, а также Е.Пшиставе, директору XI Зимней школы по теоретической физике в Карпаче, где была выполнена часть работы, - за гостеприимство.

Литература

1. *Н.Н.Боголюбов, С.В.Тябликов. Докол. АН СССР, 1, 53, 1959; С.В.Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма, М., Наука, 1965 г.*
2. *Ю.Г.Рудой, Ю.А.Церковников. ТМФ, 14, 1О2, 15, 388, 1971.*
3. *N.M.Plakida. Phys.Lett., 43A, 481 (1973).*
4. *F.J.Dyson. Phys.Rev., 102, 1217, 1230, (1956).*
5. *В.Г.Вакс, А.И.Ларкин, С.А.Пикин. ЖЭТФ, 53, 281, 1О89, 1967.*

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1974 года.