

Нитц В. В.

СЗ 4212

H-695

3569/78

Б1-4-11660.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-4-11660

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1978

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория нейтронной физики

В.В.Нитц

51-4-11660

МЕЖДОМЕННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В
МОНОКРИСТАЛЛЕ ГЕМАТИТА

Рукоспись получена
в издательский отдел
.. 13.. июль 1978 г.



Дубна, 1978 г.

АННОТАЦИЯ

При совместном действии магнитного поля и давления вдоль оси второго порядка в монокристалле гематита ниже точки Морино возможен фазовый переход первого рода между доменами двух типов. Фазовый переход можно наблюдать с помощью упругого когерентного рассеяния нейтронов на зародышах новой фазы.

При $T < T_M = 260$ К вектор антиферромагнетизма \vec{l} гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, пространственная группа $O_{3d}^6 - R\bar{3}c$, $T_N = 950$ К) направлен по ромбоэдрической оси (ось z)^{/1/}. Возможные при этом домены двух типов отличаются лишь знаками при l_z и при отсутствии внешнего поля энергетически эквивалентны. При действии магнитного поля \vec{h} , перпендикулярного оси z , вектор \vec{l} отклоняется от этой оси и, оставаясь перпендикулярным (в пределах точности известных экспериментов) полю, поворачивается к базисной плоскости^{/2/}. Угол θ между \vec{l} и z при данной величине поля с хорошей степенью точности не зависит от направления магнитного поля в базисной плоскости.

Однако, как далее показано, направление поля в базисной плоскости существенным образом определяет соотношение между энергиями доменов двух типов. В термодинамическом потенциале кристалла в магнитном поле, перпендикулярном оси z ^{/3/}:

$$\begin{aligned}
 F = & \frac{B}{2} m^2 - \frac{a}{2} l_z^2 - \frac{g}{4} l_z^4 + \beta (l_x m_y - l_y m_x) + \\
 & + d(3l_x^2 - l_y^2) l_y l_z + f(l_x^2 - 3l_y^2) l_x m_z + \\
 & + e \left[(l_x + i l_y)^6 + (l_x - i l_y)^6 \right] - m_x h_x - m_y h_y
 \end{aligned} \tag{I}$$

(ось x - параллельна оси второго порядка).

единственным членом, зависящим от l_z в нечетной степени, является

$$\underline{\Delta F} = d(3l_x^2 - l_y^2) l_y l_z . \tag{2}$$

Из наличия инварианта $\beta(l_x m_y - l_y m_x)$ следует, что при действии поля $h = h_y$ одинаковые знаки у доменов двух типов имеют компоненты l_x . Знаки l_y различны и определяются условием $\Delta F < 0$. В этом случае энергии доменов двух типов равны.

При действии поля $h = h_x$ одинаковые знаки у доменов имеют компоненты l_y . Учитывая, что при этом $l_x \equiv 0$ ^{14/}, видим, что разность энергий доменов двух типов равна около $2/d l_y^3 l_z$.

Как и в поле $h = h_x$ ^{14/}, при сжатии кристалла по оси также осуществляется состояние симметрии $2/m$ и происходит поворот вектора \vec{l} от оси z ($l_x = 0, l_y \neq 0$). Покажем, что при совместном действии $h = h_x$ и $p = p_x$ возможен фазовый переход первого рода между доменами. Минимизируя (I) относительно m_x, m_y, m_z и пренебрегая несущественными в данном случае инвариантами, пропорциональными f и e , с учетом основных инвариантов, зависящих от давления ^{15/}, получаем выражение

$$F(\theta, \varphi) = -\frac{1}{2}(a - \frac{\beta^2}{B}) \cos^2 \theta - \frac{g}{4} \cos^4 \theta - \frac{\beta}{B} h_x \sin \theta \sin \varphi + \quad (3)$$

$$+ d \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\varphi + \alpha p_x \sin \theta \cos \theta \sin \varphi + \chi p_x \sin^2 \theta \sin^2 \varphi$$

(θ - угол между \vec{l} и z , φ - угол между l_{xy} и k).

Минимизируя (3) по θ и φ и полагая, что $|\beta h_x| \gg B |\alpha p_x|$, получаем выражение для равновесного угла θ_p :

$$\sin \theta_p \approx \frac{\beta h_x}{B(a - \frac{\beta^2}{B} + g + 2\chi p_x)} \quad (4)$$

В нашем приближении θ_p не зависит от типа домена. Из минимизации потенциала (3) следует также, что для доменов обоих типов, если $\beta h_x > 0$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Приравнивая энергии доменов двух типов и используя (4), получаем уравнение линии в пространстве (H_x, P_x) , на которой энергии доменов равны :

$$h_{x0}^2 = \frac{\alpha B^2 (a - \frac{\beta^2}{3} + g)^2}{d \beta^2} \rho_{x0} \quad (5)$$

(пренебрегаем величиной $\frac{2}{3} \rho_{x0}$ по сравнению с a , так как $\beta = 0,0018 \text{ Эсм}^2/\text{кг}^{1/6}$).

При значениях давления и поля, удовлетворяющих (5), происходит фазовый переход первого рода между доменами двух типов. Очевидно, этот переход не связан с изменением магнитной симметрии кристалла и имеет место лишь в случае одинакового знака констант α и d .

Известна абсолютная величина α ($|\alpha| = 0,015 \text{ Э.см}^2/\text{кг}^{1/6}$), есть указание, что $d < 0$ ^{17/}, и известна оценка абсолютной величины d при $T < T_M$ ($|d| = 0,5 \text{ Э}^{1/8}$). В таком случае, если $\alpha < 0$, в поле $h_x < h_{x0}$ (считаем, что $\beta h_x > 0$) устойчивы домены, у которых $\cos \theta > 0$, а при $h_x > h_{x0}$ - домены с $\cos \theta < 0$.

Междоменный фазовый переход в гематите нетрудно реализовать при умеренных значениях магнитного поля и давления. Подставляя в (5) $B = 18,3 \cdot 10^6 \text{ Э}^{1/9}$, $\beta = 2,1 \cdot 10^4 \text{ Э}^{1/10}$ и низкотемпературные значения $a = 205 \text{ Э}$, $g = 60 \text{ Э}^{1/11}$, получаем, например, при $\rho_{x0} = 1 \text{ кг/см}^2$, $h_{x0} = 36 \text{ кЭ}$.

Для наблюдения перехода можно использовать упругое когерентное рассеяние нейтронов на зародышах новой фазы ^{12,13/}. При действии на монокристалл внешнего поля, незначительно превышающего

критическое значение, образуется множество малых по объему доменов новой фазы, скорость роста которых, в силу близости к фазовому равновесию, мала. Принимая во внимание присущую кристаллам магнитную анизотропию, можно полагать, что эти домены имеют плоский характер, т.е. число кристаллографических слоев N в одном направлении намного меньше, чем в двух других.

Сечение когерентного рассеяния нейтронов, удовлетворяющих условию Брегга, на N тонких доменах - зародышах, образовавшихся в монокристалле (для простоты полагаем, что все зародыши параллельны отражающей плоскости), равно $|q|^2 n^2 N$ (q - амплитуда рассеяния на одном слое магнитных моментов). Эта величина может быть существенно меньше единицы. Однако диапазон длин волн нейтронов, рассеивающихся на зародышах, равный λ_0/n (здесь λ_0 - средняя длина волны, удовлетворяющая условию Брегга), может значительно превышать соответствующий диапазон для рассеяния на однофазном образце. Последний определяется мозаичностью η кристалла и равен $\lambda_0 \cdot \text{ctg} \theta_0 \cdot \eta$. В результате, если кристалл достаточно толстый и имеет малую мозаичность, интегральная интенсивность рассеяния на зародышах, равная

$$I = i(\lambda_0) |q|^2 n^2 N \frac{\lambda_0}{n}, \quad (6)$$

может быть сравнимой или превышать интенсивность отражения от толстого монокристалла вдали от точки перехода

$$I_M = i(\lambda_0) \cdot \lambda_0 \cdot \text{ctg} \theta_0 \cdot \eta. \quad (7)$$

($i(\lambda_0)$ - интенсивность первичного пучка нейтронов).

Эксперимент, в котором наблюдалось увеличение рассеяния нейтронов в точке перехода первого рода, связанное, по-видимому, с образованием множества зародышей новой фазы, описан в работе /13/.

Возможно, рассмотренным выше фазовым переходом между доменами двух типов объясняется пик при $k_x = 50$ кЭ, полученный в измерениях полевой зависимости интенсивности отражения (111) на монокристалле гематита /7/. К сожалению, давление в этой работе не контролировалось, но известно, что при охлаждении от 293 К до 78 К, вследствие различных коэффициентов теплового расширения образца и устройства его крепления, образец был сжат вдоль оси X. Оценка показывает, что ρ_{x0} действительно могло быть близким к значению 2 кг/см^2 , соответствующему формуле (5) при $k_{x0} = 50$ кЭ.

В заключение автор благодарит Т.Гебултовича, Ю.М.Останевича, А.А.Яковлева за полезные обсуждения работы и Т.Ф.Дмитриеву за помощь при подготовке статьи.

В.И.ИЗ

Литература

1. C,Shull, W.Strauser, E.Wollan, Phys.Rev.,83,333,1951.
 2. P.J.Flanders, S.Strikman, Solid State Comm.,3,285,1965.
 3. И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
 4. В.В.Нитц. ФТТ, 16, 213, 1974.
 5. Е.А.Туров, В.Г.Шавров. ФТТ, 7, 217, 1965.
 6. Р.З.Левитин, А.С.Пахомов, В.А.Щуров. ЖЭТФ, 56, 1242, 1969.
 7. R.Levitin, V.Nitts, S.Nisiol, R.Ozerov. Sol.St.Comm.,
7, 1665, 1969; П.С.Анцупов и др. ФТТ, 13, 56, 1971.
 8. М.Баланда, В.В.Нитц. ОИЯИ, P14-7974, Дубна, 1971.
 9. Т.Какеко, S.Abe. J.Phys.Soc.Japan, 20, 2001,1965.
 10. L.Neel, R.Pauthenet. C.R.Acad.Sci.Paris,234,2172,1952.
 11. S.Foner, Y.Shapira. Phys.Lett., 29A,276,1969; Y.Shapira,
Phys.Rev.,184,589,1969.
-
12. В.В.Нитц. ОИЯИ, P13-10071, Дубна, 1976.
 13. В.В.Нитц, Г.Рэпке, З.Тухаж, А.А.Яковлев, ОИЯИ, P3-10072,
Дубна, 1976.