УДК 538.115

ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В СПИРАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ (НА ПРИМЕРЕ ЕВРОПИЯ)

А. С. Булатов, О. В. Ковалев

Экспериментально установлена значительная деформация монокристалла европия с появлением эффекта тетрагональности в его ОЦК решетке, сопровождающая магнитное упорядочение типа простой спирали. Теоретико-групповым анализом показано, что деформации обусловлены обменным взаимодействием, специфичным для несоизмеримой фазы и исчезающим для соизмеримой.

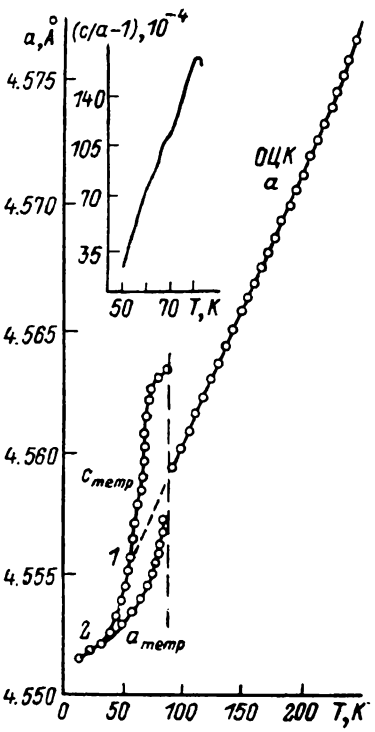
Предположим, что в кубическом кристалле вследствие фазового перехода возникает несоизмеримая магнитная структура с характерным волновым вектором $\mathbf{k}$ вдоль одного из тех направлений, которые в кристаллографическом отношении были эквивалентны в парамагнитной фазе. При этом можно ожидать и появления сопутствующей упругой механической деформации, в симметрийном смысле не противоречащей выделению направления вдоль $\mathbf{k}$. В зависимости от $\mathbf{k}$ могут «выделяться» поверхностная или объемная диагональ или одно из трех направлений осей четвертого порядка. Будем иметь в виду последний случай и считать, что несоизмеримая структура — магнитная спираль с осью вдоль Z и поворотами моментов в плоскости XY. Так как группа симметрии этой магнитной структуры состоит только из трансляций, то последними в строгом смысле исчерпывается и группа кристаллографической симметрии (расположения атомов). Но возможные нарушения представляют интерес лишь постольку, поскольку они экспериментально наблюдаемы. По-видимому, правильно предположить, что прежде всего должны быть заметны деформации, обусловленные обменным взаимодействием (формально: инвариантами в отношении группы в парамагнитной фазе, содержащими в первой степени компоненты $u_{\mu\nu}$ тензора деформации и во второй — компоненты параметрического магнитного копредставления, притом инвариантами, не меняющимися при повороте магнитной плоскости).

Ниже описываются измерения деформации в монокристалле ОЦК европия Eu в области температуры $T \approx 90$ K, при которой, согласно [1], возникает описанная выше магнитная спираль (а, согласно [2, 3], — скачок упругих констант; о других аномалиях см., например, [4, 5]) и дается истолкование экспериментов в рамках феноменологической теории фазовых переходов. Основной результат экспериментов — появление при магнитном упорядочении значительной тетрагональности. Результат теоретического рассмотрения — обменный характер соответствующих магнитоупругих констант, специфичный для спиральной фазы и исчезающих в предельных случаях ферро- и антиферромагнитных фаз, а также необменный характер слагаемых, обусловливающих переход в решетку симметрии ниже тетрагональной.

1. Исследование велось на монокристаллических образцах. Исходным материалом служил поликристаллический европий с содержанием метал-

лических примесей < 0.5 %. Процесс приготовления образцов включал прокатку в пластины до размеров $10\times5\times0.5$ мм, упаковку последовательно в европиевую и ниобий-циркониевую фольги, обезгаживающий отжиг в вакууме $1.2\cdot10^{-6}$ мм рт. ст. при температуре 450 °C в течение 5—7 часов и рекристаллизационный отжиг в среде спектрально чистого аргона при давлении 150—200 мм рт. ст. и температуре 750 °C в течение 250 часов. В результате вырастали монокристалльные зерна размером 2—3 мм. Поскольку Eu является активным газовым геттером, особенно по отношению к кислороду и водороду, то образцы транспортировались из камеры отжига через герметичное шлюзовое устройство в камеру монтажа, заполненную аргоном. В ней пластины Eu герметично упаковывались в бериллевый контейнер. Таким образом, при монтаже образца на дифрактометре исключалось соприкосновение образца с воздушной атмосферой, его поверхность не загрязнялась примесями. После отжига остаточное отношение $R_{300\text{K}}/R_{4.2\text{K}}$ достигало величины ≈170. На дифрактометре от монокристалла с мозаичностью $\approx5'$ регистрировалось дифракционное отражение от плоскостей (422) (угол дифракции $2\theta\approx$ $\approx176°$), что обеспечило измерения межплоскостного расстояния с точностью $\Delta d_i/d_i=\pm1.10^{-5}$. Детально методика измерений и конструкция криостата описана в [6].

На рисунке приведена температурная зависимость параметра a решетки европия. В парамагнитной фазе наблюдается практически линейная зависимость a (T),



Температурная зависимость параметров кристаллической решетки.

a — параметр объемно-центрированной кубической (ОЦК) решетки в парамагнитной фазе, $a_{\text{тетр}}$ и $c_{\text{тетр}}$ — параметры тетрагональной ОЦТ решетки в антиферромагнитной геликоидальной фазе. На вставке — температурная зависимость величины тетрагональности.

однако ниже температуры 87.5 ± 0.5 K обнаруживается понижение симметрии решетки: расщепляется дифракционная линия (422), возникает две компоненты (224) и (422) с соотношением интенсивности 1 2. Это указывает на решетку Γ_q^v. На вставке рис. 1 показана температурная зависимость осевого отношения (c/a—1). Вначале это отношение велико, но затем уменьшается. При температуре 35 K компоненты (224) и (422) практически не разрешаются, но дифракционный пик остается несколько уширенным и с асимметричным распределением интенсивности, что свидетельствует о слабой тетрагональности на уровне 10^{-4}. При четырехкратном термоциклировании в интервале 20—100 K температурная зависимость $a=a$ (T) полностью повторялась.

2. В европии угол между магнитными моментами в соседних плоскостях при $T_N=90$ K близок к 53°, при $T=4.2$ K — к 50°, т. е. вектор $\mathbf{k}_1=(0, 0, k)$ спирали далек от симметричных значений $\mathbf{k}_0=0$ и $\mathbf{k}_{1,0}=(0, 0, \pi/\tau)$. В связи с этим воспользуемся предложенной в работе [7] моделью перехода в несоизмеримую структуру. Магнитную плотность записываем в двух формах

$$\mathbf{M}(\mathbf{r})=\sum c_{\alpha i}\mathbf{e}_\alpha\varphi_i=\sum c_i\psi_i, \tag{1}$$

где $\mathbf{e}_\alpha$ — магнитные орты, φ_i — базисные векторы (БВ) перестановочного представления P (k), ψ_i — БВ магнитного копредставления D_m (K), K=

$=\{k_1, \ldots, k_6\}$ — звезда копредставления. В нашем случае ($\Phi = \mathrm{Im}3m$, позиция a (0, 0, 0) с локальной группой $G(a) = m\bar{3}m$) соответствующие малые копредставления есть $p(k_1) = d_1$, $d_m(k_1) = d_2 + d_5$ группы $G(\mathbf{k}_1) + Kh_{25}G(\mathbf{k}_1)$, где $G(\mathbf{k}_1) = I4mm$, K — оператор комплексного сопряжения, h_i — повороты по [8], d_i — малые неприводимые копредставления (НКП); для части элементов d_i даны в табл. 1 ($d_1 = d_2 \times d_2$, $d_4 = d_2 \times d_3$).

Таблица 1

НКП	h_4	h_{26}	h_{37}		БВ
d_2	1	-1	-1	1	
d_3	-1	1	-1	1	e_z
d_5	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	e_x, e_y

Поясним, почему нужно говорить о НКП, а не о неприводимых представлениях (НП). Физически неприводимые представления — это НКП. Все рассматриваемые ниже НП порождают НКП типа a (совпадают матрицы НП и НКП на унитарных подгруппах). Однако базисы НП и НКП в общем случае различны: из базиса $\{\Psi_j\}$ НП всегда получается два базиса $\{\psi_i\}$ и $\{\psi'_j\}$ НКП типа a

$$\psi_j \sim \Psi_j + a_0\Psi_j, \quad \psi'_j \sim i(\Psi_j - a_0\Psi_j), \tag{2}$$

где a_0 — некоторый фиксированный антиунитарный оператор (выше было положено $a_0 = Kh_{25}$). Это обстоятельство существенно при построении базисов из произвольных функций. Лишь на основании физических соображений в некоторых случаях одним из базисов в (2) можно пренебречь (см. ниже).

Для построения и исследования инвариантов нужны матрицы D полных НКП. Приведем только части D' этих матриц, показывающие, как преобразуются БВ, связанные с $\mathbf{k}_1$ и $-\mathbf{k}_1$ (табл. 2). В D'_1 и D'_2 строкам соответствуют последовательно БВ ψ_1 и ψ_1^*, в D'_5 — БВ ψ_1, ψ_2, ψ_1^* и ψ_2^*.

$$a = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad b = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad e = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad f = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Далее нам понадобятся БВ НКП. Пусть функция $u(\mathbf{r})$ вещественна, обладает свойством $u(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r} + \mathbf{a})$, а в остальном произвольна. Применяя к $u(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{r})$ оператор проектирования на малое НП τ^1 (порождающее d_1), получим

$$F_1 = \exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{r}) \sum u(h_i\mathbf{r}), \quad i = 1,\ 14,\ 4,\ 15,\ 26,\ 37,\ 27,\ 40. \tag{3}$$

Из F_1 по (2) находим два БВ φ_1 и φ'_1 НКП d_1. При этом φ'_1 оказывается состоящей из разностей $u(h\mathbf{r}) - u(-h\mathbf{r})$, которые обращаются в нуль в позициях атомов. На этом основании исключаем φ'_1 из рассмотрения. Остается

$$\left.\begin{array}{l} \varphi_1 \sim \varphi(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{r}); \quad \varphi(\mathbf{r}) = \sum v(h_i\mathbf{r}); \quad i = 1, \ldots, 4,\ 13, \ldots, 16; \\ \qquad v(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r}) + u(-\mathbf{r}). \end{array}\right\} \tag{4}$$

Таким образом, сейчас был несколько обобщен введенный в [9] принцип, согласно которому не учитываются БВ, обращающиеся в нуль в позициях атомов.

3. Пусть D_5 — параметрическое НКП. Можно показать, что минимизация суммы Ф инвариантов произвольного порядка, составленных из коэф-

Таблица 2

НКП	h_4	h_2	h_{26}	h_{25}
D_1'	e	f	e	f
D_2'	e	$-f$	$-e$	f
D_5'	$\begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & a \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & c \\ c & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c & 0 \\ 0 & c \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & e \\ e & 0 \end{pmatrix}$

фициентов $c_j = \rho_j \exp(i\vartheta_j)$ ($j=1$, 6), относящихся к D_5, приводит, в частности, к решению

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) \sim \sum c_i\psi_i + c_i^*\psi_i^* \sim \varphi(\mathbf{r})\,[\mathbf{e}_x \cos(\mathbf{kr}+\vartheta) - \mathbf{e}_y \sin(\mathbf{kr}+\vartheta)].$$

Это спираль в том смысле, что при $\varphi(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r}-\mathbf{a})$ сдвиг вдоль Z на τ сопровождается поворотом на $k\tau$ моментов атомов.

4. Оценим инварианты, квадратичные по c_j и линейные по $u_{\mu\nu}$. Их легко получать, выяснив, по каким НП группы $m\bar{3}m$ преобразуются трансляционно инвариантные произведения $c_j c_k^*$ и $u_{\mu\nu}$. Оказывается, что из принадлежащих D_5 величин c_j и диагональных компонент $u_{\mu\mu}$ можно составить инварианты ($u = u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}$)

$$J_1 = (c_1c_1^* + \ldots + c_6c_6^*)\,u, \quad J_2 = (c_1c_1^* + c_2c_2^*)\,u_{zz} + (c_3c_3^* + c_4c_4^*)\,u_{yy} + (c_5c_5^* + c_6c_6^*)\,u_{xx},$$
$$J_3 = (c_2c_2^* + c_3c_3^*)\,u_{xx} + (c_1c_1^* + c_6c_6^*)\,u_{yy} + (c_4c_4^* + c_5c_5^*)\,u_{zz}.$$

Будем считать, что в энергию эти J_l входят с коэффициентами α_l, и выясним, какие α_l обменные и какие α_l обращаются в нуль при $k \to 0$ и $k \to \pi/\tau$. Весьма существенно, что для решения этого вопроса нельзя ограничиться рассмотрением лишь параметрического НКП D_5, а нужно также привлечь НКП D_2, поскольку его БВ входят в разложение $M(r)$.

Обозначим через c_i' коэффициенты в $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ при БВ ψ_i' НКП D_2. Соответственно получим дополнительные инварианты

$$J_4 = (c_1'c_1'^* + \quad + c_3'c_3'^*)\,u, \quad J_5 = c_1'c_1'^*u_{zz} + c_2'c_2'^*u_{yy} + c_3'c_3'^*u_{xx}.$$

В рассматриваемом случае одного вектора $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$ в энергию входят части J_l, относящиеся к $\mathbf{k}_1$, т. е. в энергию входит сумма

$$S(\mathbf{k}_1) = \alpha_1(c_1c_1^* + c_2c_2^* + c_1'c_1'^*)\,u + \alpha_3(c_2c_2^*u_{xx} + c_1c_1^*u_{yy} + c_1'c_1'^*u_{zz}) +$$
$$+ (\alpha_4 - \alpha_1)\,c_1c_1^*u + \alpha_2(c_1c_1^* + c_2c_2^* + c_1'c_1'^*)\,u_{zz} + (\alpha_5 - \alpha_2 - \alpha_3)\,c_1'c_1'^*u_{zz}.$$

При произвольном повороте ортов $\mathbf{e}_\alpha$ не меняются выражения в скобках при α_1 и α_2, так как c_1, c_2 и c_1' — коэффициенты в $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ при функциях $\mathbf{e}_y\varphi_1$, $\mathbf{e}_x\varphi_1$ и $\mathbf{e}_z\varphi_1$ соответственно. Поэтому α_1 и α_2 имеют в основном обменный характер и по модулю велики. Остальные коэффициенты в $S(\mathbf{k}_1)$ неинвариантны относительно поворота ортов и, следовательно, необменные и малы: $\alpha_3 \approx 0$, $\alpha_4 \approx \alpha_1$, $\alpha_5 \approx \alpha_2$.

Совершим теперь предельный переход $k \to 0$ и потребуем, чтобы при этом получилось то же выражение для энергии, какое имеют место, если с самого начала рассматривать случай звезды $\mathbf{K}=0$. Для последней в роли перестановочного НКП выступает единичное T^1 ($\mathbf{K}=0$)$=D_1$ ($\mathbf{K}=0$) группы $Im3m$. Преобразующаяся по D_1 ($\mathbf{K}=0$) функция совпадает с $v(\mathbf{r})$ из (4), если на $v(\mathbf{r})$ наложить условия: $v(\mathbf{r}) = v(h_5\mathbf{r}) = v(h_9\mathbf{r})$ при $k \to 0$. (Если $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ считать δ-образной, указанные условия выполняются автоматически; в общем случае, как и условие $\varphi_1' = 0$, его приходится навязывать).

Переход $k \to 0$ сопровождается переходами c_1, $c_1^* \to M_y$, c_2, $c_2^* \to M_x$, c_1', $c_1'^* \to M_z$,

$$S(\mathbf{k}_1) \to S(\mathbf{M}) = \alpha_1 M^2 u + \alpha_3(M_x^2u_{xx} + M_y^2u_{yy} + M_z^2u_{zz}) + (\alpha_4 - \alpha_1)\,M_z^2u +$$
$$+ \alpha_2 M^2 u_{zz} + (\alpha_4 - \alpha_2 - \alpha_3)\,M_z^2u_{zz},$$

где M_α — компоненты вектора ферромагнетизма. Если же исходить из звезды $\mathbf{K}=0$, то получим всего два инварианта: M^2u и $M_x^2u_{xx}+M_y^2u_{yy}+M_z^2u_{zz}$. Отсюда следует, что при $k\to 0$ обращается в нуль обменный коэффициент α_2.

Аналогично можно показать, что $\alpha_2\to 0$ при $k\to\pi/\tau$. Кроме того, имеется инвариант с недиагональными $u_{\mu\nu}$. Он необменный, им и необменным J_3 пренебрегаем. Не рассматриваем также J_4 и J_5, поскольку ограничиваемся случаем простой спирали.

То обстоятельство, что α_2 — обменный коэффициент, объясняет значительную деформацию в Eu. Отметим также, что из факта обращения α_2 в нуль при $k=0$, π/τ следует, что при теоретическом рассмотрении несоизмеримых структур нельзя ограничиваться инвариантами, построенными для точек высокой симметрии в k-пространстве (даже если используется модель с производными по координатам).

5. Определим $u_{\mu\mu}$, обусловленные магнитным переходом. Для случая $\rho_1=\rho_2=\rho$, $2\vartheta=\pi$ запишем энергию с учетом магнитоупругих инвариантов

$$\Phi=\frac{1}{2}\rho^2\left[a_1+a_2u_{zz}+a_3\left(u_{xx}+u_{yy}\right)\right]+\frac{1}{4}K\rho^4+\frac{1}{2}\Lambda u^2+\\+\delta\left(u_{yy}u_{zz}+u_{xx}u_{zz}+u_{xx}u_{yy}\right),\tag{5}$$

где $a_2-a_3=\alpha_2$, $a_3=\alpha_1$, K — некоторый коэффициент. Минимизируя (5) по ρ и $u_{\mu\mu}$, найдем, что

$$u_{zz}=-\rho^2\frac{(2\Lambda+\delta)(a_3-a_2)+\delta a_3}{2\delta(3\Lambda+2\delta)},\quad u_{xx}=u_{yy}=\rho^2\frac{\Lambda(a_3-a_2)-\delta a_2}{2\delta(3\Lambda+2\delta)},\tag{6}$$

$$\rho^2=-\frac{a_1}{K(1+\chi)},\quad \chi=\frac{2\Lambda(a_3-a_2)^2+\delta(a_2-4a_3)a_2}{2K\delta(3\Lambda+2\delta)}.\tag{7}$$

Значение Φ в минимуме равно

$$\Phi_m=-\frac{a_1^2}{4K(1+\chi)}.\tag{8}$$

Для оценки Λ и δ воспользуемся данными [2] для поликристаллического европия, экстраполируем их на монокристалл и примем, что $\lambda_{xxxx}-\lambda_{xxyy}-2\lambda_{xyxy}=0$. Найдем, что $\Lambda=2.55$, $\delta=-1.84$ в единицах 10^{-11} дин/см^2 и далее

$$u_{zz}=q^2\rho^2\left[3.26\left(a_3-a_2\right)-1.84a_3\right],\quad u_{xx}=-q^2\rho^2\left[2.55\left(a_3-a_2\right)+1.84a_2\right],\tag{9}$$

где $2\delta(3\Lambda+2\delta)q^2=-1$. Данные эксперимента ($u_{zz}>0>u_{xx}$) и (6) заставляют принять, что $a_3-a_2>0$. На основании данных рисунка при оценке можно принять вблизи 90 K, что $u\approx 0$ и, следовательно, $a_2+2a_3\approx\approx 0$.

Значения $u_{\mu\mu}$ для ферромагнитной фазы (неважно, имеет или не имеет она место в европии) получаются из (9) при $a_2=a_3$

$$u_{zzf}=u_{xxf}=\delta\rho^2q^2a_{3f}\approx -2\rho^2q^2a_{3f}.\tag{10}$$

Эти значения можно считать характерными для ферромагнетиков. Хотя значения a_3 для спиральной и ферромагнитной фаз, безусловно, различны, тем не менее из (9), (10) следует, что вполне реальна ситуация, при которой u_{zz} в (9) заметно больше u_{zz} в (10). Подчеркнем также, что разность $\Delta u=u_{zz}-u_{xx}$ для спиральной фазы — величина того же порядка, что и, например, u_{xx}.

Проверим, не противоречат ли теоретические выводы «треугольнику» на рисунке между кривыми $c_{\text{тетр}}$ и $a_{\text{тетр}}$. В точке *1* пересечения $c_{\text{тетр}}$ с продолжением прямой $a_{\text{куб}}$ имеем $u_{zz}=0$. Приняв это равенство в качестве определяющего, получим для точки *1*

$$u_{xx1}=-\frac{\rho^2a_3}{2(2\Lambda+\delta)},\quad\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_1=u=2u_{xx1},$$

т. е. $u_{xx_1} < 0$, $\Delta V < 0$. Такие же неравенства имеют место в точке *2* схождения кривых $c_{\text{тетр}}$ и $a_{\text{тетр}}$. Движению от температуры фазового перехода к точке *2* на плоскости параметров a_2 и a_3 соответствует перемещение от некоторой точки на прямой $2a_3 = -a_2$ к какой-то точке на прямой $a_3 = a_2$. Всюду $a_3 > 0$, а в некоторой точке P $a_2 = 0$. В этой точке $u_{zzP} > 0$, $u_{xxP} < 0$.

Полученные заключения о знаках $u_{\mu\mu}$ и ΔV согласуются с рисунком. При этом под $u_{\mu\mu}$ понимались отклонения от значений, которые имели бы компоненты тензора деформаций при отсутствии магнитного упорядочения. Коэффициенты a_j можно выразить через производные обменных взаимодействий атомов по расстоянию.

6. Формулы (5)—(10) применимы несколько ниже точки перехода, но они не указывают на скачок $u_{\mu\mu}$ и на то, что переход экспериментально выглядит как переход первого рода. Мы предполагаем, что срыву на переход первого рода весьма содействует сильная тетрагональность спиральной фазы. Когда a_1 становится отрицательным, образуются малых размеров зародышевые области с магнитным упорядочением и хаотическим распределением растяжений по трем кристаллографическим осям C_4. Корреляции чисто магнитного характера между зародышами незначительны как в силу короткодействия обменных сил, так и ввиду отсутствия магнитных моментов у зародышей. Но ввиду значительных растяжений вдоль осей спиралей возникают сильные механические напряжения, что приводит к эффективным значениям Λ и δ, отличающимся от таковых вдали от точки фазового перехода и препятствующим возрастанию ρ. При сближении границ зародышей в некоторый момент оси спиралей выстраиваются в одном направлении, Λ и δ принимают обычные значения, u_{zz} испытывает скачок, ρ резко возрастает, что может быть экспериментально принято за скачок.

Разумеется, возможно стандартное объяснение скачка ρ в рамках, например, теории, описанной в [10] (условие: $K\,(1+\chi) < 0$). Однако получающийся результат — обратная пропорциональность скачка ρ коэффициенту при инварианте 6-го порядка — представляется парадоксальным.

Несколько слов о левой вершине «треугольника» на рисунке. Разность Δu зависит от температуры уже хотя бы из-за изменения расстояний между атомами. В европии она, в частности, обращается в нуль около 35 К. В нуль обращается и энергия, пропорциональная $(\Delta u)^2$, так что на первый план выступает магнитное взаимодействие. Возможно, при 35 К появляется доменная структура, обеспечивающая кубичность при более низких температурах.

Литература

[1] *Nereson N. G., Olsen C. E., Arnold G. P.* Phys. Rev., 1964, vol. 135, N 1a, p. A176—179.
[2] *Бурханов А. М., Гражданкина Н. П., Факидов И. Г.* ФТТ, 1967, т. 9, № 3, с. 748—749.
[3] *Rosen M.* Phys. Rev., 1968, vol. 166, N 2, p. 561—564.
[4] *Cohen R. L., Hüfner S., West K. W.* Phys. Rev., 1969, vol. 184, N 2, p. 263—270.
[5] *Барский И. М., Боярский Л. А., Диковский В. А.* ФТТ, 1974, т. 15, № 10, с. 3092—3096.
[6] *Булатов А. С., Долженко В. Ф.* ПТЭ, 1985, № 5, с. 206—208.
[7] *Ковалев О. В.* ФТТ, 1965, т. 7, № 1, с. 103—110.
[8] *Ковалев О. В.* Неприводимые представления пространственных групп. Киев: Изд-во АН УССР, 1961. 154 с.
[9] *Ковалев О. В.* ФТТ, 1963, т. 5, № 12, с. 3156—3163.
[10] *Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н.* Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М.: «Наука», 1984. 248 с.

Харьковский
физико-технический институт
АН СССР
Харьков

Поступило в Редакцию
22 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
12 августа 1987 г.