УДК 538.22

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

КВАНТОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ДИМЕРИЗОВАННОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ С ДВУХОСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

А. А. Звягин, В. М. Цукерник

Полевая зависимость намагниченности и магнитной восприимчивости спиновых систем определяется характером магнитной анизотропии. В низкоразмерных магнетиках различие в полевой зависимости при разной анизотропии проявляется наиболее существенно благодаря сингулярностям в плотности состояний спиновых возбуждений.[1] Среди низкоразмерных магнитных соединений существуют системы с предельно сильной легкоплоскостной анизотропией ($X-Y$ системы) [2, 3]. В $X-Y$ цепочке с одноосной анизотропией при нулевой температуре магнитная восприимчивость имеет корневую особенность по полю [4]. Двухподрешеточная система с такой анизотропией имеет корневые особенности при двух значениях поля [5]. Наличие анизотропии в базисной плоскости в одноподрешеточной цепочке приводит к тому, что особенность становится логарифмической [6].

В настоящей работе найден спектр димеризованной $X-Y$ системы с двухосной анизотропией ($s=1/2$) и показано, что в зависимости от соотношений между обменными константами возможно существование корневых особенностей (даже с анизотропией в базисной плоскости), логарифмических и, наконец, вообще отсутствие особенностей. Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$\mathscr{H}=-\sum_{n}\{\mathscr{J}_{1x}s^x_{n1}s^x_{n2}+\mathscr{J}_{1y}s^y_{n1}s^y_{n2}+\mathscr{J}_{2x}s^x_{n2}s^x_{n+1,\,1}+\mathscr{J}_{2y}s^y_{n2}s^y_{n+1,\,1}+$$
$$+2H\left(s^z_{n1}\mu_1+s^z_{n2}\mu_2\right)\},\qquad(1)$$

где $\mathscr{J}_{1,\,2x,\,y}$ — обменные константы; $s^{x,y,z}_{n1,2}$ — операторы проекций спинов в n-й ячейке (1 и 2 относятся к первой и второй подрешеткам); H — постоянное магнитное поле; μ_1, μ_2 (пусть $\mu_1\geqslant\mu_2>0$) — магнетоны подрешеток. Переходя с помощью преобразования типа Вигнера [5] к Ферми-операторам и диагонализуя полученный квадратичный по Ферми-операторам гамильтониан, находим

$$\mathscr{H}=\sum_{kj}\varepsilon_{kj}\left(b^+_{kj}b_{kj}-1/2\right)(j=1,\,2);\ \{b_{k,\,j},\,b^+_{\varkappa,\,i}\}_+=\delta_{k,\,\varkappa}\delta_{j,\,i},\ \{b_{k,\,j},\,b_{\varkappa,\,i}\}_+=0,\qquad(2)$$

где

$$\varepsilon^2_{k1,\,2}=|\mathscr{J}_+|^2+|\mathscr{J}_-|^2+\frac{H_1^2+H_2^2}{2}\pm[(\mathscr{J}_+\mathscr{J}_-^*+\mathscr{J}_-\mathscr{J}_+^*)^2+\left(\frac{H_1^2-H_2^2}{2}\right)^2+$$
$$+|\mathscr{J}_+|^2(H_1+H_2)^2+|\mathscr{J}_-|^2(H_1-H_2)^2]^{1/2},\qquad(3)$$

$$H_{1,\,2}=2\mu_{1,\,2}H,\ \mathscr{J}_\pm=\frac{1}{4}[(\mathscr{J}_{1x}\pm\mathscr{J}_{1y})\pm(\mathscr{J}_{2x}\pm\mathscr{J}_{2y})e^{-ik}].\qquad(4)$$

Для обеих ветвей выбираем положительные значения, так что основное состояние соответствует нулевым числам заполнения элементарных возбуждений. Легко убедиться, что в соответствующих предельных случаях гамильтониан (2) и спектр (3) переходят в гамильтониан и спектр изотропной диамеризованной системы ($\mathscr{J}_{jx}=\mathscr{J}_{jy}$, $j=1,2$) и анизотропной $X-Y$ цепочки ($\mathscr{J}_{\alpha1}=\mathscr{J}_{\alpha2}$, $\alpha=x,\,y$, $\mu_1=\mu_2$) [5, 6].

Система с гамильтонианом (2) обладает рядом особенностей, которые отсутствуют в указанных предельных случаях. Эти особенности следуют

[1] Низкоразмерными магнетиками являются трехмерные кристаллы, у которых спин-спиновое взаимодействие вдоль одних кристаллографических осей значительно больше, чем вдоль других осей. В некоторых кристаллах отношение обменных констант достигает 10^3 [1].

из закона дисперсии (3) возбуждений (магнонов). Зависимость (3) для $\varepsilon_{k1,\,2}$ является следствием квантовой природы спина и не может быть получена при полуклассическом описании системы с гамильтонианом (1) квантованием малых колебаний около классического положения равновесия. Энергия ε_{k1} отлична от нуля при всех значениях k и H. Для того чтобы $\varepsilon_{k2}=0$, необходимо одновременное выполнение равенств

$$\alpha = 4\mu_1\mu_2 H^2 - \frac{1}{4}\left[\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{1y} + \mathcal{J}_{2x}\mathcal{J}_{2y} + (\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{2x} + \mathcal{J}_{1y}\mathcal{J}_{2y})\cos k\right] = 0,$$

$$\beta \equiv -\frac{i}{4}\sin k\,(\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{2x} - \mathcal{J}_{1y}\mathcal{J}_{2y}) = 0. \tag{5}$$

При $\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{2x}=\mathcal{J}_{1y}\mathcal{J}_{2y}$, если $\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{1y}>0$, то при $H=[(\mathcal{J}^2_{1y}+\mathcal{J}^2_{2x}+2\mathcal{J}_{1y}\mathcal{J}_{2x}\cos k)\mathcal{J}_{1x}]^{1/2}[16\mu_1\mu_2\mathcal{J}_{1y}]^{-1/2}$ щель обращается в нуль (а). При $\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{2x}\neq\mathcal{J}_{1y}\mathcal{J}_{2y}$, $\beta=0$ при $k=0$, π (б). Если $(\mathcal{J}_{1x}+\mathcal{J}_{2y})(\mathcal{J}_{1y}+\mathcal{J}_{2x})>0$ и $(\mathcal{J}_{1x}-\mathcal{J}_{2y})(\mathcal{J}_{1y}-\mathcal{J}_{2x})>0$, то щель обращается в нуль в точках $H_{\pm}=\sqrt{(\mathcal{J}_{1x}\pm\mathcal{J}_{2y})(\mathcal{J}_{1y}\pm\mathcal{J}_{2x})/16\mu_1\mu_2}$. Если $(\mathcal{J}_{1x}+\mathcal{J}_{2y})(\mathcal{J}_{1y}+\mathcal{J}_{2x})>0$, а $(\mathcal{J}_{1x}-\mathcal{J}_{2y})(\mathcal{J}_{1y}-\mathcal{J}_{2x})<0$ или наоборот, то щель соответственно обращается в нуль только при одном значении поля H_+ или H_-. Если $\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{2x}=\mathcal{J}_{1y}\mathcal{J}_{2y}$ и $\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{1y}<0$ или $\mathcal{J}_{1x}\mathcal{J}_{2x}\neq\mathcal{J}_{1y}\mathcal{J}_{2y}$, $(\mathcal{J}_{1x}+\mathcal{J}_{2y})(\mathcal{J}_{1y}+\mathcal{J}_{2x})<0$ и $(\mathcal{J}_{1x}-\mathcal{J}_{2y})\times(\mathcal{J}_{1y}-\mathcal{J}_{2x})<0$, то щель в нуль не обращается ни при каких значениях поля (в).

При нулевой температуре средние значения z-проекций ячеечных векторов «ферромагнетизма» M^z и «антиферромагнетизма» L^z в пределе $N\gg 1$ (N — число ячеек) равны

$$\begin{Bmatrix} M^z \\ L^z \end{Bmatrix} \equiv \langle S_1^z\rangle \pm \langle S_2^z\rangle = \frac{H_1 \pm H_2}{4\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi}\frac{\pm\alpha+\sqrt{\alpha^2+|\beta|^2}}{\varepsilon_{k1}\varepsilon_{k2}(\varepsilon_{k1}+\varepsilon_{k2})}\,dk, \tag{6}$$

где $\langle S_1^z\rangle$, $\langle S_2^z\rangle$ — средние значения z-проекций ячейных спинов подрешеток. Из выражений (6) видно, что при $H\to\infty$ $\langle S_{1,2}^z\rangle\to 1/2$, а при $H=0$ $\langle S_{1,2}^z\rangle=0$. Величины $\langle S_1^z\rangle$ и $\langle S_2^z\rangle$ как функции постоянного магнитного поля не имеют скачков. При $\mu_1=\mu_2$ $\langle S_1^z\rangle=\langle S_2^z\rangle$, т. е. зависимость этих проекций от величины H становится одинаковой, как и в случае изотропной димеризованной системы спинов [5]. Из (6) видно также, что подынтегральные выражения могут обратиться в нуль только при $\beta=0$, в частности, для изотропной димеризованной цепочки спинов [5].

В случае «а» при $\alpha<0$, т. е. при

$$H<\sqrt{\frac{\mathcal{J}_{1x}}{\mathcal{J}_{1y}}}\,\frac{|\mathcal{J}_{1y}-\mathcal{J}_{2x}|}{4\sqrt{\mu_1\mu_2}},$$

сумма $M^z=0$ аналогично антиферромагнитной фазе изотропной димеризованной системы [5], а при

$$H>\sqrt{\frac{\mathcal{J}_{1x}}{\mathcal{J}_{1y}}}\,\frac{|\mathcal{J}_{1y}+\mathcal{J}_{2x}|}{4\sqrt{\mu_1\mu_2}}$$

разность $L^z=0$ («спин-флип» фаза). В случаях «б» и «в», как видно из формул (6), нет таких значений поля $H\neq 0$, при которых M^z или L^z обращались бы в нуль.

Что касается восприимчивости, то в случае «а» она имеет корневые особенности при тех значениях магнитного поля H, когда щель в спектре обращается в нуль

$$H=\sqrt{\frac{\mathcal{J}_{1x}}{\mathcal{J}_{1y}}}\,\frac{|\mathcal{J}_{1y}\pm\mathcal{J}_{2x}|}{4\sqrt{\mu_1\mu_2}},$$

как для изотропных $X-Y$ систем [4, 5]. В случае «б» особенность при соответствующих значениях поля H_+ или H_- становится логарифмической аналогично анизотропной $X-Y$ цепочке [6]. В случае же «в» восприимчивость не имеет особенностей вовсе, что необычно для спиновых $X-Y$ цепочек и является специфической чертой двухосной димеризованной спиновой цепочки.

Литература

[1] *Steiner M., Villain J., Windsor C. G.* Adv. Phys., 1976, vol. 25, N 2, P. 87—209.
[2] *Harrison J. P., Hessler J. P., Taylor D. R.* Phys. Rev. B., 1976, vol. 14, N 7, p. 2979—2982.
[3] *Carlin R. L.* J. Appl. Phys., 1981, vol. 52, N 3 (11), p. 1993—1997.
[4] *Katsura S.* Phys. Rev., 1962, vol. 127, N 5, p. 1508—1518.
[5] *Конторович В. М., Цукерник В. М.* ЖЭТФ, 1967, т. 53, № 3, с. 1167—1175.
[6] *Пикин С. А., Цукерник В. М.* ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 5, с. 1377—1380.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
5 апреля 1988 г.

УДК 538.945+539.172.3 : 539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 9 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА НА ЯДРАХ Eu-151 В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ $EuBa_2Cu_3O_7$

В. А. Андрианов, О. Л. Анисимова, М. Г. Козин, А. Ю. Пентин, К. В. Мицен, О. М. Иваненко

В работе представлены результаты исследования высокотемпературной сверхпроводящей (СП) керамики $EuBa_2Cu_3O_7$ методом эффекта Мёссбауэра на ядрах ^{151}Eu. Керамика была приготовлена методом порошковой металлургии [1]. Температура СП перехода, определенная по температурной зависимости сопротивления, составляла $T_c=93$ K при ширине перехода ~ 1 K. Мёссбауэровский поглотитель имел толщину по изотопу ^{151}Eu, равную 3.3 мг/см^2. В качестве мёссбауэровского источника использовалось соединение Sm_2O_3, активированное нуклидом ^{151}Sm, при распаде которого образуются ядра ^{151}Eu в метастабильном состоянии $I=7/2^+$. Резонансное γ-излучение с энергией 21.6 кэВ регистрировалось сцинтиллятором NaI(Tl) толщиной 1 мм. Мёссбауэровские измерения были выполнены в температурном диапазоне 10—300 K. Для охлаждения образца использовался проточный гелиевый криостат.

Во всем изученном температурном диапазоне мёссбауэровские спектры имели вид одиночной линии с шириной, близкой к аппаратурной ширине линии, определенной при использовании в качестве поглотителя соединения Eu_2O_3 ($\Gamma_{ап}=2.73$ мм/с). Спектр, полученный при комнатной температуре, изображен на рис. 1. Ширина линии составляет 2.90 (7) мм/с. Отсутствие заметной сверхтонкой структуры обусловлено почти кубическим локальным окружением атомов Eu в исследуемой керамике. С понижением температуры наблюдается слабое увеличение ширины линии (в области гелиевых температур $\Gamma=3.17$ (8) мм/с), что может быть связано с некоторым усилением квадрупольных взаимодействий. Этот факт коррелирует с обнаруженным в [2] увеличением параметра орторомбичности кристаллической решетки при понижении температуры.

Изомерный сдвиг спектра (относительно источника) при комнатной температуре равен —0.10 (2) мм/с; с понижением температуры он монотонно возрастает и при $T=10$ K составляет —0.05 (2) мм/с. Наблюдаемое слабое изменение сдвига объясняется, как и в [3], температурным красным