Физика твердого тела, том 24, в. 5, 1982
Solid State Physics, vol. 24, № 5, 1982

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ВРАЩЕНИЕ ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ В МОНОКЛИННЫХ ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В. Г. Борисенко, Ю. В. Переверзев

Экспериментальное изучение магнетиков с симметрией ниже ромбической привело к обнаружению в их свойствах особенностей, связанных с низкой симметрией. В частности, к таким особенностям в магнитных свойствах кристаллов следует отнести зависимость положения главных осей тензора восприимчивости и направления магнитного момента от температуры, имеющую место как в магниторазбавленных [1-3], так и в магнитоконцентрированных [4, 5] кристаллах. И если в магниторазбавленных кристаллах такие эффекты теоретически изучались на примере моноклинных систем [3], то в магнитоконцентрированных кристаллах такого рассмотрения проведено не было.

Нами рассмотрена модель ферро- и антиферромагнетиков (ФМ и АФМ) с моноклинным характером магнитных взаимодействий. Моноклинность задается введением в гамильтониан одноосных одноионной и разноионной анизотропий (ОА и РА) с различными выделенными направлениями, характеризуемыми единичными векторами $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ соответственно. Векторы $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ развернуты друг относительно друга на угол φ $(0 < \varphi < \pi/2)$.

Гамильтониан ФМ в предлагаемой модели имеет вид

$$\mathscr{H} = -\frac{1}{2}\sum_{l \neq l'} J_{ll'}\mathbf{S}_l\mathbf{S}_{l'} - \frac{\beta}{2}\sum_l (\mathbf{S}_l\mathbf{n})^2 - -\frac{1}{2}\sum_{l \neq l'} \rho_{ll'}(\mathbf{S}_l\mathbf{n}')(\mathbf{S}_{l'}\mathbf{n}') + \mu\mathbf{H}\sum_l \mathbf{S}_l, \tag{1}$$

где $J_{ll'}$ — обменный интеграл; $\mathbf{S}_l$ — узельные операторы спина; β, ρ — константы одноосных ОА и РА соответственно; $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости $(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$; μ — магнетон Бора. Константы β и ρ в (1) выбраны таким образом, что ось легкого намагничивания лежит в плоскости $(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$.

В системе координат xyz зададим векторы $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ в виде $\mathbf{n}=(0, 0, 1)$, $\mathbf{n}'=(0, \sin\varphi, \cos\varphi)$. Чтобы определить основное состояние ФМ, перейдем к системе координат $x'y'z'$, повернутой относительно xyz на угол Θ в плоскости yz и, используя представление Гольштейна—Примакова, запишем (1) в квадратичном приближении по Бозе-операторам. Последующая минимизация энергии основного состояния E_0 по углу Θ дает уравнение для нахождения основного состояния, а диагонализация квадратичной формы позволяет найти энергетический спектр $\varepsilon_\mathbf{k}$ магнонов с волновым вектором $\mathbf{k}$. При этом E_0 и $\varepsilon_\mathbf{k}$ зависят от поля $\mathbf{H}$ явным образом, а также через зависимость Θ от $\mathbf{H}$, следующую из уравнения для нахождения основного состояния.

В результате найдем термодинамический потенциал идеального газа магнонов Ω и компоненты магнитного момента M_i

$$M_i = -\frac{\partial\Omega}{\partial H_i} = -\left[\frac{\partial E_0}{\partial H_i} + \sum_\mathbf{k} N_\mathbf{k}\left(\frac{\partial\varepsilon_\mathbf{k}}{\partial\Theta}\frac{d\Theta}{dH_i} + \frac{\partial\varepsilon_\mathbf{k}}{\partial H_i}\right)\right], \tag{2}$$

где $N_\mathbf{k}$ — функция распределения магнонов. Найдя все производные в (2) и полагая в окончательных выражениях $H=0$, найдем компоненты магнитного момента, а следовательно, и его положение в нулевом поле.

Угол Θ_0, задающий направление магнитного момента в нулевом поле при $T=0$, равен

$$\operatorname{ctg} 2\Theta_0 = \frac{\beta + \rho_0 \cos 2\varphi}{\rho_0 \sin 2\varphi}, \tag{3}$$

где $\rho_0 = \sum_l \rho_{ll'}$. Изменение положения магнитного момента с температурой от его положения в основном состоянии будет определяться углом ψ

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\mu\beta \sin 2\varphi}{2M_0\left[(\beta + \rho_0 \cos 2\varphi)^2 + (\rho_0 \sin 2\varphi)^2\right]} \sum_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}} (\rho_0 - \rho_{\mathbf{k}}), \tag{4}$$

где $M_0 = \mu N S$ — намагниченность насыщения (S — величина спина, N — число узлов в подрешетке); $\rho_{\mathbf{k}}$ — Фурье-компонента РА.

Явный вид температурной зависимости в (4) определяется природой взаимодействий, обусловливающих наличие РА. Мы ограничимся случаем, когда допустима следующая аппроксимация: $\rho_{\mathbf{k}} = \rho_0 - (a\mathbf{k})^2$ и $J_{\mathbf{k}} S = J_0 S - \Theta_c (a\mathbf{k})^2$, где a — постоянная решетки; J_0, $J_{\mathbf{k}}$ — Фурье-компоненты обмена; $\Theta_c = JS$. В этом приближении для области температур $\varepsilon_0 \ll T \ll \Theta_c$, где ε_0 — энергия активации магнонов, имеем

$$\operatorname{tg} \psi \sim \frac{\beta\rho \sin 2\varphi}{2S\left[(\beta + \rho_0 \cos 2\varphi)^2 + (\rho_0 \sin 2\varphi)^2\right]} \left(\frac{T}{\Theta_c}\right)^{5/2}. \tag{5}$$

Для двухподрешеточного АФМ с ионоклинным характером магнитных взаимодействий гамильтониан имеет вид

$$\begin{aligned} \mathscr{H} = {} & \sum_{l \neq \mathbf{m}} J_{l\mathbf{m}} \mathbf{S}_l^{(1)} \mathbf{S}_{\mathbf{m}}^{(2)} - \frac{\beta}{2}\left[\sum_l (\mathbf{S}_l^{(1)}\mathbf{n})^2 + \sum_{\mathbf{m}} (\mathbf{S}_{\mathbf{m}}^{(2)}\mathbf{n})^2\right] - \\ & - \frac{1}{2}\sum_{l \neq l'} \rho_{ll'} (\mathbf{S}_l^{(1)}\mathbf{n}') (\mathbf{S}_{l'}\mathbf{n}') - \frac{1}{2}\sum_{\mathbf{m} \neq \mathbf{m}'} \rho_{\mathbf{m}\mathbf{m}'} (\mathbf{S}_{\mathbf{m}}^{(2)}\mathbf{n}') (\mathbf{S}_{\mathbf{m}'}^{(2)}\mathbf{n}') - \\ & - \sum_{l \neq \mathbf{m}} \rho'_{l\mathbf{m}} (\mathbf{S}_l^{(1)}\mathbf{n}') (\mathbf{S}_{\mathbf{m}}^{(2)}\mathbf{n}') + \mu\mathbf{H}\left(\sum_l \mathbf{S}_l^{(1)} - \sum_{\mathbf{m}} \mathbf{S}_{\mathbf{m}}^{(2)}\right), \end{aligned} \tag{6}$$

где $J_{l\mathbf{m}}$ — межподрешеточный обменный интеграл; $\rho'_{l\mathbf{m}}$ — константа межподрешеточной РА; индексы (1) и (2) нумеруют подрешетки. Последний член в (6) описывает взаимодействие вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \sum_l \mathbf{S}_l^{(1)} - \sum_{\mathbf{m}} \mathbf{S}_{\mathbf{m}}^{(2)}$ с фиктивным магнитным полем, которое в окончательных выражениях полагается равным нулю.

В случае АФМ

$$\left.\begin{aligned} & \operatorname{ctg} 2\Theta_0 = \frac{\beta + (\rho_0 - \rho'_0) \cos 2\varphi}{(\rho_0 - \rho'_0) \sin 2\varphi}, \qquad \rho'_0 = \sum_l \rho'_{l\mathbf{m}}, \\ & \operatorname{tg} \psi = \frac{\beta \sin 2\varphi \sum_{\mathbf{k}} \left\{\frac{N_{\mathbf{k}}^{(1)} \varepsilon_{1\mathbf{k}}}{J_0 - J_{\mathbf{k}}}\left[(\rho_0 - \rho_{\mathbf{k}}) - (\rho'_0 - \rho'_{\mathbf{k}})\right] + \frac{N_{\mathbf{k}}^{(2)} \varepsilon_{2\mathbf{k}}}{J_0 + J_{\mathbf{k}}}\left[(\rho_0 - \rho_{\mathbf{k}}) - (\rho'_0 + \rho_{\mathbf{k}})\right]\right\}}{4NS\left\{\left[\beta + (\rho_0 - \rho'_0) \cos 2\varphi\right]^2 + \left[(\rho_0 - \rho'_0) \sin 2\varphi\right]^2\right\}}, \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где $\varepsilon_{j\mathbf{k}}$, $N_{\mathbf{k}}^{(j)}$ — энергетический спектр и функция распределения магнонов ветви j; $\rho'_{\mathbf{k}}$ — Фурье-компонента межподрешеточной РА. Используя аппроксимацию для $J_{\mathbf{k}}$, $\rho_{\mathbf{k}}$, $\rho'_{\mathbf{k}}$ аналогичную ФМ в интервале температур $\varepsilon_{j0} \ll T \ll \Theta_c$ $\left(\Theta_c = S\sqrt{2J_0 J},\ J_0 = \sum_{\mathbf{l}} J_{l\mathbf{m}}\right)$, найдем для АФМ, что $\operatorname{tg}\psi \sim (T/\Theta_c)^4$.

Таким образом, наличие температурной зависимости в (5) и (7) существенно зависит от угла φ, т. е. связано с моноклинным характером магнитных взаимодействий в ФМ и АФМ. При более высокой симметрии магнитных взаимодействий ($\varphi=0, \pi/2$) положение легкой оси не испытывает температурной зависимости. Кроме того, из (4) легко видеть, что в случае ФМ также важна зависимость $\rho_{\mathbf{k}}$ от волнового вектора $\mathbf{k}$ (если положить $\rho_{\mathbf{k}}=\rho_0$, то $\operatorname{tg} \psi=0$).

Авторы выражают благодарность А. И. Звягину за плодотворные обсуждения.

Литература

[1] W. T. Oosterhuis. Phys. Rev. B., *3*, 546, 1971.
[2] O. M. Jordahl. Phys. Rev., *45*, 87, 1934.
[3] В. Г. Борисенко, Ю. В. Переверзев. ФНТ, *6*, 1435, 1980.
[4] А. Г. Андерс, А. И. Звягин, П. С. Калинин, Е. Н. Хацько, В. Г. Юрко. ФНТ, *1*, 1012, 1975.
[5] A. Nakanishi, K. Okuda, M. Date. J. Phys. Soc. Jap., *32*, 282, 1972.

Физико-технический институт низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
14 октября 1981 г.

Физика твердого тела, том 24, в. 5, 1982
Solid State Physics, vol. 24, № 5, 1982

ПЕРЕХОДНЫЕ ТОКИ СМЕЩЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ РЕЛАКСАЦИЮ ЗАРЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В СИСТЕМАХ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

В. Н. Федосов, А. С. Сидоркин

В системах без центра симметрии неравновесность должна приводить к возникновению потоков различной природы (и в частности, — к электрическому току) вдоль выделенного направления. Одним из аспектов проявления этого общего положения являются релаксационные токи [1], сопровождающие аннигиляцию френкелевских дефектных пар. Релаксационные токи [1] — токи проводимости ионного типа. Их появление связано с асимметрией аннигиляции дефектных пар за счет искажения потенциального рельефа мигрирующей вакансии полем междоузельного атома. Однако легко показать, что при типичных значениях спонтанной поляризации сегнетоэлектриков $P \sim 0.2 \cdot 10^4$ (здесь и ниже используется система ед. CGSE) и обычных для эксперимента комнатных температурах вызванное дефектом изменение ΔU энергии активации перескока иона сравнимо с температурой, и, следовательно, оно практически не влияет на характер движения мигрирующей вакансии. В самом деле, различие в величине ΔU для прыжков по и против полярного направления связано с появлением дополнительного поля дефекта дипольного типа. Величина $\Delta U = e\varphi$, где $\varphi = p/a^2$. Здесь p — изменение дипольного момента структурной единицы, вызванное дефектом. При указанном значении P величина $p \sim 0.2 \cdot 10^{-18}$. Для типичных размеров элементарной ячейки $a \sim 7 \cdot 10^{-8}$, получим $p \sim 2 \cdot 10^{-14}$ и, следовательно, для комнатных температур $\Delta U/T \sim 1$. Таким образом, предположение об асимметрии в аннигиляции дефектов Френкеля не всегда оправдано.

Ниже в настоящей работе будет показано, что даже в условиях полной симметрии в аннигиляции дефектов релаксация дефектов Френкеля должна сопровождаться переходным током смещения, связанным с асимметрией искажения заряженными дефектами матрицы полярного кристалла.

Будем рассматривать пару аннигилирующих дефектов Френкеля (катион плюс вакансия) как диполь переменной длины $d(t)$ с дипольным моментом $\mathbf{p}=\mathbf{p}(t)$. Диполи могут быть ориентированы случайным обра-