

УДК 538.115; 538.22

©1994

РЕЛАКСАЦИОННАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В БАЗИСНОЙ ПЛОСКОСТИ КРИСТАЛЛОВ FeVO_3

В. В. Руденко

Проведено теоретическое рассмотрение примесной магнитной анизотропии в кристаллах FeVO_3 , возникающей при введении дефектных комплексов: вакансии группы VO_3^{-3} -3 иона Fe^{2+} . Расчет показывает существование одноосной анизотропии релаксационного характера в базисной плоскости кристаллов FeVO_3 . Объяснен подъем и предсказан спад кривой поля гексагональной анизотропии релаксационного характера (от температуры T) при конечных временах ее измерения и стремлении температуры T к нулю. Показано, что при переходе через точку компенсации константы гексагональной анизотропии эффективная ось кристаллического поля оказывается повернутой на угол 15° .

В работе [1] методом акустического резонанса наблюдалась светиндуцированная одноосная магнитная анизотропия в (111) плоскости кристаллов FeVO_3 . Для объяснения в [1] предложена модель, основанная на дефектном комплексе кислородная вакансия-ион Fe^{2+} .

В работе [2] одноосная анизотропия в базисной плоскости FeVO_3 наблюдалась методом антиферромагнитного резонанса (АФМР) без освещения образцов. В области низких температур была обнаружена аномалия гексагональной анизотропии [2,3], причем константа менялась от кристалла к кристаллу.

Точечная группа симметрии идеального кристалла бората железа D_{3d} , и поэтому в базисной плоскости нет выделенной оси второго порядка. В связи с этим для объяснения наличия одноосной анизотропии в базисной плоскости кристаллов FeVO_3 необходимо введение в рассмотрение дефектов, понижающих точечную локальную симметрию ионов железа. Кроме того, в [4] был рассчитан вклад ионов Fe^{3+} в гексагональную анизотропию. На основе этого расчета и экспериментов [2,3] был сделан вывод о примесной природе низкотемпературной аномалии гексагональной анизотропии в FeVO_3 .

Эти данные дают основания для рассмотрения модели включающей в себя, с одной стороны примесные центры, а с другой — дефекты, достаточно понижающие точечную локальную симметрию ионов железа.

В [5] сделана попытка теоретического описания этих явлений и выдвинуто предположение о релаксационном характере одноосной и низкотемпературной аномалии гексагональной анизотропии в FeVO_3 . В работе были рассмотрены модели: 1) анизотропный центр с дефектом по кислороду и 2) анизотропный центр с дефектом по кислороду и железу.

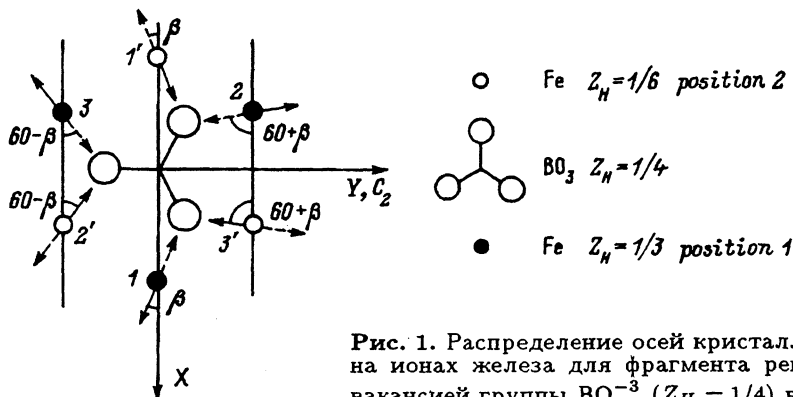


Рис. 1. Распределение осей кристаллического поля на ионах железа для фрагмента решетки FeBO_3 с вакансией группы BO_3^{-3} ($Z_H = 1/4$) в центре.

Однако, несмотря на имеющиеся попытки расчетов, существующие экспериментальные результаты [2] до сих пор не нашли даже качественного описания. Модель фотоиндуцированной анизотропии в кристаллах FeBO_3 описана в работе [6].

В настоящей работе проведено теоретическое рассмотрение релаксационной магнитной анизотропии в базисной плоскости кристаллов FeBO_3 , основанное на модели: вакансия группы BO_3^{-3} — 3 иона Fe^{2+} ; концентрация вакансий BO_3^{-3} $c_0 \ll 1$. Использование такой модели имеет под собой основание. С одной стороны, группа BO_3^{-3} является энергетически сильно связанной, поэтому, вероятно, она может встраиваться в решетку растущего кристалла в виде единого целого или создавать такую вакансию. С другой стороны, введением трех ионов Fe^{2+} достигается электронейтральность кристалла в целом. Наличие в борат-свинцовом растворителе групп BO_3^{-3} подтверждается данными, приведенными в [7]. Такая модель предложена в [8].

На рис. 1 показано распределение осей кристаллического поля на ионах железа, возникающего за счет вакансии BO_3^{-3} . Здесь же приведены значения, указывающие Z_H координату в гексагональной установке для группы BO_3^{-3} и ионов Fe. Ниже ($Z_H = 0$) и выше ($Z_H = 1/2$) этой группы находятся ионы Fe^{2+} (ионы типа A), они не показаны на рисунке. Один из ионов железа ($Z_H = 1/3$ или $1/6$), расположенных вокруг вакансии BO_3^{-3} в проекции на плоскость чертежа (ионы типа B), имеет валентность 2^+ , тогда как остальные 3^+ . При наложении определенных внешних воздействий будет наблюдаться движение электрона по позициям ионов железа типа B вокруг вакансии BO_3^{-3} . Сплошные стрелки имеют положительную, штриховые — отрицательную компоненты на ось Z. Ось Z выходит из плоскости чертежа. Через $\pm\beta$, $60 \pm \beta$ обозначены углы между проекциями осей на плоскости чертежа и сплошными линиями, параллельными X. Ось X лежит в плоскости симметрии кристалла.

Распределение осей кристаллического поля на ионах железа для фрагмента кристаллической решетки, в центре которого расположена вакансия верхней группы BO_3^{-3} ($Z_H = 3/4$), приведено на рис. 2. Нижняя ($Z_H = 1/4$; рис. 1) и верхняя ($Z_H = 3/4$; рис. 2) группы различаются

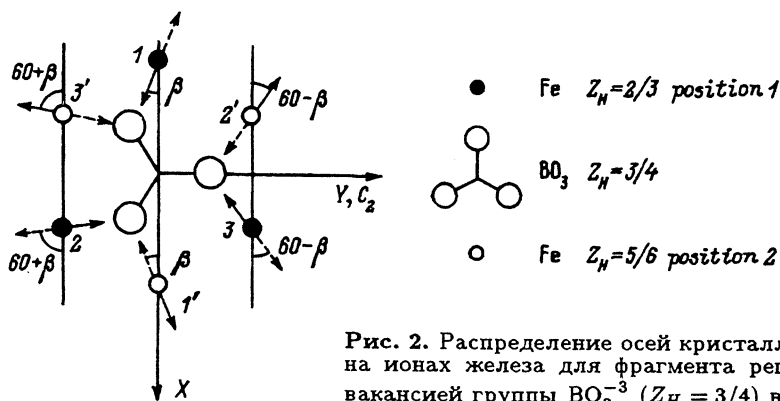


Рис. 2. Распределение осей кристаллического поля на ионах железа для фрагмента решетки FeBO₃ с вакансией группы BO₃⁻³ ($Z_H = 3/4$) в центре.

ориентацией в плоскости чертежа. Такое распределение осей следует из рассмотрения локальной симметрии ионов железа в кристаллических комплексах.

Будем учитывать в дефектной конфигурации магнитную анизотропию ионов Fe²⁺, пренебрегая Fe³⁺. Предполагается, что в позициях 1 и 2 моменты упорядочены антиферромагнитно. Точечная локальная симметрия позиций ионов Fe²⁺ типа B есть C₁, и поэтому анизотропия будет описываться тензором триклинной сингонии. Энергия анизотропии, приходящаяся на один ион Fe²⁺ кристалла

$$E_{\alpha_k} = \sum_{ij} B_{\alpha_k ij} M_{ki} M_{kj},$$

где k может приобретать значения от 1 до 12 для всех ионов железа типа B, окружающих вакансии BO₃⁻³ на рис. 1, 2; α_k — угол, на который повернута проекция оси кристаллического поля на плоскость (111) от оси X для k иона (все α_k показаны на рисунках); $i, j = X', Y', Z'$, M_k — подрешеточный магнитный момент k иона Fe²⁺; $B_{\alpha_k ij}$ — тензор анизотропии триклинной симметрии в системе координат X', Y', Z' (Z' = Z, X' совпадает с проекцией оси кристаллического поля на плоскость чертежа соответствующего иона Fe²⁺). Вращая систему координат X'Y'Z' вокруг Z' на углы, указанные на рис. 1, 2, так, чтобы X' совместились с осью X, и учитывая, что тензор $B_{\alpha_k ij}$ обладает центром симметрии, для k иона Fe²⁺ получим

$$\begin{aligned}
 E_{\alpha_1} = & \frac{1}{2} (B_{11} + B_{22}) + \left(B_{33} - \frac{1}{2} (B_{11} + B_{22}) \right) \cos^2 \theta'_1 + \\
 & + \frac{1}{2} (B_{11} - B_{22}) \cos 2(\varphi'_1 + \alpha + \beta) \sin^2 \theta'_1 + B_{12} \sin 2(\varphi'_1 + \alpha + \beta) \sin^2 \theta'_1 + \\
 & + B_{13} \cos(\varphi'_1 + \alpha + \beta) \sin 2\theta'_1 + B_{23} \sin(\varphi'_1 + \alpha + \beta) \sin 2\theta'_1 \quad (1)
 \end{aligned}$$

для первой позиции,

$$E_{\alpha_2} = \frac{1}{2}(B_{11} + B_{22}) + \left(B_{33} - \frac{1}{2}(B_{11} + B_{22}) \right) \cos^2 \theta'_2 + \\ + \frac{1}{2}(B_{11} - B_{22}) \cos 2(\varphi'_2 + \alpha - \beta) \sin^2 \theta'_2 + B_{12} \sin 2(\varphi'_2 + \alpha - \beta) \sin^2 \theta'_2 + \\ + B_{13} \cos(\varphi'_2 + \alpha + \beta) \sin 2\theta'_2 + B_{23} \sin(\varphi'_2 + \alpha - \beta) \sin 2\theta'_2 \quad (2)$$

для иона Fe^{2+} во второй позиции. Здесь $\alpha_1 = \alpha + \beta$; $\alpha_2 = \alpha - \beta$; α принимает значения $0, \pm 60^\circ$; θ'_1, θ'_2 и φ'_1, φ'_2 — полярный и азимутальный углы для подрешеточного магнитного момента в первой и второй позициях соответственно для компонент тензора анизотропии $X \rightarrow 1, Y \rightarrow 2, Z \rightarrow 3$. Будем предполагать, что магнитные моменты ионов Fe^{2+} в комплексах на рис. 1, 2 расположены антиферромагнитно.

Суммируя выражения (1), (2) и вводя углы θ' и φ' , для вектора антиферромагнетизма I' ($\theta'_1 = \theta', \varphi'_1 = \varphi', \theta'_2 = \pi - \theta', \varphi'_2 = \varphi' + \pi$) получим

$$E_{\alpha} = \frac{1}{2}(B_{11} + B_{22}) + \left(B_{33} - \frac{1}{2}(B_{11} - B_{22}) \right) \cos^2 \theta' + \\ + \frac{1}{2}(B_{11} - B_{22}) \cos 2\beta \cos 2(\varphi' + \alpha) \sin^2 \theta' + B_{12} \cos 2\beta \sin 2(\varphi' + \alpha) \sin^2 \theta' + \\ + B_{13} \cos \beta \cos(\varphi' + \alpha) \sin 2\theta' + B_{23} \cos \beta \sin(\varphi' + \alpha) \sin 2\theta'. \quad (3)$$

Движения электрона по ионам железа типа А не происходит. Точечная локальная симметрия позиций этих ионов C_{3i} , поэтому для вектора антиферромагнетизма добавятся анизотропные члены

$$E' = B_{33} \cos^2 \theta' + q'' \sin^3 \theta' \cos \theta' \cos 3\varphi'.$$

Энергия примесной анизотропии на моль вещества кристалла FeVO_3 может быть представлена в виде

$$E = 2Nc_0 B_{33} \cos^2 \theta' + 2Nc_0 q'' \sin^3 \theta' \cos \theta' \cos 3\varphi' + Nc_0 \sum_{\alpha} c_{\alpha} E_{\alpha}. \quad (4)$$

Здесь $c_0 = V_0 N' / VN$, где V_0 — объем моля FeVO_3 , V — объем кристалла, N — число Авогадро, N' — число вакансий VO_3^{-3} в кристалле, c_{α} — относительная концентрация ионов Fe^{2+} в α направлении, $\sum c_{\alpha} = 1$.

Обозначим ионы железа, лежащие в неэквивалентных направлениях в кристалле $\alpha = 0, -60, 60^\circ$, как 1, 2, 3 для первой подрешетки и $1', 2', 3'$ — для второй и найдем c_{α} из кинетических уравнений аналогично [9]. Будем рассматривать только «перескоки» электрона между ближайшими ионами $1-3'-2-1'-3-2'-1$. При этом «перескоки» электронов скоррелированы одновременным движением из позиций 1 в 2 и из 2 в 1 в эквивалентных направлениях (например, от иона 1 к $2'$ и от $1'$ к 2; рис. 1, 2) «перескоки» электронов $1-2-3, 1'-2'-3'$ учитывать не будем, так как предполагается, что вероятность их мала (расстояние типа $1-2'$ 3.6 \AA , типа $1-2$ 4.6 \AA).

Потенциальный барьер, преодолеваемый электроном при «перескоках», обозначим E_b , а энергию анизотропии для каждого направления в решетке кристалла — E_n ($n = 1, 2, 3$; здесь $\alpha \rightarrow n$). Тогда скорость

изменения концентрации Fe^{2+} , например, в направлении 1 будет пропорциональна частоте «перескока» электрона, бoльцмановскому фактору и c_n в соответствующих позициях

$$c_1 = \nu_0 c_2 \exp\left(-\frac{E_b - E_2}{kT}\right) + \nu_0 c_3 \exp\left(-\frac{E_b - E_3}{kT}\right) - 2\nu_0 c_1 \exp\left(-\frac{E_b - E_1}{kT}\right),$$

здесь ν_0 — частота перескока электрона между позициями для $kT \gg \gg |E_b - E_n|$.

Полная система уравнений будет иметь вид

$$\begin{pmatrix} \dot{c}_1 \\ \dot{c}_2 \\ \dot{c}_3 \end{pmatrix} = \nu \begin{pmatrix} -2 \exp(E_1/kT) & \exp(E_2/kT) & \exp(E_3/kT) \\ \exp(E_1/kT) & -2 \exp(E_2/kT) & \exp(E_3/kT) \\ \exp(E_1/kT) & \exp(E_2/kT) & -2 \exp(E_3/kT) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

здесь $\nu = \nu_0 \exp(-E_b/kT)$.

Решение системы уравнений (5), проведенное по стандартной методике [10], дает

$$\begin{aligned} c_1 &= B_1 + B_2 \exp(p\nu t) + B_3 \exp(r\nu t), \\ c_2 &= \frac{A_1 B_1}{A_2} + \frac{3A_1 + p}{3A_2 + p} B_2 \exp(p\nu t) + \frac{3A_1 + r}{3A_2 + r} B_3 \exp(r\nu t), \\ c_3 &= \frac{A_1 B_1}{A_3} + \frac{3A_1 + p}{3A_3 + p} B_2 \exp(p\nu t) + \frac{3A_1 + r}{3A_3 + r} B_3 \exp(r\nu t), \end{aligned}$$

где

$$A_n = \exp(E_n/kT),$$

$$p = -(A_1 + A_2 + A_3) + \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 - (A_1 A_2 + A_1 A_3 + A_2 A_3)},$$

$$r = -(A_1 + A_2 + A_3) - \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 - (A_1 A_2 + A_1 A_3 + A_2 A_3)},$$

B_1, B_2, B_3 — константы, определяемые из предельных условий; t — параметр времени.

Разлагая p и r в ряд по E_n/kT , получим $p = r \approx -3$, и найдя выражение для B_1, B_2, B_3 , имеем

$$c_n(\varphi', \varphi'_0, t) = c_n^0(\varphi') + [c_n^0(\varphi'_0) - c_n^0(\varphi')] \exp(-3\nu t).$$

Здесь φ' — угол, на который повернут примесный вектор антиферромагнетизма I' при произвольной температуре; φ'_0 — угол («отжига» образца), на который повернут I' при температуре, когда свободно происходит перераспределение электронов по позициям; $c_n^0 = A_n^{-1} / \sum A_n^{-1}$. Момент времени $t = 0$ является границей между состоянием системы, когда существует равновесное распределение дефектов, соответствующее повороту I' на φ'_0 , и когда I' повернут на угол при произвольной температуре.

Разложим экспоненты в ряд по E_n/kT в выражениях для c_n^0 и просуммируем в (4) по α . Тогда

$$E = \frac{1}{2} a' \cos^2 \theta' - D \sin^3 \theta' \cos \theta' \cos (3\varphi' - \psi) + q' \sin^3 \theta' \cos \theta' \cos 3\varphi' + \\ + \left\{ D \sin^3 \theta' \cos \theta' \cos (3\varphi' - \psi) - G \sin^2 \theta' \sin^2 \theta'_0 \cos 2(\varphi' - \varphi'_0) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} D \left[\sin^2 \theta' \sin \theta'_0 \cos \theta'_0 \cos (2\varphi' + \varphi'_0 - \psi) + \sin^2 \theta'_0 \cos \theta' \cos (\varphi' + 2\varphi'_0 - \psi) \right] - \right. \\ \left. - L \sin \theta' \cos \theta' \sin \theta'_0 \cos \theta'_0 \cos (\varphi' - \varphi'_0) \right\} \exp(-3\varphi\nu t).$$

Здесь введены обозначения

$$a' = 2Nc_0 \left(3B_{33} - \frac{1}{2}(B_{11} + B_{22}) \right),$$

$$D = \frac{Nc_0 \cos \beta \cos 2\beta}{kT} \times$$

$$\times \sqrt{\left[(B_{11} - B_{22}) B_{13} - 2B_{12} B_{23} \right]^2 + \left[(B_{11} - B_{22}) B_{23} + 2B_{12} B_{13} \right]^2},$$

$$G = \frac{Nc_0 \cos^2 2\beta}{8kT} \left[(B_{11} - B_{22})^2 + 4B_{12}^2 \right], \quad L = \frac{2Nc_0 \cos^2 \beta}{kT} (B_{13}^2 + B_{23}^2),$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{(B_{11} - B_{22}) B_{23} + 2B_{12} B_{13}}{(B_{11} - B_{22}) B_{13} - 2B_{12} B_{23}}, \quad q' = 2Nc_0 q'',$$

θ'_0 — полярный угол для l' при температуре, когда перераспределение электронов идет свободно.

Запишем функцию Φ , представляющую собой сумму термодинамического потенциала идеального кристалла, энергии анизотропии E и обмена

$$\Phi = \frac{1}{2} Bm^2 + \frac{1}{2} al_z^2 + d(l_x m_y - l_y m_x) + q(l_x^3 - 3l_x l_y^2) l_z - mh + All' + E. \quad (6)$$

Здесь опущен инвариант шестой степени для гексагональной анизотропии, поскольку в FeVO_3 он не дает вклада ^[2,4]. Членами, связанными взаимодействием примеси с внешним магнитным полем, пренебрегается из-за низкой концентрации дефектов c_0 . Пренебрегается также членами вида ml' , $m'l$, mm' по сравнению с ll' .

Положение вектора l' в плоскости (111) будет определяться конкуренцией базисной анизотропии и обмена All' . Пренебрегая в (6) базисной анизотропией, найдем, что в плоскости (111) l и l' коллинеарны. Будем предполагать, что угол θ' близок к 90° . В пользу такого предположения свидетельствует небольшое абсолютное значение величины гексагональной анизотропии FeVO_3 при низких температурах ^[2,3] по сравнению с одноосной. В дальнейшем будем полагать $\theta' = \theta$, так как для описания магнитной анизотропии является несущественным небольшая разориентация l и l' . Это предположение значительно упрощает дальнейшее рассмотрение. Тогда (6) примет вид

$$\Phi = \frac{1}{2} Bm^2 + \frac{1}{2} (a + a') \cos^2 \theta + d \sin \theta (m_y \cos \varphi - m_x \sin \varphi) +$$

$$\begin{aligned}
& + (q + q') \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi - mh - D \sin^3 \theta \cos \theta \cos(3\varphi - \psi) + \\
& + e^{-3\nu t} \left\{ D \sin^3 \theta \cos \theta (3\varphi - \psi) - G \sin 2\theta \sin^2 \theta_0 \cos 2(\varphi - \varphi_0) - \right. \\
& \left. - \frac{1}{2} D \left[\sin^2 \theta \sin \theta_0 \cos \theta_0 \cos (2\varphi + \varphi_0 - \psi) + \sin \theta \cos \theta \sin^2 \theta_0 \cos (\varphi + 2\varphi_0 - \psi) \right] \right\}.
\end{aligned}
\tag{7}$$

Здесь константа B перенормирована, $\cos \theta \cos \theta_0 \approx 0$ в выражениях для базисной анизотропии.

Из (7) следует, что существуют два типа анизотропии релаксационного характера в базисной плоскости кристаллов FeVO_3 . Первый тип — это одноосная анизотропия, которая может быть создана, например, в результате «отжига» образца с последующим наложением внешнего воздействия, упорядочивающего Fe^{2+} в одном направлении, и затем его, хотя бы частичного, «замораживания». Второй тип — это гексагональная анизотропия, которая возникает только в результате перераспределения Fe^{2+} по позициям в трех направлениях. В обоих случаях, появившиеся добавочные кристаллические электрические поля за счет упорядочения пар вакансия VO_3^{-3} -ион Fe^{2+} могут служить причиной одноосной и гексагональной анизотропии релаксационного характера. Отметим, что ростовые дефекты распределены статистически по кристаллу, при этом симметрия его макроскопических свойств остается D_{3d} . Однако как только мы накладываем внешнее воздействие, например магнитное поле, в одном направлении происходит упорядочение пар группа VO_3^{-3} -ион Fe^{2+} и симметрия макроскопических свойств кристалла как единого целого понижается. Вместе с тем макроскопические свойства основного объема имеют симметрию точечной группы идеального кристалла D_{3d} . Таким образом, в небольшой части кристалла, имеющего более низкую симметрию макроскопических свойств, будет существовать одноосная анизотропия релаксационного характера. Вращение внешнего магнитного поля в базисной плоскости кристалла, упорядочивающее примеси, имеет симметрию круга. Она будет понижаться до D_{3d} точечной симметрией кристалла, и в результате перераспределения примесей мы получим добавочную гексагональную анизотропию релаксационного характера. Реальная же картина оказывается более сложной. В базисной плоскости кристалла при определенных условиях присутствует и одноосная, и гексагональная анизотропия.

Из (7) также видно, что гексагональная анизотропия релаксационного характера появляется при $t > 0$, т.е. при движении системы к равновесию. В момент $t = 0$ она отсутствует. При $T \rightarrow 0$ (но когда еще справедливо разложение в ряд по степеням E_n/kT) и конечных значениях t подъем релаксационной гексагональной анизотропии должен смениться спадом, так как она будет «замораживаться», и поэтому ее значение стремится к нулю. Эти результаты объясняют экспериментальные данные работы [2,3] в низкотемпературной области.

Для экспериментальной проверки расчетов приведем некоторые выражения и соотношения, полученные для АФМР методики. Запишем резонансную частоту низкочастотной ветви спектра АФМР, используя (7). Рассмотрим частный случай, когда система находится в равновесии ($t = \infty$). Используя (7) и результаты работы [11], находим для

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H(H + H_d) + 36H_E H_Q \cos(6\varphi_H + 2\psi_0),$$

где

$$H_d = \frac{d}{M}, \quad H_E = \frac{B}{M}, \quad H_Q = -\frac{1}{M} \frac{Q^2}{4(a + a' + d^2/B)},$$

M — удвоенный подрешеточный магнитный момент в FeVO₃ на моль вещества, φ_H — угол между внешним магнитным полем и осью X ,

$$Q = \sqrt{\left\{q + q' - \frac{Nc_0 \cos \beta \cos 2\beta}{kT} [(B_{11} - B_{22}) B_{13} - 2B_{12} B_{23}]\right\}^2 + \left\{\frac{Nc_0 \cos \beta \cos 2\beta}{kT} [(B_{11} - B_{22}) B_{23} + 2B_{12} B_{13}]\right\}^2},$$

$$\operatorname{tg} \psi_0 = \frac{Nc_0 \cos \beta \cos 2\beta [(B_{11} - B_{22}) B_{23} + 2B_{12} B_{13}]}{kT(q + q') - Nc_0 \cos \beta \cos 2\beta [(B_{11} - B_{22}) B_{13} - 2B_{12} B_{23}]}$$

В точке компенсации имеем $H_Q = 0$, откуда

$$(B_{11} - B_{22}) B_{23} + 2B_{12} B_{13} = 0,$$

для $\operatorname{tg} \psi_0$ возникает неопределенность 0/0, однако фаза ψ_0 медленно возрастает при понижении температуры и первым ее значением, при котором поле гексагональной анизотропии меняет знак, будет $\psi_0 = 45^\circ$. Отсюда следует, что при переходе через точку компенсации эффективная ось кристаллического поля оказывается повернутой на угол 15° .

Список литературы

- [1] Seavey M.H. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. N 1. P. 49-52.
- [2] Руденко В.В. // Автореф. канд. дис. Симферополь, МВССО УССР, 1983.
- [3] Дорошев В.Д., Крыгин И.М., Молчанов А.Н., Прохоров А.Д., Руденко В.В., Селезнев В.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 5. С. 286-290.
- [4] Руденко В.В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 3. С. 775-779.
- [5] Федоров Ю.М. // Препринт ИФСО-122Ф. Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1980.
- [6] Звездин А.К., Мухин А.А. // Краткие сообщения по физике. 1988. № 5. С. 20.
- [7] Wanklyn В.М. // J. Cryst. Grow. 1983. V. 65. P. 533-540.
- [8] Петраковский Г.Н., Руденко В.В., Соснин В.М. // Препринт 571Ф. Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1989.
- [9] Hunt R.P. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 7. P. 2826-2836.
- [10] Пискунов Н.С. Дифференциальное и интегральное исчисление. М.: Наука, 1972.
- [11] Туров Е.А., Гусейнов Н.Г. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. № 4. С. 1326-1331.

Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
29 июля 1993 г.
В окончательной редакции
25 января 1994 г.