УДК 548 : 537.611.43

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СПИНОВАЯ КИНЕТИКА В ПАРАМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

Д. А. Таюрский

Известно, что при низких температурах (НТ) $\omega_0 \gg kT$ ($\hbar=1$) между зеемановской подсистемой (ЗП) и резервуаром спин-спиновых взаимодействий (ССВ) вследствие появления статистической зависимости соответствующих гамильтонианов появляется сильная термодинамическая связь, которая существенным образом изменяет кинетику спин-системы [1-3]. При НТ в регулярных парамагнитных кристаллах движение спинов носит волновой характер и можно говорить о магнонах. Средняя энергия магнонов из-за появления молекулярного поля $\mathbf{H}_м$ отличается от ω_0 на величину $g\beta\mathbf{H}_м$. С другой стороны, максимум вероятности рождения магнона в результате резонансного взаимодействия спинов с фотонами или фононами приходится на энергию ω_0+M_1, где M_1 — первый момент соответствующей резонансной линии. M_1 и $g\beta H_м$ отличаются друг от друга, так как в статическое молекулярное поле основной вклад вносит z—z часть ССВ, в то время как в M_1 существенный вклад дает и флип-флоповая часть ССВ. Несовпадение этих двух энергий приводит к сложной связанной кинетике намагниченности и спиновой температуры. Но если предположить, что в роли ССВ выступают магнитные дипольные взаимодействия, то в кристаллах кубической симметрии и сферической формы и M_1, и $H_м$ равны нулю. Поэтому представляется интересным рассмотреть кинетику спин-системы при НТ в таких кристаллах.

Гамильтониан спин-системы имеет обычный вид

$$\mathscr{H}_s = \mathscr{H}_z + \mathscr{H}_{ss} = \omega_0 \sum_j S_j^z + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \{A_{ij} S_i^z S_j^z + B_{ij} S_i^+ S_j^-\},$$

$$A_{ij} = -2B_{ij} = g^2 \mu_B^2 (1 - 3\cos^2\theta_{ij})\, r_{ij}^{-3}.$$

Для дальнейшего отметим, что гамильтониан ССВ $\mathscr{H}_{ss}$ может быть записан через флуктуационные операторы $\delta S_j^z = S_j^z - \langle S_j^z \rangle$, где $\langle \ldots \rangle$ означает среднее с квазиравновесной матрицей плотности. Из-за отсутствия молекулярного поля гамильтониан ССВ будет совпадать со своей флуктуационной частью. Выбирая матрицу плотности в виде $\rho_s = Q_s^{-1} \times \exp\left\{-\beta\left(\mathscr{H}_s - \mu \sum_j s_j^z\right)\right\}$, $Q_s = \mathrm{Sp}\exp\{\ldots\}$, где $\beta = (kT)^{-1}$ — обратная спиновая температура, μ — химический потенциал спинов, в первом порядке по флуктуационной части ССВ получим

$$\langle \mathscr{H}_{ss} \rangle = -\frac{1}{32}\beta N \sum_j (1 - p^2)\{A_{ij}^2 (1 - p^2) + 2B_{ij}^2\},$$

$$p = -2\langle S_j^z \rangle = \mathrm{th}\,\frac{1}{2}\beta(\omega_0 - \mu), \tag{2}$$

где N — число спинов. Поскольку нас интересуют причины связанной кинетики ЗП и резервуара ССВ, а вся энергия ССВ сосредоточена во флуктуациях локальных полей, то для анализа нужно использовать хотя бы первый порядок по флуктуационной части (когда $\mathbf{H}_м \neq 0$ для анализа достаточно нулевого приближения по флуктуационной части [2, 3]). Оказывается, что в этом приближении имеются две причины появления термодинамической связи между p и β. Во-первых, средняя энергия магнонов вследствие разной заселенности энергетических уровней в зоне магнонов отличается от ω_0 на величину δ. Для вычисления δ запишем спектр магнонов в приближении молекулярного поля: $\varepsilon_\mathbf{k} = \omega_0 - pB_\mathbf{k}/2$, где $B_\mathbf{k} = \sum_j B_{ij} \times$

$\times \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{ij})$, $\mathbf{k}$ — волновой вектор магнона. Тогда средняя энергия магнона, определяемая как $\bar{E}=\sum_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}}\varepsilon_{\mathbf{k}} \Big/ \sum_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}}$ ($n_{\mathbf{k}}$ — число магнонов с $\mathbf{k}$) равна $\bar{E}=\omega_0 - {}^1/_8 \cdot (1+p)\, p\beta \sum_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}^2 \Big/ N$ (мы предполагаем, что магноны являются бозонами). Видно, что $\bar{E}$ и положение максимума вероятности рождения магнона ω_0 отличаются на величину порядка $\beta N^{-1} \sum_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}^2$, что приводит к связанной кинетике p и β. Во-вторых, из-за флуктуаций локальных полей в каждом акте взаимодействия рождается (или уничтожается) магнон с энергией $\omega_0+\Delta$, где Δ^2 имеет порядок среднеквадратичной флуктуации энергии магнона: $\Delta^2 \sim \overline{E^2 - \bar{E}^2} = p^2 \sum_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}^2 \Big/ 4N$. Вероятность рождения магнона с энергией $\omega_0+\Delta$ пропорциональна $1-\beta\Delta$. Поэтому при взаимодействии спинов с фотонами или фононами возникает дисбаланс энергии порядка $\beta\Delta^2$, что также приводит к связанной кинетике p и β.

Соответствующие кинетические уравнения можно получить методом неравновесного статистического оператора Зубарева [4]

$$\frac{d}{dt} p = 4 \sum_{\mathbf{q}\sigma} |g_{\mathbf{q}\sigma}|^2 \left\{ n_{\mathbf{q}\sigma}^0 \left(1 - e^{\beta(\omega_{\mathbf{q}\sigma}-\mu)}\right) + 1 \right\} J_{\mathbf{q}} (\omega_{\mathbf{q}\sigma} - \mu) + \omega_1^2 \left(1 - e^{\beta(\Omega-\mu)}\right) J_0 (\Omega - \mu),$$

$$\frac{d}{dt} \beta = 4D^{-2} \sum_{\mathbf{q}\sigma} |g_{\mathbf{q}\sigma}|^2 \left(\omega_{\mathbf{q}\sigma} - \omega_0 + \frac{1}{4}\beta p \sum_{ij} B_{ij}^2\right) \left\{ n_{\mathbf{q}\sigma}^0 \left(1 - e^{\beta(\omega_{\mathbf{q}\sigma}-\mu)}\right) + 1 \right\} \times$$

$$\times J_{\mathbf{q}} (\omega_{\mathbf{q}\sigma} - \mu) + \omega_1^2 D^{-2} \left(\Omega - \omega_0 + \frac{1}{4}\beta p \sum_{ij} B_{ij}^2\right) \left(1 - e^{\beta(\Omega-\mu)}\right) J_0 (\Omega - \mu),$$

$$J_{\mathbf{q}}(\omega) = (2\pi)^{-1} \sum_{ij} \int dt \left\langle \exp\left\{ it\left(\mathscr{H}_s - \mu \sum_{j'} S_{j'}^z\right)\right\} \times \right.$$

$$\left. \times S_i^+ \exp\left\{ -it\left(\mathscr{H}_s - \mu \sum_{j'} S_{j'}^z\right)\right\} S_j^- \right\rangle e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{ij}+i\omega t}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{q}$, σ — волновой вектор и поляризация фонона; $|g_{\mathbf{q}\sigma}|^2 = C_\sigma \omega_{\mathbf{q}\sigma}$ — квадрат константы спин-фононного взаимодействия; $n_{\mathbf{q}\sigma}^0 = \{\exp \beta_0 \omega_{\mathbf{q}\sigma} - 1\}^{-1}$ — числа равновесных фононов, ω_1 — амплитуда радиочастотного поля, Ω — его частота, $D^2 = {}^1/_8 \cdot (1-p^2) \sum_j \{A_{ij}^2 (1-p^2) + 2B_{ij}^2\}$ — квадрат локальной частоты при НТ. Решение уравнений (3) в случае сильного стационарного насыщения имеет следующий вид:

$$p = \operatorname{th} \frac{1}{2} \beta (\omega_0 - \Omega), \qquad \beta = \frac{(\omega_0 - \Omega)(\exp \beta_0 \Omega - 1)}{(\omega_0 - \Omega)^2 - \delta_2}, \qquad (4)$$

где $\delta_2 = {}^1/_4 (1-p^2) \sum_j (A_{ij} - B_{ij})^2$ — второй момент линии ЭПР. Из (4) следует экспоненциальное увеличение нагрева или охлаждения резервуара ССВ по сравнению с высокотемпературным случаем [5]. Причем это экспоненциальное увеличение наблюдается и при насыщении на крыле линии ЭПР в отличие от [1]. Спин-решеточная релаксация носит двухэкспоненциальный характер: сначала за время $\tau_1 \simeq 2\pi p_0^{-1} \omega_0^3 \langle C_\sigma \rangle_\sigma$ (p_0 — равновесная намагниченность, $\langle \ldots \rangle_\sigma$ — среднее по поляризациям) устанавливается равновесие внутри спин-системы, а затем вся она медленно релаксирует к решетке с $\tau_2 \simeq 2\tau_1 D^2 \delta_2^{-1} (1-p_0)^{-1}$.

Поскольку мы использовали первый порядок по флуктуационной части ССВ, то полученные результаты могут быть обобщены на широкий температурный интервал вплоть до магнитного упорядочения.

В заключение отметим, что в [6] авторы, переопределив ЗП и резервуар ССВ, считают их статистически независимыми. В кубических кристаллах, согласно [6], подсистемы вообще не переопределяются и являются независимыми, что противоречит вышеизложенному.

Автор признателен Б. И. Кочелаеву за обсуждение работы.

Литература

[1] *Кочелаев Б. И., Нигматуллин Р. Р.* ФТТ, 1972, т. 14, № 11, с. 3413—3419.
[2] *Kochelaev B. I.* Proc. 22nd Congress AMPERE on Magnetic Resonance and Related Phenomena / Ed. K. A. Muller, R. Kind, J. Roos. Zurich, 1984, p. 2—7.
[3] *Кочелаев Б. И., Таюрский Д. А.* Тез. докл. XXIV Всес. совещ. по физике низких температур. Тбилиси, 1985, ч. 3, с. 122—123.
[4] *Зубарев Д. Н.* Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 416 с.
[5] *Провоторов Б. Н.* ЖЭТФ, 1961, т. 41, № 5, с. 1582—1591.
[6] *Буишвили Л. Л., Фокина Н. П.* ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 381—386.

Казанский государственный университет
им. В. И. Ульянова-Ленина
Казань

Поступило в Редакцию
11 апреля 1988 г.

УДК 538.245

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

О ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ГЕКСАФЕРРИТАХ Co_2Y и Co_2Z

А. Н. Горяга, Р. Р. Аннаев, А. Н. Лямзин

В последнее время большой интерес исследователей вызывает изучение магнитных свойств бариевых гексаферритов, так как они относятся к числу тех материалов, которые обладают высокой плотностью магнитной записи

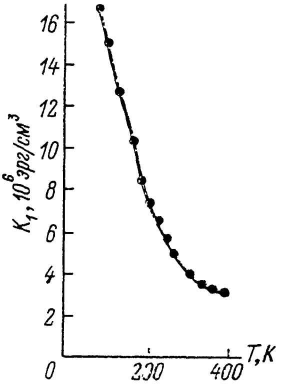

Рис. 1. Зависимость $K_1(T)$ феррита-шпинели $CoFe_2O_4$.

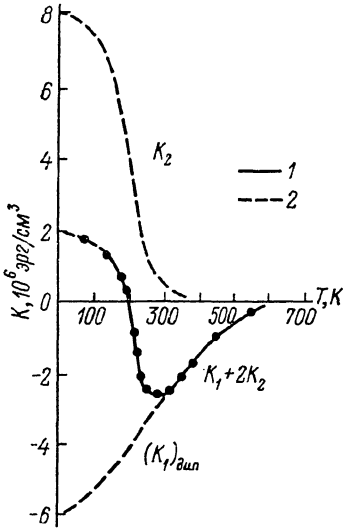

Рис. 2. Температурные зависимости констант магнитной анизотропии гексаферрита Co_2Y.

1 — результаты по магнитной анизотропии гексаферрита Co_2Y, взятые из [5]; *2* — рассчитанные $(K_1)_{дип}(T)$ и $K_2(T)$.

при относительно низкой стоимости их получения [1-4]. Несмотря на то что бариевые гексаферриты исследуются давно, некоторые аномалии их магнитных свойств остаются невыясненными. К числу таких свойств в первую очередь следует отнести аномальное поведение температурной зависимости магнитной анизотропии у гексаферритов $BaCO_2Fe_{12}O_{22}(Co_2Y)$