

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С342Г2  
Н-695

P4 - 7397

4425/2-73

В.В.Нитц

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ГЕМАТИТА  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7397

В.В.Нитц

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ГЕМАТИТА  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

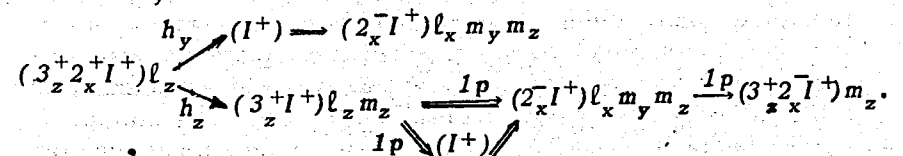
Направлено в журнал "Физика твердого тела"

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

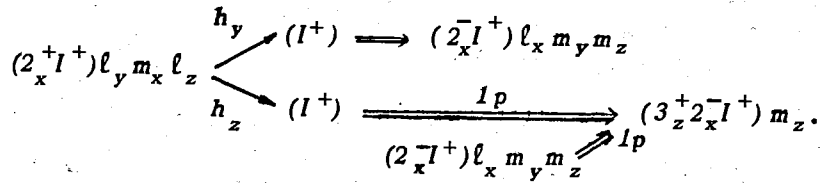
Рассмотрим особенности поведения гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , пространственная группа  $D_{3d}^6 - R\bar{3}c$ ,  $T_N = 950\text{K}$ ) во внешнем магнитном поле с учетом магнитной симметрии. Известно /1,2/, что при  $T < T_M = 260\text{K}$  осуществляется состояние симметрии  $(3_z^+ 2_x^+ I^+)$ , в котором  $\vec{l} = l_z \vec{e}_z, \vec{m} = 0$  /  $\vec{l}$  - вектор антиферромагнетизма,  $\vec{m}$  - вектор ферромагнетизма/, а выше  $T_M$  - состояние  $(2_x^+ I^+)$ , в котором  $l_y \neq 0, l_z \neq 0, m_x \neq 0, m_y = m_z = l_x = 0$ , причем в последнем случае компоненты  $l_z$  и  $m_x$ , обусловленные магнитными взаимодействиями, относительно малы. /Выбрана прямоугольная система координат с осью  $x$ , параллельной оси второго порядка, и осью  $z$ , совпадающей с ромбоэдрической осью. В скобках указаны элементы симметрии - ось третьего порядка, ось второго порядка, центр инверсии и четность относительно этих элементов симметрии (+ или -). Переход  $(3_z^+ 2_x^+ I^+) \rightarrow (2_x^+ I^+)$  при  $T = T_M$  является фазовым переходом первого рода из-за наличия в термодинамическом потенциале члена третьей степени относительно величины, обращаемой в нуль в точке перехода, а именно

$$[(l_x + il_y)^3 - (l_x - il_y)^3] l_z \quad /2,3/.$$

Проведенный нами анализ состояний симметрии гематита при  $T < T_M$  приводит к следующей диаграмме фазовых переходов, связанных с изменением симметрии, в поле  $h_y$  и  $h_z$ :



Аналогично для температурной области  $T_M < T < T_N$ :



На диаграммах указаны не равные нулю компоненты магнитных моментов; в случае  $(I^+)$  не равны нулю все компоненты векторов  $\vec{l}$  и  $\vec{m}$ . На втором месте слева - состояния, реализующиеся уже при сколь угодно малой величине поля. Двойными стрелками обозначены переходы, происходящие при увеличении магнитного поля. Там, где это следует из соображений симметрии, указано, что переход является фазовым переходом первого рода.

Конечным состоянием при увеличении поля  $h_y$  является  $(2_x^- I^+)$ , т.к. при этом максимальна величина спонтанного момента по оси  $y$ . По-видимому /4/, переход  $(I^+) \rightarrow (2_x^- I^+)$  в поле  $h_y$  при  $T < T_M$  достаточно близко к  $T_M$  является фазовым переходом первого рода. Однако известные экспериментальные данные не позволяют пока сделать однозначного вывода о роде фазового перехода при низких температурах.

При  $T < T_M$  и при  $T > T_M$  не слишком близко к  $T_N$  в поле  $h_z$  также имеет место состояние  $(2_x^- I^+)$ , так как при этом максимален спонтанный момент по оси  $z$ . При  $T < T_M$  в поле  $h_z$ , помимо прямого перехода первого рода  $(3_z^+ I^+) \rightarrow (2_x^- I^+)$ , вблизи  $T_M$  следует ожидать переход через промежуточное состояние:  $(3_z^+ I^+) \rightarrow (I^+) \rightarrow (2_x^- I^+)$ , т.е. два фазовых перехода, из которых первый - первого рода (из-за инварианта  $[(l_x + il_y)^3 + (l_x - il_y)^3] m_z$  в потенциале).

Это связано с тем, что "опрокидывание" при малой величине одноосной анизотропии происходит в поле, величина которого мала, так что энергия взаимодействия поля со спонтанным моментом, направленным по оси  $z$ , недостаточна, чтобы компенсировать энергию анизотропии в базисной плоскости. Такая компенсация

наступает при большем значении  $h_z$  (переход  $(I^+) \rightarrow (2_x^- I^+)$ ). При дальнейшем увеличении как при  $T < T_M$  так и при  $T > T_M$  происходит переход в состояние  $(3_z^+ 2_x^- I^+)$ , в котором нет антиферромагнитного упорядочения. В отличие от случая обычного коллинеарного антиферромагнетика /5/ этот переход является фазовым переходом первого рода из-за наличия в потенциале члена  $[(l_x + il_y)^3 + (l_x - il_y)^3] m_z$ . Поскольку величина этой энергии мала по сравнению с энергией обменного взаимодействия, величина скачка в значении  $\vec{l}$  должна быть весьма малой. На второй диаграмме, помимо очевидного перехода через промежуточное состояние  $(2_x^- I^+)$  в поле  $h_z$ , показан переход  $(I^+) \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+)$ . Возможность прямого перехода связана с тем, что достаточно близко к  $T_N$  "схлопывание" происходит в поле, недостаточном для полного поворота  $\vec{l}$  к оси  $x$ .

При действии поля  $h_y \neq 0$ ,  $h_z \neq 0$  осуществляется состояние  $(I^+)$ , а при достаточно большой величине этого поля -  $(2_z^- I^+)$ . Представленные схемы превращений позволяют построить фазовую диаграмму в пространстве  $(h_y, h_z, T)$ .

В поле  $h_x$  возможны лишь два состояния  $-(2^+ I^+)$  и  $(I^+)$ . В первом из них вектор  $\vec{l}$  - в плоскости  $yz$ , а второе - с отклонением  $\vec{l}$  от плоскости  $yz$  - может реализоваться лишь в случае изменения знака анизотропии в базисной плоскости. Если этого не происходит, в поле  $h_x$  нет фазовых переходов, связанных с изменением симметрии. Но фазовый переход первого рода без изменения симметрии в поле  $h_x$  остается возможным и, по-видимому, имеет место при  $T < T_M$  достаточно близко к  $T_M$ , когда угол между осью  $z$  и  $\vec{l}$  скачком увеличивается до значения, близкого (но не равного) к  $90^\circ$  /4/. То же самое происходит и при  $h_x \neq 0$ ,  $h_y \neq 0$ , но в этом случае с состоянием  $(I^+)$ .

Из вышеизложенного следует, что при действии поля в плоскости  $xu$ , "схлопывания" подрешеток, т.е. обращения в нуль  $\vec{l}$  не происходит, как бы ни велико было поле.

В заключение автор выражает глубокую благодарность И.Коцеву и Ю.М.Останевичу за полезные обсуждения работы.

### Литература

1. C.G.Shull, W.A.Strauser, E.O.Wollan. *Phys.Rev.*, 83, 333, 1951.
2. И.Е.Дзялошинский. *ЖЭТФ*, 32, 1547, 1957.
3. Л.Д.Ландау. *ЖЭТФ*, 7, 19, 1937. Л.Д.Ландау, Е.Лифшиц. *Статистическая физика*, Изд-во "Наука", 1964.
4. Y.Shapira. *Phys.Rev.*, 184, 589, 1969; S.Foner, Y.Shapira. *Phys.Lett.*, 29A, 276, 1969.
5. М.А.Савенко, В.В.Тарасенко. *Физика твердого тела*. 9, №11, 3284, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 августа 1973 года.