

УДК 537.622.5 : 539.143.43

ИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД И АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ЭРБИЕВОМ ОРТОХРОМИТЕ

Н. М. Ковтун, А. С. Москвин, Г. А. Троцкий, В. М. Хмара

В ErCrO_3 при $T=1.7$ К исследовано влияние на спектры ЯМР ^{53}Cr внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0 \leq 6$ кЭ, направленного вдоль *a*- или *b*-оси кристалла. Из анализа экспериментальных данных определено, что поле $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$ практически не влияет на магнитную структуру ортохромита, поле $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ индуцирует спин-переориентационный переход $\Gamma_1 (G_y) \rightarrow \Gamma_{12} (G_{yz})$. Определены значения параметров $(a_{yy} - a_{zz}) \cdot |v_{yz}|$, характеризующих анизотропию сверхтонких взаимодействий в плоскости *bc* для ядер ^{53}Cr , а также значения компонент тензора ГЭП $v_{xx}, v_{yy}, v_{zz}, |v_{yz}|$.

Редкоземельный (РЗ) ортохромит ErCrO_3 (пространственная группа $D_{2h}^{16} - P_{bmn}$ [1]) при температурах ниже $T_N = 133$ К является слабым ферромагнетиком, магнитная конфигурация $\Gamma_4 (G_x, A_y, F_z, F_z'')$ [1-3]. При $T_N \approx 10$ К в нем происходит спин-переориентационный (СП) переход в чисто антиферромагнитную конфигурацию $\Gamma_1 (A_x, G_y, C_z, C_z'')$ [1, 4-9]. При температурах ниже T_N фаза Γ_4 может быть восстановлена наложением малого (1-2 кЭ) внешнего магнитного поля вдоль кристаллографической оси *c* [2, 4, 5, 7, 10]. Третья спиновая конфигурация $\Gamma_2 (F_x, C_y, G_z, F_x'')$, характерная для РЗ ортохромитов [11] и ортоферритов [12, 13], в ErCrO_3 может быть индуцирована магнитным полем, приложенным вдоль оси *a* кристалла, при этом критическое поле, необходимое для полной переориентации $G_x \rightarrow G_z$ (при $T > T_N$) или $G_y \rightarrow G_z$ (при $T < T_N$), увеличивается с уменьшением температуры [3, 6, 9] и при $T=4.2$ К составляет 28 кЭ [9].

Одним из наиболее эффективных методов исследования спонтанных и индуцированных магнитным полем СП переходов в РЗ ортоферритах и ортохромитах является метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ядер ^{57}Fe и ^{53}Cr . Наряду с исследованием особенностей фазового перехода (ФП) ЯМР позволяет исследовать такие уникальные явления, как магнитная и электрическая неэквивалентности ядер $3d$ -ионов, ярко проявляющиеся в области СП переходов [14-16], получить важную информацию об анизотропии электронно-ядерных взаимодействий. ErCrO_3 методом ЯМР ^{53}Cr исследовался в конфигурациях Γ_4 и Γ_1 в отсутствие внешнего магнитного поля [17, 18]. При этом обнаружен заметный вклад эрбиевой подсистемы в частоты ЯМР, найдены величины квадрупольных расщеплений в высоко- и низкотемпературной магнитных конфигурациях. В [19] методом ЯМР ^{53}Cr исследован при $T=1.7$ К СП переход $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_4$, индуцированный внешним магнитным полем $\mathbf{H}_0 \parallel c$ -оси кристалла.

В настоящей работе изучается влияние на спектры ЯМР ^{53}Cr в конфигурации Γ_1 внешнего магнитного поля, направленного вдоль *a*- или *b*-оси кристалла, а также приложенного в *ab*-плоскости кристалла. Реализующийся в ErCrO_3 индуцированный полем $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ СП переход $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$ еще не исследовался методом ЯМР в ортохромитах и изоструктурных им орто-

ферритах, и поэтому такое исследование представляет самостоятельный интерес. Вместе с тем исследование данного СП перехода методом ЯМР ^{53}Cr позволяет определить параметры, характеризующие ядерные квадрупольные взаимодействия, и анизотропию сверхтонких взаимодействий (СТВ) в ErCrO_3 .

1. Методика эксперимента

Измерения выполнялись методом ЯМР ^{53}Cr . Спектры ЯМР ^{53}Cr были сняты при температуре $T=1.7\text{ К}$ и в магнитных полях до 6 кЭ, используя импульсный спектрометр ЯМР с частотной разверткой и с записью интегрированного сигнала эха на самописец. Условия формирования сигнала эха соответствовали возбуждению ядер ^{53}Cr в доменах. Длительности возбуждающих импульсов составляли $\tau_1=10$, $\tau_2=20$ мкс, интервал между импульсами $\tau_{12}=120$ мкс. Ширина резонансной линии ЯМР ^{53}Cr составляла 45 кГц.

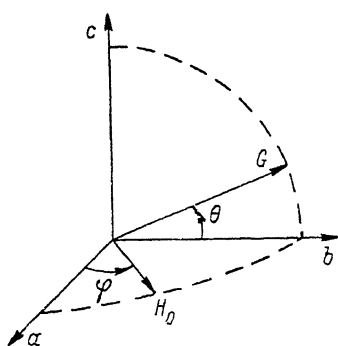


Рис. 1. Расположение вектора внешнего магнитного поля H_0 и вектора антиферромагнетизма хромовой подсистемы G по отношению к осям a , b , c кристалла ErCrO_3 .

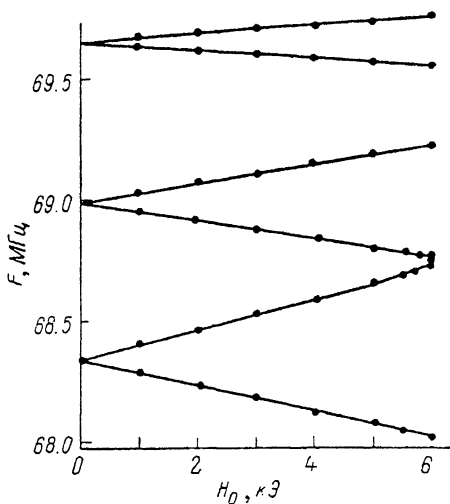


Рис. 2. Зависимость резонансных частот ЯМР ^{53}Cr от величины поля H_0 при $H_0 \parallel a$.

Монокристалл ErCrO_3 , используемый в эксперименте, был выращен методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве свинцовых соединений. Образец объемом $\sim 5\text{ мм}^3$ имел неправильную форму. Он устанавливался в криостате так, что его кристаллографическая ось c , предварительно определенная рентгенодифракционным методом с точностью до нескольких минут, располагалась перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля H_0 с точностью не хуже 2° (рис. 1). Ось c являлась осью вращения образца. Положение осей a и b по отношению к направлению внешнего магнитного поля H_0 определялось в процессе эксперимента с точностью 0.5° .

Внешнее магнитное поле создавалось электромагнитом, нестабильность поля не превышала $1 \cdot 10^{-3}$. Измерение напряженности магнитного поля производилось измерителем магнитной индукции ШИ-1, обеспечивающим точность $1 \cdot 10^{-4}$.

2. Результаты и их обсуждение

Поле $H_0 \parallel a$ -оси. Полевая зависимость частот ЯМР ^{53}Cr представлена на рис. 2. В отсутствие магнитного поля наблюдаются три линии ЯМР с квадрупольным расщеплением $|v_{yy}| = 648 \pm 5$ кГц, при этом имеет место небольшая неэквидистантность: расстояние между высокочастотной линией и центральной составляет 642 ± 5 кГц, а между центральной и низкочастотной — 655 ± 5 кГц. С включением поля каждая линия расщепляется

на две, что согласуется с представлением о плавном вращении спинов Cr^{3+} в bc -плоскости кристалла.

В соответствии с выводами теории [16, 20] величина расщепления частот ЯМР ^{53}Cr для данного плавного СП перехода $\Gamma_1(G_y) \rightarrow \Gamma_{12}(G_y, G_z) \rightarrow \Gamma_2(G_z)$ может быть представлена как

$$\Delta f(\theta) = \begin{cases} 2\left(\frac{\gamma_n}{2\pi} a_{yz} - v_{yz}\right) \sin 2\theta, \\ 2\frac{\gamma_n}{2\pi} a_{yz} \sin 2\theta, \\ 2\left(\frac{\gamma_n}{2\pi} a_{yz} + v_{yz}\right) \sin 2\theta \end{cases} \quad (1)$$

для линий, соответствующих переходам $3/2 \leftrightarrow 1/2$, $1/2 \leftrightarrow -1/2$ и $-1/2 \leftrightarrow -3/2$ соответственно. Здесь a_{yz} — параметр анизотропии СТВ [15], θ — угол переориентации вектора антиферромагнетизма в bc -плоскости (рис. 1), $v_{yz} = 1/2eQV_{yz}$, где Q — квадрупольный момент, V_{yz} — компонента тензора градиента электрического поля (ГЭП).

Наряду с расщеплением линий ЯМР происходит смещение их центров тяжести [16, 20]:

$$\begin{aligned} \delta f(3/2 \leftrightarrow 1/2) &= \left[\frac{\gamma_n}{2\pi} (a_{yy} - a_{zz}) + (v_{yy} - v_{zz}) \right] \sin^2 \theta, \\ \delta f(1/2 \leftrightarrow -1/2) &= \frac{\gamma_n}{2\pi} (a_{yy} - a_{zz}) \sin^2 \theta, \\ \delta f(-1/2 \leftrightarrow -3/2) &= \left[\frac{\gamma_n}{2\pi} (a_{yy} - a_{zz}) - (v_{yy} - v_{zz}) \right] \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (2)$$

В малых полях справедливо соотношение [13]

$$\sin \theta = kH_0, \quad (3)$$

где $k \approx 1/H_{\text{ан}}$, $H_{\text{ан}} = H_{\kappa} H_{\text{E}} / H_{\text{D}}$ (H_{κ} , H_{E} , H_{D} — соответственно поле анизотропии в bc -плоскости, обменное поле и поле Дзялошинского). С учетом (3) зависимости (2) будут иметь вид

$$\begin{aligned} \delta f(3/2 \leftrightarrow 1/2) &= \left[\frac{\gamma_n}{2\pi} (a_{yy} - a_{zz}) + (v_{yy} - v_{zz}) \right] k^2 H_0^2, \\ \delta f(1/2 \leftrightarrow -1/2) &= \frac{\gamma_n}{2\pi} (a_{yy} - a_{zz}) k^2 H_0^2, \\ \delta f(-1/2 \leftrightarrow -3/2) &= \left[\frac{\gamma_n}{2\pi} (a_{yy} - a_{zz}) - (v_{yy} - v_{zz}) \right] k^2 H_0^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Запись в таком виде теоретических зависимостей позволяет провести их сравнение с экспериментальными данными и определить некоторые константы электронно-ядерных взаимодействий.

Из экспериментальных зависимостей (рис. 2) с учетом (4) было определено

$$a_{yy} - a_{zz} > 0, \quad \frac{\gamma_n}{2\pi} (a_{yy} - a_{zz}) \approx 0.7 |v_{yy} - v_{zz}|. \quad (5)$$

Значение v_{yy} определено экспериментально с точностью до знака, с учетом результатов теоретического рассмотрения [20] полагаем $v_{yy} = +0.65$ МГц. Значение v_{zz} получим из зависимости [16]

$$v_{xx} + v_{yy} + v_{zz} = 0.$$

Поскольку из эксперимента по индуцированной переориентации $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_4$ при $T = 1.7$ К [19] определен только модуль v_{xx} , компоненты тензоров v_{xx} и v_{zz} могут иметь следующие значения:

- 1) $v_{xx} = -0.35$ МГц, $v_{zz} = -0.3$ МГц;
- 2) $v_{xx} = 0.35$ МГц, $v_{zz} = 1.0$ МГц,

из которых только первые значения согласуются с соответствующими теоретическими значениями [20], совпадая по знаку и будучи разумно близкими по величине. Значение $\nu_{zz} = -0.3$ МГц также близко к экспериментальной величине $|\nu_{zz}| = 0.4$ МГц, полученной непосредственно из квадрупольного расщепления линий ЯМР ^{53}Cr в конфигурации Γ_2 при $T=37$ К [18] (заметим, что $|\nu_{zz}|$ имеет тенденцию к уменьшению с повышением температуры [18]).

Итак, для расчета воспользуемся следующими значениями

$$\nu_{yy} = 0.65, \nu_{zz} = -0.3, \nu_{yy} - \nu_{zz} = 0.95 \text{ МГц.}$$

Поскольку $a_{yy} - a_{zz} > 0$ и $\nu_{yy} - \nu_{zz} > 0$, то экспериментальной зависимости с наибольшим сдвигом (на рис. 2 — нижняя по частоте) соответствует верхняя формула теоретических зависимостей (4), которую с учетом (4) запишем в виде

$$\delta f_H = 1.7 (\nu_{yy} - \nu_{zz}) k^2 H_0^3 = 1.7 \cdot 0.95 k^2 H_0^3.$$

Значения угла переориентации θ в зависимости от величины H_0 при $H_0 \parallel a$

H_0 , кЭ	θ , град
0	0
1	1.5
2	3.1
3	4.7
4	6.2
5	7.8
6	9.3

Сравнивая экспериментальную и теоретическую зависимости, определим константу $k=0.027$, знание которой позволяет определить угол θ при любом H_0 (см. таблицу).

Из экспериментальных полевых зависимостей расщепления центральной и боковых линий ЯМР, используя формулы (1) и (3), были определены значения $(\gamma_n/2\pi) |a_{yz}| = 0.69$ и

$|\nu_{yz}| = 0.39$ МГц, при этом $a_{yz}\nu_{yz} < 0$, т. е. a_{yz} и ν_{yz} имеют противоположные знаки.

Поле $H_0 \parallel b$ -оси. Зависимость расщепления линий ЯМР при $H_0 \parallel b$ от величины H_0 приведена на рис. 3. Как и следует ожидать, исходя из структуры $\Gamma_1 (G_y)$, каждая линия квадрупольного триплета с включением поля $H_0 \parallel b$ расщепляется на две, при этом расщепление всех линий одинаково при каждом значении H_0 , линейно по полю и симметрично относительно нерасщепленных линий. Наличие только 6-ти линий ЯМР ^{53}Cr , т. е. отсутствие магнитной неэквивалентности ионов Cr^{3+} , и одинаковое расщепление всех 3-х линий при каждом значении H_0 , т. е. отсутствие электрической неэквивалентности, позволяют сделать вывод, что поле $H_0 \leq 6$ кЭ практически не приводит к изменению магнитной структуры $\Gamma_1 (G_y)$.

Небольшое отличие гиромангнитного отношения для ядер ^{53}Cr , определенного из зависимостей рис. 3 ($\gamma_n/2\pi = 0.2370 \pm 0.0010$), от табличного ($\gamma_n/2\pi = 0.2406$ [21]) может быть вызвано следующими факторами: влиянием размагничивающего поля; полевой зависимостью вклада ионов Er^{3+} в локальное поле на ядрах ^{53}Cr ; возможной неколлинеарностью спинов ионов Cr^{3+} , т. е. наличием в конфигурации Γ_1 наряду с главной модой G_y «скрытых» мод A_x и C_x , обусловленных соответственно взаимодействиями $\text{Cr}-\text{Cr}$ [12, 13] и $\text{Er}-\text{Cr}-\text{Er}$ ($f-d-f$ -обмен) [22].

В настоящее время разделить эти вклады в экспериментальную величину $\gamma_n/2\pi$ не представляется возможным.

Поле H_0 в ab -плоскости. На рис. 4 представлена зависимость частот линий ЯМР ^{53}Cr от угла φ между направлением H_0 и осью a при вращении магнитного поля H_0 в плоскости ab , $H_0 = 1.1$ кЭ. На основании такой зависимости только для центральной линии ($1/2 \leftrightarrow -1/2$) ранее [23] был сделан ошибочный вывод о наличии в конфигурации Γ_1 большой неколлинеарности магнитной структуры хромовой подсистемы в ab -плоскости. Покажем, что угловые зависимости частот ЯМР могут быть объяснены исходя из коллинеарной магнитной структуры $\Gamma_1 (G_y)$ для подсистемы хрома и наличия спиновой переориентации $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_{12}$, индуцированной проекцией поля H_0 на ось a кристалла.

Сверхтонкое поле на ядрах ^{53}Cr для данного случая индуцированной переориентации $\Gamma_1-\Gamma_2$ запишем (без учета квадрупольного взаимодействия) в виде [15]

$$H_{\text{ст}} = H_{\text{к}} + a_{yy}G_y^2 + a_{zz}G_z^2 \pm 2a_{yz}G_yG_z \pm G_yH_y, \quad (6)$$

где $H_{\text{к}}$ — изотропное контактное поле, a_{yy} , a_{zz} , a_{yz} — константы КСТВ, $G_y(\varphi)$, $G_z(\varphi)$ — проекции вектора антиферромагнетизма хромовой подсистемы \mathbf{G} на оси y и z , $G=1$, H_y — проекция поля \mathbf{H}_0 на ось y . Оси x , y , z соответственно совпадают с осями кристалла a , b , c . Проекция поля H_y теоретически вызывает СП переход $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$, которым мы пренебрегаем.

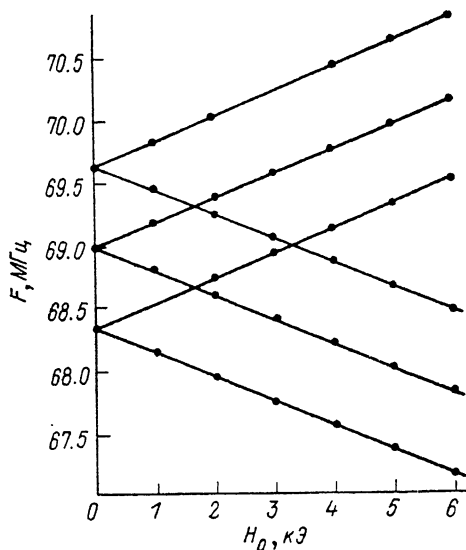


Рис. 3. Зависимость резонансных частот ЯМР ^{53}Cr от величины H_0 при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$.

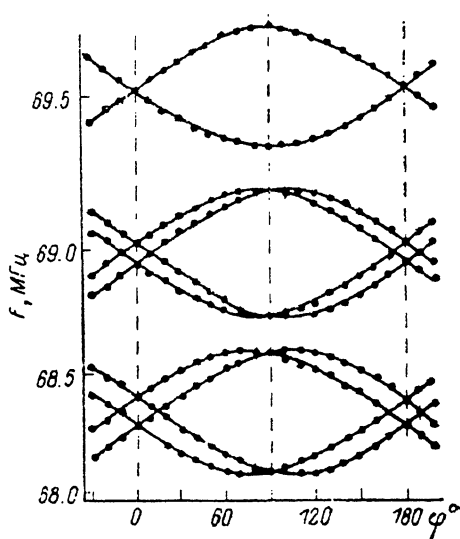


Рис. 4. Зависимость резонансных частот ЯМР ^{53}Cr от угла φ при вращении магнитного поля H_0 в плоскости ab .

$H_0 = 1.1$ кЭ, угол φ отсчитывается от оси a .

Перепишем выражение (6) в виде

$$H_{\text{ст}} = H_{\text{к}} + a_{yy} \cos^2 \theta(\varphi) + a_{zz} \sin^2 \theta(\varphi) \pm a_{yz} \sin 2\theta(\varphi) \pm H_0 \cos \theta(\varphi) \sin \varphi.$$

Знаки «+», «-» перед четвертым членом относятся к ядрам ионов Cr^{3+} соответственно в позициях 1, 4 и 2, 3, перед последним членом — в позициях 1, 3 и 2, 4 соответственно. Таким образом, в общем случае при произвольном угле φ сверхтонкие поля на ядрах ^{53}Cr всех четырех ионов Cr^{3+} различны

$$\begin{aligned} H_{\text{ст}}^1 &= H_{\text{к}} + a_{yy} \cos^2 \theta + a_{zz} \sin^2 \theta + a_{yz} \sin 2\theta + H_0 \cos \theta \sin \varphi, \\ H_{\text{ст}}^2 &= H_{\text{к}} + a_{yy} \cos^2 \theta + a_{zz} \sin^2 \theta - a_{yz} \sin 2\theta - H_0 \cos \theta \sin \varphi, \\ H_{\text{ст}}^3 &= H_{\text{к}} + a_{yy} \cos^2 \theta + a_{zz} \sin^2 \theta - a_{yz} \sin 2\theta + H_0 \cos \theta \sin \varphi, \\ H_{\text{ст}}^4 &= H_{\text{к}} + a_{yy} \cos^2 \theta + a_{zz} \sin^2 \theta + a_{yz} \sin 2\theta - H_0 \cos \theta \sin \varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

Соответственно спектр ЯМР ^{53}Cr для центральной (f_n) линии ($1/2 \leftrightarrow -1/2$) при произвольном значении φ должен состоять из четырех линий $f_i = -(\gamma_n/2\pi) H_{\text{ст}}^i$. При $\varphi = 0$ ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$) и $\varphi = 90^\circ$ ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$) спектр ЯМР состоит из двух линий (вышерассмотренные случаи). При некоторых значениях угла φ_0 сумма двух последних членов в выражениях (7) становится равной нулю и число линий уменьшается до трех («узлы» на рис. 4):

$$a_{yz} \sin 2\theta \pm H_0 \cos \theta \sin \varphi = 0,$$

отсюда

$$\sin \varphi_0 = \pm \frac{2a_{yz} \sin \theta}{H_0}. \quad (8)$$

С учетом (3) (8) принимает вид

$$\sin \varphi_0 = \pm 2a_{yz} \cos \varphi_0 k,$$

или

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \pm 2a_{yz} k. \quad (9)$$

Для боковых линий с учетом электрической неэквивалентности положения узлов будут определяться формулой

$$\operatorname{tg} \varphi_n = \pm \left(a_{yz} \pm \frac{2\pi}{\gamma_n} v_{yz} \right) k, \quad (10)$$

где знаки «+» и «-» относятся соответственно к низкочастотной (f_n) и высокочастотной (f_n) линиям квадрупольного триплета.

Подставив в (9), (10) ранее найденные значения a_{yz} , v_{yz} и k , получаем

$$\text{для } f_n \operatorname{tg} \varphi_0 = \pm 0.24, \quad |\varphi_0| = 13.7^\circ,$$

$$\text{для } f_n \operatorname{tg} \varphi_0 = \pm 0.155, \quad |\varphi_0| = 8.8^\circ,$$

$$\text{для } f_n \operatorname{tg} \varphi_0 = \pm 0.068, \quad |\varphi_0| = 3.9^\circ,$$

что согласуется со значениями, полученными непосредственно из угловой зависимости частот ЯМР (рис. 4): $\varphi_0 = \pm 14^\circ$ для f_n и $\varphi_0 = \pm 9^\circ$ для f_n .

Для высокочастотной линии f_n положение углов было определено в полях $H_0 \geq 2$ кЭ и получено значение $\varphi_0 = \pm 4^\circ$. При $H_0 = 1.1$ кЭ φ_0 не определено, так как не достигается необходимого разрешения линий (линии f_n на рис. 4 являются уширенными).

Из формул (9) и (10) следует, что углы φ_0 для всех линий квадрупольного триплета в пределах справедливости (3) (т. е. при малых H_0) не зависят от H_0 , что подтвердилось экспериментально при прямых измерениях φ_0 в полях до 5 кЭ.

В заключение отметим, что анализ экспериментальных данных проведен в предположении коллинеарной магнитной структуры подрешеток хрома. Естественно, теоретическое обсуждение может быть распространено и на случаи учета скрытой неколлинеарности спинов ионов Cr^{3+} , т. е. реальной магнитной структуры $\Gamma_1 (A_x, G_y, C_z)$. Однако в настоящий момент уровень экспериментальных данных не позволяет провести надежную количественную оценку неколлинеарности спинов, т. е. параметров A_x и C_z .

Авторы выражают благодарность В. А. Саниной за обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bertaut E. F., Mareschal J. Sol. St. Commun., 1967, vol. 5, N 5, p. 93—97.
- [2] Veyret C., Ayasse J. B., Chaussy J. et al. J. Phys. (Paris), 1970, vol. 31, N 5, p. 607—611.
- [3] Holmes L., Eibschütz M. E., van Uitert L. G. J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 3, p. 1184—1185.
- [4] Courths M., Hufner S. Z. Physik, 1975, vol. B22, N 3, p. 245—251.
- [5] Eibschutz M., Holmes L., Maita J. P., van Uitert L. G. Sol. St. Commun., 1970, vol. 8, N 14, p. 1163—1165.
- [6] Eibschutz M., Cohen R. L., West K. W. Phys. Rev., 1969, vol. 178, N 2, p. 572—575.
- [7] Courths R., Hufner S., Pelzi J., van Uitert L. G. Sol. St. Commun., 1970, vol. 8, N 14, p. 1163—1165; Z. Physik, 1972, vol. 249, N 5, p. 445—455.
- [8] Meltzer R. S., Moos H. W. J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 3, p. 1240—1241.
- [9] Hasson H., Hornreich R. M., Komat Y. et al. Phys. Rev., 1975, vol. B12, N 11, p. 5051—5067.
- [10] Головенщиц Е. И., Санина В. А. ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 10, с. 1301—1311.
- [11] Bertaut E. F., Mareschal J., de Vries G. et al. IEEE Trans. Magn., 1966, vol. 2, N 3, p. 453—458.
- [12] Bertaut E. F. In: Magnetism. vol. III. Ed. by G. T. Rado, H. Suhl. N. Y.; London: Academic Press, 1963, p. 149—205.
- [13] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 317 с.

- [14] *Khmara V. M., Kovtun N. M., Troitskii G. A.* Sol. St. Commun., 1974, vol. 15, N 11, p. 1769—1771.
- [15] *Карначев А. С., Клечин Ю. И., Ковтун Н. М.* и др. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 3, с. 1176—1195.
- [16] *Карначев А. С., Клечин Ю. И., Ковтун Н. М.* и др. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 1, с. 279—284.
- [17] *Карначев А. С., Клочан В. А., Ковтун Н. М.* и др. ФНТ, 1978, т. 4, № 1, с. 90—93.
- [18] *Карначев А. С., Соболева Т. К., Соловьев Е. Е., Стефановский Е. П.* ФТТ, 1979, т. 21, № 5, с. 1451—1454.
- [19] *Ковтун Н. М., Троицкий Г. А., Хмара В. М.* Тез. докл. Всес. конф. по магнитному резонансу в конденсированных средах. Казань, 1984, ч. 2, с. 71.
- [20] *Карначев А. С., Клечин Ю. И., Ковтун Н. М.* и др. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 8, с. 670—677.
- [21] *Гордон А., Форд Р.* Спутник химика. М.: Мир, 1976. 541 с.
- [22] *Головенчиц Е. И., Санина В. А.* ФТТ, 1984, т. 26, № 6, с. 1640—1648.
- [23] *Ковтун Н. М., Троицкий Г. А., Хмара В. М.* Тез. докл. 22-го Всес. совещ. по физике низких температур. Кипшинев, 1982, ч. 1, с. 95—96.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
6 июля 1988 г.