Список литературы

[1] Клокишнер С. И., Цукерблат Б. С. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 1. С. 25—28.
[2] Клокишнер С. И., Цукерблат Б. С. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2679—2686.
[3] Klokishner S. I., Tsukerblat B. S. // Chem. Phys. 1988. V. 125. N 1. P. 11—19.
[4] Metzger R. M., Heimer N. E., Kuo C. S., Williamson R. E., Boo W. O. // J. Inorg. Chem. 1983. V. 22. N 7. P. 1060—1064.
[5] Белинский М. И., Цукерблат Б. С., Боцан И. Г., Белинская И. С. // ТЭХ. 1987. Т. 23. № 2. С. 148—157.

Кишиневский государственный университет
им. В. И. Ленина
Кишинев

Поступило в Редакцию
5 мая 1989 г.
В окончательной редакции
2 августа 1989 г.

УДК 538.22

Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОПОДРЕШЕТОЧНОЙ СПИНОВОЙ ЦЕПОЧКИ

А. А. Звягин

В последнее время вырос интерес к многоподрешеточным спиновым системам, особенно низкоразмерным. Теоретически поведение этих магнетиков описывают в приближениях либо молекулярного поля [1], либо малых колебаний относительно классического положения равновесия [2]. Представляет, однако, интерес теоретическое описание таких многоподрешеточных магнетиков, не использующее приближений.

В настоящей работе точно квантово-механически изучены статические свойства M-подрешеточной $X—Y$ спиновой ($s=1/2$) цепочки. Гамильтониан рассматриваемой системы спинов имеет вид

$$H=\sum_n\Bigg\{2\sum_{m=1}^{M-1}\left[J_m\left(s^x_{n,m}s^x_{n,m+1}+s^y_{n,m}s^y_{n,m+1}\right)\right]+$$
$$+2J_M\left(s^x_{n,M}s^x_{n+1,1}+s^y_{n,M}s^y_{n+1,1}\right)-\mu h\sum_{m=1}^{M}s^z_{n,m}\Bigg\}, \qquad (1)$$

где J_m ($m=1, \ldots M$) — константы взаимодействия спинов, $s^{x,y,z}_{n,m}$ — операторы проекций спина в n-й ячейке, принадлежащего m-й подрешетке, h — магнитное поле, μ — магнетон. В этой модели подрешетки различаются вследствие разных величин констант взаимодействия между спинами, принадлежащими разным подрешеткам. Перейдем от спиновых операторов к фермиевским с помощью преобразования

$$s^+_{n,1}=\prod_{l<n}\prod_{i=1}^{M}\sigma_{l,i}a_{n,1},\quad s^+_{n,j}=\prod_{l<n}\prod_{i=1}^{M}\sigma_{l,i}\sigma_{n,1}\ldots\sigma_{n,j-1}a_{n,j},$$
$$j=1,\ 2,\ \ldots M;\quad \sigma_{n,k}2s^z_{n,k}=1-2a^+_{n,k}a_{n,k};\quad s^-_{n,k}=\left(s^+_{n,k}\right)^+;\quad k=1,\ 2,\ \ldots M. \qquad (2)$$

Переходя в гамильтониане (1) к Фурье-компонентам этих фермионов, имеем

$$H=(NM\mu h/2)-\sum_k\Bigg\{\sum_{m=1}^{M-1}\left[\mu h a^+_{k,m}a_{k,m}+J_m\left(a^+_{k,m}a_{k,m+1}+\text{э. с.}\right)+\right.$$
$$\left.+J_M\left(a^+_{k,M}a_{k,1}\exp(ik)+\text{э. с.}\right)\right]+\mu h a^+_{k,M}a_{k,M}\Bigg\}. \qquad (3)$$

Отметим, что с помощью преобразований (2) удается точно свести гамильтониан сложной спиновой системы к гамильтониану — квадратичной форме от Ферми-операторов. Эту квадратичную форму легко привести к диагональному виду с помощью унитарного преобразования. Для случая, например, $M=4$, диагонализуя гамильтониан (3), имеем

$$H=\sum_{k}\sum_{m=1}^{4}\varepsilon_{k,m}\left(b_{k,m}^{+}b_{k,m}-1/2\right),\quad \varepsilon_{k,m}=\mu h\pm\{A\pm[A^2-(J_1J_3)^2-$$
$$-(J_2J_4)^2+2J_1J_2J_3J_4\cos(k)]\},\quad A=(1/2)\left[J_1^2+J_2^2+J_3^2+J_4^2\right]. \qquad (4)$$

Получив выражение (4), просто построить свободную энергию системы. Наиболее интересным представляется поведение рассматриваемой системы в основном состоянии. Из вида законов дисперсии понятно, что основное состояние соответствует полному заполнению «моря Дирака» — числа заполнения тех фермионов, энергии которых положительны, равны 0, а тех, у которых энергии отрицательны, — 1. Имеют место четыре критических значения магнитного поля, в которых магнитная восприимчивость системы спинов имеет корневые особенности при нулевой температуре, т. е. в этих точках происходят фазовые переходы второго рода по полю

$$\mu h_{c1,2}=\left[A+(1/2)\left[(J_1+J_3)^2+(J_2\pm J_4)^2\right]^{1/2}\left[(J_1-J_3)^2+(J_2\mp J_4)^2\right]^{1/2}\right]^{1/2},$$
$$\mu h_{c3,4}=\left[A-(1/2)\left[(J_1+J_3)^2+(J_2\pm J_4)^2\right]^{1/2}\left[(J_1-J_3)^2+(J_2\mp J_4)^2\right]^{1/2}\right]^{1/2}.$$

В зависимости от того, в какой интервал попадет величина магнитного поля h, основное состояние системы оказывается различным,

$$E_0=-2\mu hN+\sum_{k=0}^{k_{cr}^1}\varepsilon_{k,3}+\sum_{k=0}^{k_{cr}^2}\varepsilon_{k,4}. \qquad (5)$$

Пусть $J_1J_2J_3J_4>0$, тогда

$$0\leqslant h\leqslant h_{c,4},\quad k_{cr}^1=k_{cr}^2=\pi;\quad h_{c,4}\leqslant h\leqslant h_{c,3},\quad k_{cr}^1=\pi,\quad k_{cr}^2=a_2;\quad h_{c,3}\leqslant h\leqslant h_{c,1},$$
$$k_{cr}^1=a_1,\quad k_{cr}^2=a_2;\quad h_{c,1}\leqslant h\leqslant h_{c,2},\quad k_{cr}^1=a_1,\quad k_{cr}^2=0;\quad h\geqslant h_{c,2},\quad k_{cr}^1=k_{cr}^2=0,$$
$$\cos a_{1,2}=(2J_1J_2J_3J_4)^{-1}\left[(J_1J_3)^2+(J_2J_4)^2-(\mu h)^2A\pm(\mu h)^4\right]. \qquad (6)$$

Если $J_1J_2J_3J_4>0$, тогда при $h<h_{c4}$ основное состояние системы антиферромагнитное, проекция полного момента системы на выделенную ось равна 0; при $h>h_{c2}$ система в спин-флип состоянии, проекция полного момента спиновой системы номинальна.

Включение отличной от 0 температуры, как обычно в одномерных системах, приводит к тому, что фазовые переходы по полю размываются.

Список литературы

[1] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. // Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука. 1985. 296 с.

[2] Звягин А. И., Кобец М. И., Криворучко В. Н., Степанов А. А., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6. С. 2298—2317.

Физико-технический институт низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию 2 августа 1989 г.