Высокочастотные свойства $KNiPO_4$ в переменных магнитных и электрических полях

© В.В. Лесковец, М.И. Куркин, В.В. Николаев, Е.А. Туров

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: leskovez@imp.uran.ru,
turov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 1 октября 2001 г.)

Для кристалла $KNiPO_4$, обладающего спонтанной электрической поляризацией и антиферромагнитным порядком, вычислены зависимости частот АФМР от постоянных магнитного $\mathbf{H}$ и электрического $\mathbf{E}$ полей. Показано, что влияние поля $\mathbf{E}$ на эти частоты может испытывать обменное усиление, которое отсутствует в других, исследовавшихся ранее, магнитоэлектрических веществах. Установлено, что на частотах АФМР резонансный отклик испытывают колебания не только намагниченности, но и электрической поляризации. Приведены выражения для этих откликов в переменных магнитных и электрических полях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-02-16268).

Наш интерес к соединению $KNiPO_4$ обусловлен двумя его особенностями [1,2]. Во-первых, оно принадлежит к классу веществ без центра симметрии, с чем связано формирование спонтанной электрической поляризации $\mathbf{P}$. Во-вторых, в $KNiPO_4$ входят магнитные атомы переходного элемента Ni, что обусловливает существование антиферромагнитного упорядочения с температурой Нееля $T_N \approx 25\,\mathrm{K}$. Взаимодействие $\mathbf{P}$ и вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ между собой и с упругими деформациями (благодаря пьезоэлектрическому эффекту и магнитострикции) обещает большое разнообразие магнитных, электрических и акустических свойств данного соединения.

Симметрия орторомбического кристалла $KNiPO_4$ описывается пространственной группой $Pna2_1$ с выделенной винтовой осью 2_1, вдоль которой ориентирован вектор $\mathbf{P}$. На элементарную ячейку кристалла приходится четыре иона Ni^{2+}, занимающих четырехкратную позицию $4a$ [3,4], поэтому магнитная структура этого соединения описывается, вообще говоря, с помощью четырех магнитных подрешеток. Соответствующий симметрийный анализ возможных обменных магнитных структур проведен в работе [3] (см. также [4]). Оказалось, что из-за низкой симметрии кристалла магнитная часть термодинамического потенциала содержит около 50 различных инвариантов. Их число можно сократить, если ограничиться только той обменной структурой, которая реализуется в этом веществе согласно имеющимся экспериментальным данным [1,2]. Для ее описания достаточно двухподрешеточной модели с векторами $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$. К подрешетке I относятся ионы Ni^{2+} с номерами *1* и *4*, к подрешетке II — с номерами *2* и *3* (рис. 1). Вместо векторов $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ удобнее использовать их линейные комбинации: вектор антиферромагнетизма

$$\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 \tag{1}$$

и вектор ферромагнетизма

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2. \tag{2}$$

В этой модели часть термодинамического потенциала $KNiPO_4$, зависящая от компонент векторов $\mathbf{M}$, $\mathbf{L}$ и $\mathbf{P}$, имеет уже вполне обозримый вид [3,4]

$$\begin{aligned} F = {} & \frac{1}{2}\chi_\perp^{-1}M^2 + \frac{1}{8M_0^2}(\chi_\parallel^{-1} - \chi_\perp^{-1})(\mathbf{ML})^2 + \frac{1}{2}K_{yy}L_y^2 \\ & + \frac{1}{2}K_{zz}L_z^2 - D_{yz}M_yL_z - D_{zy}M_zL_y - (\mathbf{MH}) \\ & - \frac{1}{2M_0}(d_{xxy}P_xM_xL_y + d_{xyx}P_xM_yL_x \\ & + d_{yxx}P_yM_xL_x + d_{yyy}P_yM_yL_y + d_{yzz}P_yM_zL_z \\ & + d_{zyz}P_zM_yL_z + d_{zzy}P_zM_zL_y) - \frac{1}{2M_0}(k_{xxz}P_xL_xL_z \\ & + k_{yyz}P_yL_yL_z + k_{zyy}P_zL_y^2 + k_{zzz}P_zL_z^2) \\ & + \frac{1}{2}\kappa^{-1}(P_x^2 + P_y^2) - (\mathbf{PE}). \end{aligned} \tag{3}$$

Формула (3) записана в системе координат, в которой оси $\mathbf{X}, \mathbf{Y}, \mathbf{Z}$ выбраны вдоль трех выделенных осей

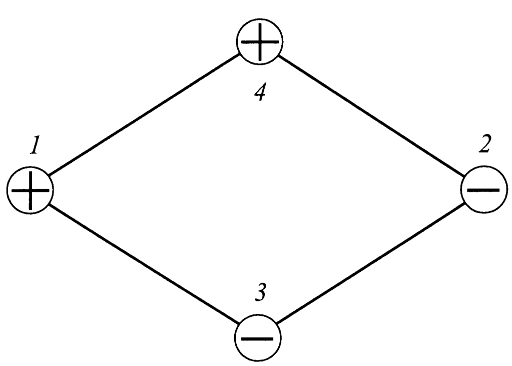

Рис. 1. Обменная магнитная структура $KNiPO_4$: „плюс“ и „минус“ относятся к разным подрешеткам, $\mathbf{M}_1 \uparrow\downarrow \mathbf{M}_2$.

кристалла: $\mathbf{Z} \parallel 2_1$ (2_1 — винтовая ось второго порядка), $\mathbf{X} \perp m_x$, $\mathbf{Y} \perp m_y$ (m_x и m_y — две взаимно перпендикулярные зеркальные плоскости); $\chi_\perp$ и $\chi_\parallel$ — магнитные восприимчивости в магнитном поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{L}$ соответственно, K_{yy} и K_{zz} — константы анизотропии, D_{yz} и D_{zy} — константы слабого ферромагнетизма, $d_{\alpha\beta\gamma}$ — константы магнитоэлектрического эффекта, $k_{\alpha\beta\gamma}$ — антиферроэлектрические константы, κ — поляризуемость кристалла в эквивалентных направлениях $\mathbf{X}$ и $\mathbf{Y}$, M_0 — номинальная намагниченность каждой подрешетки. Полагается, что поляризованность вдоль оси $\mathbf{Z}$ остается равной своей спонтанной величине.

Формула (3) по сравнению с выражениями для F других двухподрешеточных антиферромагнетиков имеет две особености. Первая особенность — одновременное присутствие инвариантов, ответственных за слабый ферромагнетизм (члены с D_{yz} и D_{zy}) и за магнитоэлектрический эффект (члены с $d_{\alpha\beta\gamma}$). В кристаллах с центром инверсии эти эффекты несовместимы. Вторая особенность (3) связана со слагаемыми, содержащими только компоненты векторов $\mathbf{P}$ и $\mathbf{L}$ (инварианты с $k_{\alpha\beta\gamma}$). Они описывают взаимное влияние этих векторов друг на друга без участия вектора $\mathbf{M}$ (произведение $k_{\alpha\beta\gamma}P_\alpha = \delta K_{\beta\gamma}$ можно рассматривать как поправку к тензору констант анизотропии $K_{\beta\gamma}$, ответственному за ориентацию $\mathbf{L}$, а $k_{\alpha\beta\gamma}L_\beta L_\gamma = \delta E_\alpha$ — поправка к электрическому полю $\mathbf{E}$, ответственному за изменение $\mathbf{P}$).

Влияние слагаемых с $d_{\alpha\beta\gamma}$ и $k_{\alpha\beta\gamma}$ в (3) на магнитостатику и электростатику $KNiPO_4$ анализировалось в [3,4]. В частности, там в предположении постоянства $|\mathbf{L}|$ было показано, что при

$$k_{xxz}^2\kappa > (K_{zz} - D_{yz}^2\chi_\perp) \tag{4}$$

в равновесном состоянии вектор $\mathbf{L}$ спонтанно (при $H = 0$) отклоняется от оси $\mathbf{X}$ на некоторый угол $\left(\frac{\pi}{2} - \Theta_L\right)$ (рис. 2). Такое отклонение вектора $\mathbf{L}$ от оси $\mathbf{X}$ сопровождается появлением как слабоферромагнитного момента

$$M_y = \chi_\perp D_{yz} L \sin\Theta_L, \tag{5}$$

так и магнитоэлектрической поляризованности

$$P_x = \alpha_{xy}H_y, \quad \alpha_{xy} = \chi_\perp d_{xyx}\cos\Theta_L. \tag{6}$$

Однако, как следует из экспериментальных данных [1,2], в $KNiPO_4$ вместо (4) выполняется обратное неравенство, поэтому попытка реализовать экзотическое состояние с сосуществованием слабого ферромагнетизма и магнитоэлектричества при $\mathbf{H} = 0$ в очередной раз не удалась. Тем не менее необычный вид термодинамического потенциала F (3) должен проявиться в каких-то специфических свойствах кристалла. Одно из таких проявлений связано с зависимостью угла Θ_L от магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$. Для этой зависимости в [3] получено уравнение

$$2\kappa k_{xxz}^2\cos^3\Theta_L + (K_{zz} - D_{yz}^2\chi_\perp - \kappa k_{xxz}^2)\cos\Theta_L = D_{yz}\chi_\perp H_y/2M_0 \tag{7}$$

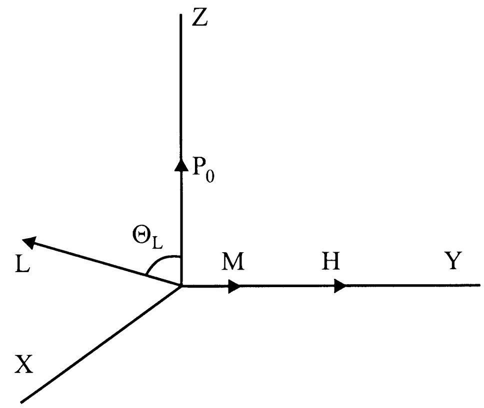

Рис. 2. Поворот вектора $\mathbf{L}$ в плоскости XZ, вызываемый полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$.

и вычислены соответствующие компоненты векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{P}$

$$M_y = \chi_\perp(H_y + 2M_0D_{yz}\cos\Theta_L),$$

$$P_x = \kappa(2M_0k_{xxz}\cos\Theta_L + d_{xyx}M_y)\sin\Theta_L. \tag{8}$$

Взаимосвязь величин P_x, M_y и Θ_L означает, что следует ожидать особенностей магнитных и электрических свойств $KNiPO_4$ не только в постоянных, но и в переменных полях $\mathbf{h}(t)$ и $\mathbf{e}(t)$, где эти особенности могут усиливаться вблизи резонансных частот колебаний $\mathbf{L}$ и $\mathbf{M}$.

Из уравнения (7), в частности, следует, что решение $\cos\Theta_L \neq 0$ ($\Theta_L \neq \pi/2$) действительно реализуется лишь при выполнении неравенства (4).

Далее приводятся результаты расчетов спектра частот линейных колебаний $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ и анализируются возможности их возбуждения переменными полями $\mathbf{h}(t)$ и $\mathbf{e}(t)$. При этом считалось, что собственным колебаниям $\mathbf{P}$ соответствуют гораздо более высокие частоты, что позволяет воспользоваться квазистатическим приближением

$$P^\alpha(t) = \kappa E_{\text{eff}}^\alpha(t), \tag{9}$$

где κ — та же электрическая восприимчивость, что и в (3), а

$$E_{\text{eff}}^\alpha(t) = -\frac{\partial F}{\partial P^\alpha} \quad — \tag{10}$$

эффективное электрическое поле, действующее на вектор $\mathbf{P}$ в образце. Согласно (3), оно определяется внешним полем $\mathbf{E}$ и параметрами магнитоэлектрического взаимодействия $d_{\alpha\beta\gamma}$ и $k_{\alpha\beta\gamma}$:

$$E_{\text{eff}}^\alpha(t) = E^\alpha(t) + \sum_{\beta\gamma} d_{\alpha\beta\gamma}M_\beta L_\gamma + \sum_{\beta\gamma} k_{\alpha\beta\gamma}L_\beta L_\gamma. \tag{11}$$

Связь между компонентами векторов $\mathbf{P}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$, определяемая формулами (9) и (11), использовалась при решении уравнений движения для $\mathbf{M}$ (1) и $\mathbf{L}$ (2).

1. Исходные уравнения и их решения

Для описания движения векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$, соответствующего потенциалу (3), вообще говоря, следовало бы использовать уравнения, предложенные в [5], которые позволяют описать поведение $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ в моделях с $(\mathbf{ML}) \neq 0$ $(\chi_\parallel \neq 0)$. Для малых отклонений $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ от равновесных значений $\mathbf{M}_{\mathrm{eq}}$ и $\mathbf{L}_{\mathrm{eq}}$

$$\mathbf{m} = \mathbf{M} - \mathbf{M}_{\mathrm{eq}}, \quad \mathbf{l} = \mathbf{L} - \mathbf{L}_{\mathrm{eq}}; \tag{12}$$

эти уравнения имеют вид

$$\dot{m} = \gamma_1 \left[M_{\mathrm{eq}} \times \frac{\partial F}{\partial m} \right] + \gamma_2 \left[L_{\mathrm{eq}} \times \frac{\partial F}{\partial l} \right],$$

$$\dot{l} = \gamma_2 \left[L_{\mathrm{eq}} \times \frac{\partial F}{\partial m} \right] + \gamma_3 \left[M_{\mathrm{eq}} \times \frac{\partial F}{\partial l} \right], \tag{13}$$

где γ_i — константы. Однако далее приводятся расчеты в равномодульной модели, в которой сохраняется величина намагниченностей подрешеток, поэтому в уравнениях (13) необходимо положить $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 \equiv \gamma$, что соответствует уравнениям Ландау–Лифшица [5,4] (γ — обычное гиромагнитное отношение).

Наиболее интересные результаты уравнения (13) дают при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$, а пóля $\mathbf{E} \parallel \mathbf{X}$ или $\mathbf{E} \parallel \mathbf{Y}$.

1.1. Частоты и восприимчивости в полях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{X}$. В таких полях собственные частоты колебаний имеют вид

$$\omega_1^2 = \gamma^2 4M_0^2 (\chi_\perp^{-1} K_{zz} - D_{yz}^2) \cos^2\varphi \sin^2\Theta_L + \Delta\omega_1^2(E_x),$$

$$\omega_2^2 = \gamma^2 4M_0^2 \big((\chi_\perp^{-1} K_{yy} - D_{zy}^2) \cos^2\varphi$$

$$+ (\chi_\perp^{-1} \sin\varphi + D_{32} \cos\varphi \cos\Theta_L)^2 \big) + \Delta\omega_2^2(E_x). \tag{14}$$

Здесь $\Delta\omega_1^2(E_x)$ и $\Delta\omega_2^2(E_x)$ — поправки, обусловленные электрическим полем,

$$\Delta\omega_1^2(E_x) = \omega_1^2(H,0) - \omega_1^2(H,E)$$

$$= \gamma^2 H_E \kappa k_{xxz} E_x (2 + \cos^2\varphi) \cos^2\varphi \sin 2\Theta_L,$$

$$\Delta\omega_2^2(E_x) = \omega_2^2(H,0) - \omega_2^2(H,E)$$

$$= \gamma^2 H_E \kappa k_{xxz} E_x \cos^2\varphi \sin 2\Theta_L, \tag{15}$$

$\cos\Theta_L$ — вещественный корень уравнения (7), а угол φ находится из уравнения

$$\sin\varphi = (H_y + 2D_{zy} M_0 \cos\varphi \cos\Theta_L)/2H_E, \tag{16}$$

где

$$H_E = \chi_\perp^{-1} M_0 \text{ —} \tag{17}$$

обменное поле, ответственное за антиферромагнитное упорядочение.

В (15) учтены только те поправки, которые содержат множитель H_E (17) и в этом смысле являются обменно-усиленными (см., например, [6]). Обычно в спектре АФМР обменное усиление испытывают такие воздействия, которым в выражении для F (3) соответствуют слагаемые, не содержащие компонент вектора $\mathbf{M}$ (2). В частности, обменное усиление отсутствует для обычного магнитоэлектрического взаимодействия, описываемого в (3) слагаемыми с $d_{\alpha\beta\gamma}$, поэтому его вклад в $\Delta\omega_1^2(E_x)$ и $\Delta\omega_2^2(E_x)$ не попал в формулы (15). Обменно-усиленный вклад поля $\mathbf{E}$ в частоту АФМР вносит только антиферроэлектрическое взаимодействие, которого нет в кристаллах с центром симметрии. Обратим также внимание на важный результат, следующий из формулы (15): указанное обменное усиление обращается в нуль при $\cos\Theta_L$ и $\sin\Theta_L = 0$, т.е. в начале и в конце поворота (рис. 2). Первый случай соответствует $\mathbf{H} = 0$.

Вторая особенность спектра (14) связана со значением поля

$$H_y = H_{\mathrm{cr}} = 2M_0 \frac{K_{zz}\chi_\perp^{-1} + \kappa k_{xxz}\chi_\perp^{-1} - D_{23}^2}{D_{23}^2}, \tag{18}$$

которому соответствует значение $\cos\Theta_L = 1$ и соответственно $\sin\Theta_L = 0$. При этом значении (при $E_x = 0$), как уже указывалось выше, заканчивается переориентация вектора $\mathbf{L}$ от оси $\mathbf{X}$ к оси $\mathbf{Z}$ (рис. 2), что соответствует фазовому переходу II рода. Соответствующая ему „мягкая мода“ связана с частотой ω_1^2. Однако если учесть влияние поправок за счет поля E_x, не испытывающих обменного усиления, частота ω_1^2 при $H_y = H_{\mathrm{cr}}$ останется конечной

$$\Delta\omega_1^2(E_x, H_{\mathrm{cr}}) = [\gamma\kappa(k_{xxz}\sin\varphi - d_{xyx}\cos\varphi)E_x]^2. \tag{19}$$

Если слагаемые такого типа учесть в уравнении (7), то окажется, что значение $\cos\Theta_L = 1$ может быть достигнуто только при $H_y \to \infty$ (эффект „размывания“ фазового перехода).

Частотам ω_1 и ω_2 (14) соответствуют резонансные магнитный $\mathbf{m}(t) = \big(\mathbf{M}(t) - \mathbf{M}_{\mathrm{eq}}\big)$ и электрический $\mathbf{p}(t) = \big(\mathbf{P}(t) - \mathbf{P}_{\mathrm{eq}}\big)$ отклики на высокочастотные магнитное $\mathbf{h}(t)$ и электрическое $\mathbf{e}(t)$ поля

$$m_\alpha(t) = \sum_\beta \big(\chi_{\alpha\beta}^m h_\beta^\omega(t) + \alpha_{\alpha\beta}^m e_\beta^\omega(t) \big),$$

$$p_\alpha(t) = \sum_\beta \big(\alpha_{\alpha\beta}^p h_\beta^\omega(t) + \kappa_{\alpha\beta} e_\beta^\omega(t) \big). \tag{20}$$

Кроме того, мы посчитали полезным привести выражения для отклика вектора $\mathbf{L}$ на поля $\mathbf{h}(t)$ и $\mathbf{e}(t)$

$$l_\alpha(t) = L_\alpha(t) - (L_{\mathrm{eq}})_\alpha = \sum_\beta \big(\chi_{\alpha\beta}^l h_\beta^\omega(t) + \alpha_{\alpha\beta}^l e_\beta^\omega(t) \big). \tag{21}$$

Заметим, что χ^l и α^l не являются обычными тензорами магнитной и магнитоэлектрической восприимчивости. Они даже имеют другую собственную симметрию, преобразуясь соответственно как произведения $L_\alpha H_\beta$ и $L_\alpha E_\beta$.

Существенно отличными от нуля оказались следующие компоненты тензоров χ^m, χ^l, α^m, α^p, α^l и κ:

$$\chi^m_{yy} = \gamma^2 4M_0^2 \frac{K_{zz}}{\omega_1^2 - \omega^2} \cos^2\varphi \sin^2\Theta_L,$$

$$\chi^m_{zz} = \gamma^2 4M_0^2 \frac{K_{yy}\cos^2\varphi\sin^2\Theta_L + \chi_\perp^{-1}\sin^2\varphi}{\omega_2^2 - \omega^2},$$

$$\chi^m_{xz} = (\chi^m_{zx})^* = -\gamma^2 4M_0^2$$

$$\times \frac{\chi_\perp^{-1}K_{yy}\cos^2\varphi\sin 2\Theta_L + \chi_\perp^{-1}(D_{zy}\cos\varphi\sin\Theta_L + i\omega/\gamma 2M_0)\sin\varphi}{\omega_2^2 - \omega^2},$$

$$\chi^l_{zy} = -\gamma^2 4M_0^2 \frac{\chi_\perp^{-1}(D_{yz}\cos\varphi\sin\Theta_L + i\omega/\gamma 2M_0)}{\omega_1^2 - \omega^2} \tag{22}$$

$$\times \cos\varphi\sin\Theta_L,$$

$$\chi^l_{yz} = -\gamma^2 4M_0^2$$

$$\times \frac{\chi_\perp^{-1}(D_{zy}\cos\varphi\sin\Theta_L + \chi_\perp^{-1}\sin\varphi\cos\Theta_L + i\omega/\gamma 2M_0)}{\omega_2^2 - \omega^2}$$

$$\times \cos\varphi\sin\Theta_L,$$

$$\alpha^m_{xy} = \alpha^p_{xy} = \kappa\big(k_{xxz}\chi^l_{zy}(\omega) + d_{xyx}\chi^m_{yy}(\omega)\big)\sin\Theta_L,$$

$$\alpha^m_{yz} = \alpha^p_{yz} = \kappa\big(k_{yyz}\chi^l_{yz}(\omega) + d_{yzz}\chi^m_{zz}(\omega)\big)\cos\Theta_L,$$

$$\alpha^l_{xz} = \kappa\Bigg(d_{xyx}\chi^l_{zy}(\omega)\sin\Theta_L + \chi_\perp$$

$$\times \frac{\gamma^2 4M_0^2\chi_\perp^{-2}(k_{xxz}\cos 2\Theta_L + d_{xyx}\sin\varphi\cos\Theta_L)\sin\Theta_L}{\omega_1^2 - \omega^2}\Bigg), \tag{23}$$

$$\alpha^l_{yy} = \kappa\Bigg(d_{yzz}\chi^l_{yz}(\omega)\cos\Theta_L + \chi_\perp$$

$$\times \frac{\gamma^2 4M_0^2\chi_\perp^{-2}(k_{yyz}\cos\Theta_L + d_{yyy}\sin\varphi)}{\omega_2^2 - \omega^2}\Bigg),$$

$$\begin{aligned} \kappa_{xx}(\omega) &= \kappa\big(1 + (d_{xyx}\alpha^m_{xy} + k_{xxz}\alpha^l_{xz})\sin\Theta_L\big), \\ \kappa_{yy}(\omega) &= \kappa\big(1 + (d_{yzz}\alpha^m_{yz} + k_{yyz}\alpha^l_{yy})\sin\Theta_L\big). \end{aligned} \tag{24}$$

1.2. Частоты и восприимчивости в полях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{Y}$. При $\cos\Theta_L \ll 1$

$$\omega^2_{1,2}(H,E) = \frac{1}{2}\Bigg[\omega_1^2(H,0) + \omega_2^2(H,0)$$

$$\pm\sqrt{(\omega_1^2(H,0) - \omega_2^2(H,0))^2 + (4H_E\kappa k_{yyz}E_y\cos^2\varphi\sin\Theta_L)^2}\Bigg]. \tag{25}$$

Заметим, что в этом случае в отличие от предыдущего ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{X}$) обменно-усиленный вклад поля $\mathbf{E}$ в $\omega^2_{1,2}$ не равен нулю даже при $\Theta_L = \frac{\pi}{2}$ (т. е. при $H_y = 0$). Напротив, он исчезает при $H_y \to H_{\mathrm{cr}}$.

При $\sin\Theta_L \ll 1$

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= 2(\kappa k_{yyz}E_y\sin\varphi)^2, \\ \omega_2^2 &= \omega_2^2 - 2(\kappa k_{yyz}E_y\sin\varphi)^2. \end{aligned} \tag{26}$$

Восприимчивости в этом случае практически не отличаются от восприимчивостей в полях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{X}$.

2. Обсуждение результатов

Приступая к анализу высокочастотных свойств $KNiPO_4$ в переменных магнитных и электрических полях, мы пытались получить ответы на следующие вопросы.

1) Насколько заметным может оказаться влияние постоянного электрического поля $\mathbf{E}$ на частоты АФМР?

2) Каков магнитный отклик (т. е. амплитуда колебаний вектора $\mathbf{M}$) на частотах АФМР при возбуждении переменными магнитным $\mathbf{h}(t)$ и электрическим $\mathbf{e}(t)$ полями?

3) Чем определяется амплитуда резонансных колебаний вектора $\mathbf{P}$ (т. е. электрический отклик) на частотах АФМР в полях $\mathbf{h}(t)$ и $\mathbf{e}(t)$?

На первый вопрос обнадеживающий ответ дают формулы (15) и (25), из которых следует, что влияние поля $\mathbf{E}$ действительно может усиливаться обменом. Для конкретных оценок нужно анализировать, например, отношение

$$\frac{\Delta\omega_1^2(E_x)}{\omega_1^2} \approx 3\,\frac{\Delta\omega_2^2(E_x)}{\omega_2^2} \approx 3\,\frac{\kappa k_{xxz}E_x}{2M_0K_{zz}} \operatorname{ctg}\Theta_L. \tag{27}$$

Комбинация параметров $\kappa k_{xxz}E_x$, как вытекает из (3), имеет смысл поля анизотропии, наведенного за счет E_x в направлении биссектрисы одного из углов, образованных осями $\mathbf{X}$ и $\mathbf{Z}$. Кроме того, вблизи критического поля $H_y \approx H_{\mathrm{cr}}$, когда $\sin\Theta_L \ll 1$, малость $\kappa k_{xxz}E_x$ по сравнению с $2M_0K_{zz}$ частично компенсируется большой величиной $\operatorname{ctg}\Theta_L$, что усиливает влияние E_x на частоты АФМР ω_1 и ω_2.

Представляется, что было бы крайне целесообразно исследовать экспериментально сдвиг частот АФМР, обусловленный электрическим полем $\mathbf{E}$, в условиях спин-переориентационного перехода. Дело в том, что в обычных условиях такой сдвиг относительно ширины линии АФМР мал и его наблюдение весьма трудная задача (см., например, результаты опытов на Cr_2O_3 [7–9]). При этом, однако, надо иметь в виду, что абсолютное значение обменно-усиленного $\Delta\omega(E)$ вблизи H_{cr} уменьшается вместе с $\sin\Theta_L$.

К числу наиболее важных выводов теории можно отнести также следующее. Существование и проявление обменно-усиленного вклада $\Delta\omega(E)$ в частоту АФМР в значительной степени определяется направлением электрического поля.

Например, при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{X}$ указанный вклад возникает только при наличии $H_y \neq 0$. При этом, возрастая от нулевого значения (при $H_y = 0$), $\Delta\omega(E)$ с увеличением H_y проходит через максимум и затем идет к нулю при $H_y \geqslant H_{\mathrm{cr}}$ (более точно, при $H_y \to \infty$).

В то же время при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{Y}$ величина $\Delta\omega(E) \neq 0$ даже при $H_y = 0$, но она снова исчезает, если не учитывать не усиленный обменом вклад (26) при $H_y \geqslant H_{\mathrm{cr}}$.

Ответ на второй вопрос дают формулы (22) и (23). Магнитный отклик $\mathbf{m}(t)$ на переменное магнитное поле $\mathbf{h}(t)$ описывается компонентами $\chi^m_{\alpha\beta}(\omega)$ (22). Они не содержат ничего нового по сравнению с обычными выражениями для высокочастотной магнитной восприимчивости двухподрешеточных антиферромагнетиков [10].

Формулы (23) описывают магнитный отклик $\mathbf{m}(t)$ на переменное электрическое поле $\mathbf{e}(t)$ и электрический отклик $\mathbf{p}(t)$ на $\mathbf{h}(t)$. Максимальную величину имеет компонента α^m_{xy}, обладающая особенностью только на частоте АФМР ω_1

$$\alpha^m_{xy} = \alpha^p_{yx} \approx \frac{i\gamma\chi_\perp H_E \kappa k_{xxz}}{\omega_1 - \omega} \approx i\chi^m_{yy}(\omega)\kappa k_{xxz}\sqrt{\frac{H_E}{H^z_A}}, \quad (28)$$

где $H^\alpha_A = 2M_0K_{\alpha\alpha}$ — так называемое поле анизотропии в направлении α. По сравнению с $\chi^m_{yy}(\omega)$ она содержит кроме малого параметра k_{xxz} также множитель $\sqrt{H_E/H^z_A} \gg 1$, что увеличивает шанс обнаружить этот сигнал экспериментально. Следует также обратить внимание, что эффект ожидается максимальным в слабых полях $H_y \ll H_{\mathrm{cr}}$, когда $\sin\Theta_L \approx 1$.

Наконец, формулы (24) описывают резонансный на частотах АФМР ω_1 и ω_2 электрический отклик $\mathbf{p}(t)$ на поле $\mathbf{e}(t)$. При малых H_y ($H_y \ll H_{\mathrm{cr}}$), когда $\sin\Theta_L \approx 1$, максимальная компонента $\kappa_{xx}(\omega)$, имеющая особенность на частоте ω_1,

$$\kappa_{xx}(\omega) = -\frac{2\gamma\chi_\perp H_E(\kappa k_{xxz})^2}{\omega_1 - \omega}. \quad (29)$$

Вблизи критического значения $H_y \approx H_{\mathrm{cr}}$, когда $\cos\Theta_L \approx 1$, максимальная компонента

$$\kappa_{yy}(\omega) = \frac{2\gamma\chi_\perp H_E(\kappa k_{yyz})^2}{\omega_2 - \omega}, \quad (30)$$

имеет резонансную особенность на частоте ω_2.

По сравнению с $\alpha^m_{xy}(\omega)$ (28) компонента $\kappa_{xx}(\omega)$ (29) имеет лишнюю степень малого параметра k_{xxz}. Но эта малость может частично компенсироваться тем, что в случае $\mathbf{p}(t)$ регистрируется более сильная электрическая часть электромагнитного отклика, а не магнитная, как в случае колебаний $\mathbf{m}(t)$.

Приведенные выше результаты позволяют сделать следующие выводы.

1) Следует ожидать, что на частотах АФМР ω_1 и ω_2 резонансные особенности имеют место не только для высокочастотных магнитных свойств $KNiPO_4$, но и для высокочастотных электрических свойств этого соединения.

2) Оба типа резонансных сигналов (магнитный и электрический) могут возбуждаться как переменным магнитным $\mathbf{h}(t)$, так и переменным электрическим $\mathbf{e}(t)$ полем.

3) Имеет место эффект обменного усиления влияния электрического поля E_x на частоты АФМР.

4) Максимального сдвига частот АФМР в поле E_x следует ожидать вблизи критического значения магнитного поля $H_y \approx H_{\mathrm{cr}} \approx 10^5$ Oe.

Список литературы

[1] F. Fisher, M. Lujan, F. Kubel, H. Schmid. Ferroelectrics **162**, 37 (1994).

[2] M. Lujan, J.-P. Rivera, S. Kizhaev et al. Ferroelectrics **161**, 77 (1994).

[3] Е.А. Туров. ЖЭТФ **110**, 220 (1996).

[4] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001).

[5] Ю.М. Гуфан. ЖЭТФ **60**, 1537 (1971).

[6] Е.А. Туров. УФН **164**, 325 (1994).

[7] E. Kita, K. Siratori, A. Tasaki. J. Phys. Soc. Japan **46**, 1033 (1979).

[8] E. Kita, A. Tasaki, K. Siratori. J. Appl. Phys. Japan **18**, 1361 (1979).

[9] E. Kita, K. Siratori, A. Tasaki. J. Appl. Phys. Japan **50** (part II), 7748 (1979).

[10] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967).