

творительно согласующиеся с экспериментом [3]. Это подтверждает адекватность расчетной схемы ИВСК для совершенных ионных кристаллов и позволит в дальнейшем использовать метод для изучения влияния поверхностных и точечных дефектов на физические характеристики ГШМ, оксидов и сульфидов ШЗМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-03-5901).

Список литературы

- [1] Литинский А.О., Лебедев Н.Г. ЖФХ 69, 1, 134 (1995).
- [2] Dewar M.J.S., Thiel W. J. Amer. Chem. Soc. 99, 4899 (1977).
- [3] Эварестов Р.А., Котомин Е.А., Ермошкин А.Н. Молекулярные модели точечных дефектов в широкощелевых твердых телах. Рига (1983). 287 с.

Физика твердого тела, том 38, № 3, 1996
Solid State Physics, vol. 38, N 3, 1996

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В СИСТЕМЕ С ЧЕТЫРЕХСПИНОВЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

© Б.В. Федосеев

Красноярский государственный университет,
660036 Красноярск, Россия
(Поступило в Редакцию 13 апреля 1995 г.
В окончательной редакции 9 октября 1995 г.)

Четырехспиновое взаимодействие [1] все чаще привлекается для интерпретации результатов экспериментальных исследований магнетиков. Так, в работах [2-4] объяснение свойств спектра спиновых волн легкоплоскостного антиферромагнетика Vi_2CuO_4 было проведено на основании учета четырехспинового взаимодействия, что позволило описать анизотропию тетрагональной симметрии и появление щели в нижней ветви спектра. В [5] был исследован резонанс в базисной плоскости Vi_2CuO_4 , что дало новые данные для исследования магнитной структуры и магнитных взаимодействий на основе единого спин-волнового подхода. Большой интерес к оксокупратам (Nd_2CuO_4 , Eu_2CuO_4 , ...) и интенсивное исследование их магнитных свойств [6,7] сделали рассмотрение резонанса в подобных системах актуальным.

Гамильтониан системы запишем в следующем виде:

$$H = \sum_{(f,m)} \left\{ J_{f,m}^{\perp} (S_f^x S_m^x + S_f^y S_m^y) + J_{f,m}^{\parallel} S_f^z S_m^z \right\} - \sum_i \left\{ h_x S_i^x + h_y S_i^y \right\} - \frac{1}{4} \sum_{(f,m,f',m')} K_{f,m,f',m'} \left\{ S_f^x S_m^x S_{f'}^x S_{m'}^x + S_f^y S_m^y S_{f'}^y S_{m'}^y \right\}, \quad (1)$$

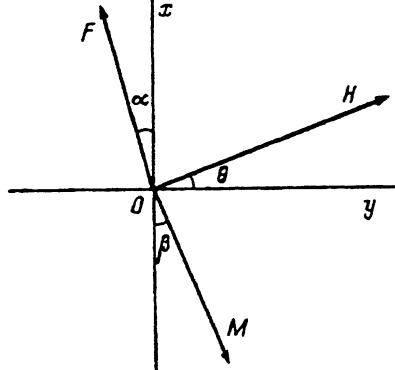


Рис. 1. Геометрия задачи.

α, β — углы наклона намагниченности подрешеток F и M к кристаллографической оси $a(Ox)$, θ — угол между магнитным полем и осью $b(Oy)$.

где первое слагаемое описывает антиферромагнитное взаимодействие типа легкая плоскость ($J^\perp > J^\parallel > 0$), второе слагаемое — взаимодействие с магнитным полем, лежащим в плоскости xy , третье слагаемое — четырехспиновое взаимодействие, описывающее анизотропию в базисной плоскости ($K \ll |J^\parallel - J^\perp|$), вид которого выбран из условия единого подхода с предыдущими работами по рассеянию нейтронов [2-4]. Все взаимодействия берутся в энергетических единицах, при сравнении с экспериментом используются эрстеды.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением монодоменной модели, так как нас прежде всего интересует поведение системы в больших полях, при которых образец уже становится монодоменным.

Геометрия задачи изображена на рис. 1. Чтобы положить ось квантования в плоскость, проведем поворот оси координат на угол $\pi/2$ вокруг оси Oy . При этом $Ox \rightarrow Oz, Oz \rightarrow -Ox, Oy \rightarrow Oy$. Поскольку магнитные моменты подрешеток составляют (в общем случае) углы α и β с осями координат, ось квантования для каждой из подрешеток повернем: F на угол α , M на угол β . Переход к операторам рождения и уничтожения спиновых волн проведем по обычным правилам преобразования Голстейна-Примакова. Бозе-аналог гамильтониана (1) запишется в виде

$$H = H(1) + H(2) + H(3, 4, \dots), \quad (2)$$

где $H(1)$ — слагаемые гамильтониана первой степени по операторам рождения и уничтожения спиновой волны, $H(2)$ — слагаемые гамильтониана второй степени, $H(3, 4, \dots)$ — остальные слагаемые гамильтониана (третьей и более степени), описывающие ангармонические эффекты, которые в данной работе не учитываются.

Углы равновесной намагниченности α и β можно найти, во-первых, потребовав равенства нулю коэффициентов перед операторами рождения и уничтожения в $H(1)$ (из условия равновесия), во-вторых, из минимизации свободной энергии системы по углам α и β . В обоих случаях получится система уравнений

$$J_0^\perp S \sin(\alpha - \beta) - H \cos(\theta - \alpha) - \frac{1}{4} K_0 S^3 \sin(2\alpha) \cos(2\beta) = 0,$$

$$J_0^\perp S \sin(\beta - \alpha) - H \cos(\theta - \beta) + \frac{1}{4} K_0 S^3 \sin(2\beta) \cos(2\alpha) = 0, \quad (3)$$

позволяющая найти равновесные значения углов α и β .

Гамильтониан $H(2)$ запишем в обозначениях, принятых в [8]

$$H(2) = \sum_q \left\{ \alpha_1 a_q^+ a_q + \alpha_2 b_q^+ b_q + \alpha_3 (a_q^+ b_q + a_q b_q^+) + \right. \\ \left. + \beta_1 (a_q a_{-q} + a_q^+ a_{-q}^+ + b_q b_{-q} + b_q^+ b_{-q}^+) + \beta_2 (a_q b_{-q} + a_q^+ b_{-q}^+) \right\}, \quad (4)$$

где введены обозначения

$$\alpha_1 = A(J_0^a + J_q^y), \quad \alpha_2 = S(J_0^b + J_q^y), \quad \alpha_3 = 2S\xi_q, \quad \beta_1 = \frac{1}{2} S J_q^y,$$

$$J_0^a = J_0^\perp \cos(\alpha - \beta) + H \sin(\theta - \alpha) + \frac{1}{2} K_0 S^2 (\sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta),$$

$$J_0^b = J_0^\perp \cos(\alpha - \beta) - H \sin(\theta - \beta) + \frac{1}{2} K_0 S^2 (\sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta),$$

$$J_q^y = -\frac{1}{4} K_q S^2 (\sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \beta \cos^2 \alpha),$$

$$\beta_3 = \frac{1}{2} S \left[J_q^\perp \cos(\alpha - \beta) + J_q^\parallel + \frac{1}{2} K_q S^2 \sin(2\alpha) \sin(2\beta) \right],$$

$$\xi_q = \frac{1}{4} \left[J_q^\perp \cos(\alpha - \beta) - J_q^\parallel + \frac{1}{2} K_q S^2 \sin(2\alpha) \sin(2\beta) \right]. \quad (5)$$

Энергию спиновых волн ω_1 и ω_2 есть

$$\omega_{1,2} = (P \pm \sqrt{R})^{1/2},$$

где введены обозначения

$$P = \frac{1}{2} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2|\alpha_3|^2) - \frac{1}{2} (\beta_1^2 + \beta_2^2 + 2\beta_3^2),$$

$$R = \frac{1}{4} (\alpha_1^2 - \alpha_2^2)^2 - \beta_3^2 (\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\alpha_2 \alpha_3 - \beta_1 \beta_3)^2 + \\ + (\alpha_1 \alpha_3 - \beta_2 \beta_3)^2 + 2(\alpha_1 \alpha_3 - \beta_1 \beta_3)(\alpha_2 \alpha_3 - \beta_2 \beta_3). \quad (6)$$

Рассмотрев спектр спиновых волн при $q = 0$, получим частоту резонанса. При нулевом внешнем поле (для $K > 0$) имеем

$$\Delta^2 = \frac{1}{2} K_0 S^4 \left(J_0^\perp + J_0^\parallel + \frac{1}{2} K_0 S^2 \right). \quad (7)$$

Для случая больших полей ($H^2 \gg KJ$) имеем

$$\Delta^2 = \left\{ \frac{H}{2J_0^\perp} + \frac{1}{4} S^4 K_0 (1 - \cos(4\theta)) \right\} \left\{ J_0^\perp + J_0^\parallel \right\}. \quad (8)$$

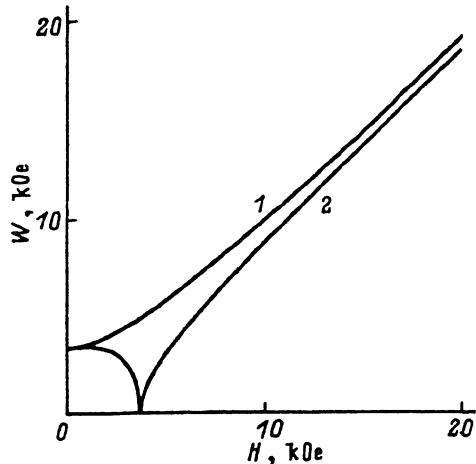


Рис. 2. Полевая зависимость частоты резонанса для двух направлений. 1 — $H \parallel [100]$, 2 — $H \parallel [110]$.

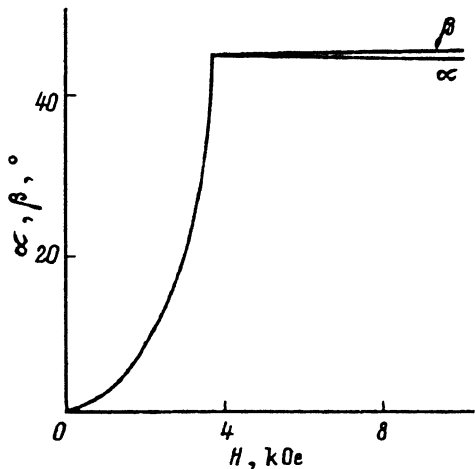


Рис. 3. Зависимость углов наклона намагниченности подрешеток от величины магнитного поля H . $\theta = 45^\circ$, $K > 0$.

Рассмотрим случай с $K > 0$ (легкая ось соответствует направлениям a и b , см. рис. 1). В этом случае при $\theta = 0$ ($H \parallel O_y$) магнитные моменты составляют с осями координат углы $\alpha = -\beta$, которые увеличиваются с ростом поля H . Зависимость частоты антиферромагнитного резонанса изображена на рис. 2. В случае $\theta = 45^\circ$ углы α и β начинают отклоняться от оси O_y (рис. 3) и при $H = H_a$ система испытывает спин-флоп-переход. Нужно обратить внимание на то, что спин-флоп-переход происходит при направлении магнитного поля не вдоль легкой оси, как в случае оси второго порядка, а под углом 45° к ней. Величина парного обменного взаимодействия и его анизотропии взята в соответствии с непротиворечивыми данными по высокотемпературной восприимчивости и температуре Нееля. Согласно этим данным, $J_0 = \frac{1}{2}(J_0^\perp + J_0^\parallel) \approx 1000$ кОе, $\xi_0 = \frac{1}{4}(J_0^\perp - J_0^\parallel) \approx 65$ кОе. В ряде работ (например, [3]) для объяснения соотношения между парамагнитной температурой Кюри, температурой Нееля и спин-волновыми свойствами Vi_2CuO_4 учитывается ферромагнитное взаимодействие следующих за ближайшими соседями, но для данного рассмотрения это не является принципиальным. Величина K взята 0.16 кОе из сравнения формул (7), (8) с экспериментальными данными [5]. Это не соответствует результату работы [3], так как в ней не рассматривались элементарные возбуждения с частотой ~ 3.3 кОе при $H = 0$. Антиферромагнитный резонанс в реальном кристалле будет соответствовать этой зависимости только в области $H > H_{\text{md}}$, где H_{md} — поле, при котором образец становится моноклинным.

Из сравнения рис. 2, построенного в предположении $K > 0$, с экспериментальными данными [5] следует вывод об отрицательном знаке константы четырехспинового взаимодействия. В основном состоянии именно знак черытерхспинового взаимодействия определяет ориентацию магнитных моментов в базисной плоскости; следовательно, при $K < 0$ (что соответствует экспериментальным данным) оси легкого

намагничивания будут не вдоль осей a и b , а под углом 45° к ним. Аналогичный результат о направлении магнитных моментов в основном состоянии получается и при феноменологическом рассмотрении резонанса с анизотропией в плоскости в виде $K_i(M_i^x M_i^y)^2$. Этот вывод противоречит приводимой в литературе (например, [9]) магнитной структуре Bi_2CuO_4 , где легким показано направление $[001]$ и $[010]$. В перечисленных работах нет данных, доказывающих существование такой структуры, и несомненным может считаться только легкоплоскостной характер антиферромагнитного упорядочения, подтверждаемый как данными по восприимчивости, так и по рассеянию нейтронов. Таким образом, интерпретация данных по резонансу позволяет уточнить магнитную структуру Bi_2CuO_4 .

Автор благодарен Г.А.Петраковскому и А.И.Панкрату за поддержку работы и полезные обсуждения.

Данная работа выполнена при поддержке Международного научного фонда и правительства Российской Федерации (грант N JDQ100).

Список литературы

- [1] Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М. (1988).
- [2] Петраковский Г.А., Саблина К.А., Вальков В.В., Федосеев Б.В., Фурер А., Фишер П., Россли Б. Письма в ЖЭТФ **56**, 3, 148 (1992).
- [3] Furer A., Fisher P., Roessli B., Petrakovskii G.A., Sablina K.A., Valkov V., Fedoseev B. Sol. Stat. Commun. **82**, 6, 443 (1992).
- [4] Roessli B., Furer A., Fisher P., Petrakovskii G.A., Sablina K.A., Valkov V., Fedoseev B. J. Appl. Phys. **73**, 10, 6448 (1993).
- [5] Pankrats A.I., Petrakovskii G.A., Sablina K.A. Sol. Stat. Commun. **91**, 6, 443 (1994).
- [6] Sobolev N.L., Huang H.L., Vitebskii I.M., Knigavko A.N., Pashkevich Yu.G. Phys. Rev. **B48**, 5, 3417 (1993).
- [7] Fainstein A., Butera A., Zysler R.D., Tovar M., Rettori C., Rao D., Oseroff S.B., Fisk Z., Cheong S.W., Vier D.C., Schultz S. Phys. Rev. **B48**, 22, 16775 (1993).
- [8] Туров Е.А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М. (1963). 224 с.
- [9] Ain M., Dhalenne G., Guiselin O., Henion B., Revcolevschi A. Phys. Rev. **B47**, 13, 8167 (1993).