

# НАБЛЮДЕНИЕ НАВЕДЕННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ СЛАБОФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ $^{57}\text{FeVO}_3$ МЕТОДОМ МЕССБАУЗРОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

*В.Г. Лабушкин, В.В. Руденко, Э.Р. Саркисов,  
В.А. Саркисян, В.Н. Селезнев*

Впервые методом мессбауэровской дифракции исследован процесс намагничивания поверхностного слоя слабоферромагнитных кристаллов  $^{57}\text{FeVO}_3$ . В базисной плоскости в поверхностном слое кристаллов обнаружена наведенная магнитная анизотропия. Наблюдалась связь энергии стабилизации доменных границ и энергии стабилизации направления намагниченности в домене со степенью совершенства кристаллов.

Возможность регулирования глубины проникновения  $\gamma$ -квантов в кристалл (путем изменения энергии излучения), а также высокая чувствительность метода мессбауэровской дифракции к ориентации магнитных полей на рассеивающих ядрах [1], позволили впервые в настоящей работе исследовать процесс переориентации магнитных моментов ионов железа в поверхностном слое кристаллов  $^{57}\text{FeVO}_3$  при воздействии внешнего магнитного поля.

Борат железа ( $\text{FeVO}_3$ ) является слабым ферромагнетиком типа "легкая плоскость". Магнитные моменты ионов железа лежат в базисной плоскости (111) и слегка отклонены от строгой коллинеарности. Результаты исследований магнитных свойств кристаллов  $\text{FeVO}_3$  относились к кристаллу в целом (см., например, [2]). Поверхность же кристалла может обладать свойствами, существенно отличающимися от объемных [3].

Для исследования процесса намагничивания поверхности кристалла нами были поставлены эксперименты по схеме, аналогичной описанной в [1]. Измерялась интенсивность дифрагировавшего мессбауэровского излучения при изменении напряженности магнитного поля, приложенного вдоль прямой пересечения базисной плоскости кристалла с плоскостью рассеяния.

Все измерения проводились в чисто ядерном магнитном максимуме (777), при комнатной температуре. Рассеяние происходило через ядерный переход  $3/2 \rightarrow 1/2$ . Пучок  $\gamma$ -квантов отражался от всей поверхности кристалла. Для контроля за стабильностью скорости движения источника в процессе эксперимента использовался еще один мессбауэровский источник, установленный на другом конце штока вибратора, калибровочный поглотитель и Si (Li)-детектор. Контроль осуществлялся по интенсивности мессбауэровской линии поглощения калибровочного поглотителя.

Эксперимент проводился в следующем порядке: вначале к кристаллу прикладывалось магнитное поле  $\mathbf{H}$  напряженностью 370 Э перпендикулярно плоскости рассеяния ( $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$ ) ( $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$  — волновые векторы падающего на кристалл и отраженного от него излучения), при этом интенсивность

чисто ядерного магнитного отражения принимает максимальное значение [1]. Затем измерялась интенсивность дифрагировавшего мессбауэровского излучения в отсутствие магнитного поля ( $H = 0$ ), далее с полем, приложенным к кристаллу в плоскости рассеяния при увеличении  $H$ .



Рис. 1. Зависимость интенсивности дифрагировавшего мессбауэровского излучения при частичной расстройке резонанса (на 5 естественных ширин мессбауэровской линии) от величины напряженности магнитного поля ( $\alpha = 27^\circ$ )

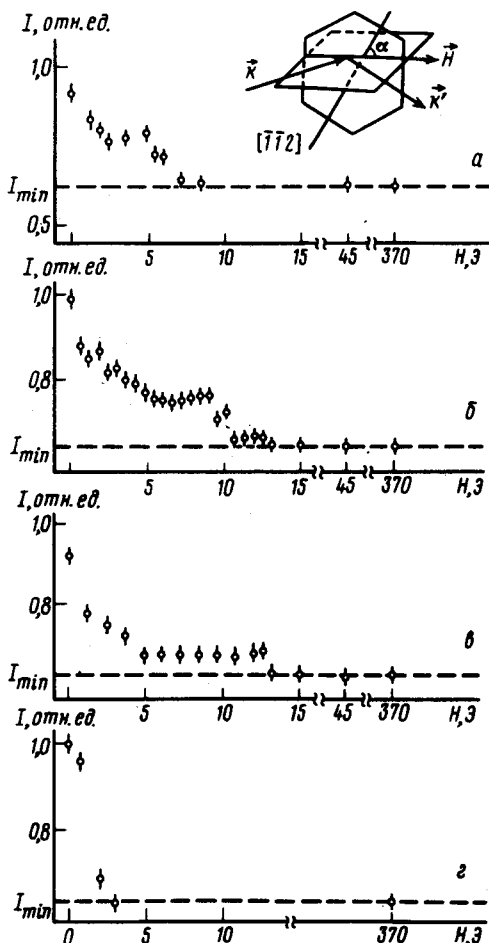


Рис. 2. Зависимость интенсивности дифрагировавшего мессбауэровского излучения в точном резонансе от напряженности магнитного поля: а -  $\alpha = 45^\circ$ , б -  $\alpha = 27^\circ$ , в -  $\alpha = 15^\circ$ , г -  $\alpha = 0$

Если перестройка доменной структуры кристалла по мере увеличения  $H$  происходит непрерывно до образования однодоменного состояния с направлением намагниченности вдоль  $H$ , то интенсивность отраженного  $\gamma$ -излучения должна непрерывно уменьшаться до значения, соответствующего интенсивности отражения от полностью намагниченного вдоль направления  $H$  образца. Действительно, именно такая картина наблюдается в эксперименте, когда в рассеянии участвует весь по толщине ( $\sim 30$  мкм) кристалл (рис. 1), что достигалось путем частичной расстройки  $\gamma$ -резонанса. При этом разность энергии  $\gamma$ -квантов и энергии ядерного перехода составляла 5 Г (Г - естественная ширина мессбауэровской линии).

В точном резонансе  $\gamma$ -кванты проникают в кристалл на глубину  $\sim 0,5$  мкм, и соответствующая зависимость интенсивности отражения от  $H$  имеет иной вид, чем в предыдущем случае (рис. 2, б). Эту зависи-

мость можно интерпретировать следующим образом. Уменьшение интенсивности в интервале  $0 - 5 \text{ Э}$ , по-видимому, происходит из-за образования однодоменного состояния в поверхностном слое кристалла путем смещения доменных границ<sup>1)</sup>. Причем направление вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  монодомена не совпадает с направлением  $\mathbf{H}$ , а составляет с ним угол  $\alpha$ , о чем говорит тот факт, что интенсивность отражения не приняла минимального значения. Угол  $\alpha$  можно определить из результатов измерений по формуле [1]:

$$\sin^2 \alpha = \frac{I_{\alpha} - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}}, \quad (1)$$

где  $I_{\min}$  ( $I_{\max}$ ) — интенсивность отражения мессбауэровского излучения, когда вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  отражающей области кристалла направлен параллельно (перпендикулярно) плоскости рассеяния ( $\mathbf{k} \mathbf{k}'$ ),  $I_{\alpha}$  — интенсивность, соответствующая углу  $\alpha$ .

Постоянство интенсивности в интервале  $\sim 5 - 9 \text{ Э}$  свидетельствует об отсутствии изменения магнитного состояния поверхности кристалла, что, по-видимому, является следствием стабилизации направления намагниченности монодомена в поверхностном слое образца.

Далее, при  $H \gtrsim 9 \text{ Э}$  энергия внешнего магнитного поля становится больше энергии стабилизации направления намагниченности домена, вектор намагниченности поворачивается и направляется вдоль внешне-го поля; при этом интенсивность отражения уменьшается до минимального значения.

Таким образом, из результатов измерений, представленных на рис. 1 и рис. 2, б, следует, что магнитные моменты ионов железа, находящихся вблизи поверхности кристалла, по мере увеличения  $H$  в интервале  $\sim 0 - 5 \text{ Э}$  ориентируются вдоль некоторого направления "легкого" намагничивания, составляющего угол  $\alpha$  с  $\mathbf{H}$ <sup>2)</sup>.

На рис. 2, в приведена зависимость интенсивности дифрагировавшего мессбауэровского излучения от напряженности магнитного поля, приложенного вдоль предполагаемой "легкой" оси (ЛО), т. е. при  $\alpha = 0$ . Изменение  $\alpha$  производилось путем поворота кристалла вокруг вектора дифракции. Отсутствие здесь наблюдаемого в предыдущем случае "плато" (интервал  $\sim 5 - 9 \text{ Э}$  на рис. 2, б), обусловленного стабилизацией направления намагниченности вдоль ЛО, является следствием того, что после смещения доменных границ поверхность кристалла оказывается полностью намагниченной непосредственно вдоль  $\mathbf{H}$ .

<sup>1)</sup> Об образовании однодоменного состояния свидетельствуют также полученные при различных значениях  $H$  рентгеновские топограммы этого кристалла, показавшие, что имеющиеся в кристалле упругие напряжения, связанные с наличием доменной структуры, снимаются при  $H \approx 5 \text{ Э}$ .

<sup>2)</sup> Рентгенодифракционные измерения показали, что направление "легкого" намагничивания совпадает с кристаллографической осью симметрии второго порядка [112] (в пределах погрешностей измерений).

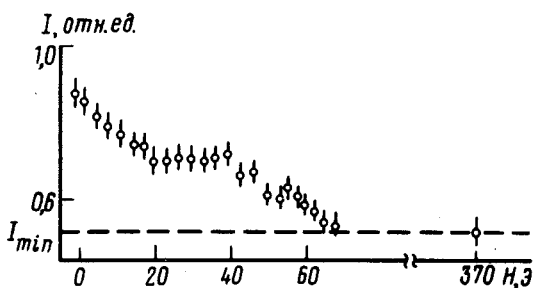


Рис. 3. Зависимость интенсивности дифрагировавшего резонансного излучения от напряженности внешнего магнитного поля для несовершенного кристалла

Аналогичные зависимости отраженного излучения от  $H$  при  $\alpha = 15^\circ$  и  $\alpha = 45^\circ$  представлены на рис. 2, *а* и 2, *в* соответственно. Наблюдаемые изменения высоты "плато" согласуются с углом поворота кристалла, контролируемым с помощью гониометрической головки. Заметим, что поворот  $M$  начинается при различных значениях  $H$ , в зависимости от  $\alpha$  (рис. 2, *а*, *б*, *в*). Причем, как показали расчеты по данным рис. 2, энергия стабилизации направления намагниченности не зависит от  $\alpha$ .

Приведенные результаты показывают, что процесс намагничивания поверхностного слоя слабоферромагнитного кристалла  $FeVO_3$  отличается от процесса намагничивания его объема. В частности, при намагничивании этих кристаллов в поверхностном слое существенную роль играет стабилизация доменных границ и направления намагниченности внутри домена. Это означает, что в базисной плоскости кристалла бората железа наблюдается поверхностная наведенная магнитная анизотропия.

В описанных выше измерениях использовался кристалл с высокой степенью совершенства кристаллической структуры<sup>1)</sup>. Справедливо предположить, что увеличение количества дефектов кристаллической структуры должно привести к увеличению энергии стабилизации доменных границ и энергии стабилизации направления намагниченности внутри домена, аналогично тому, что имеет место в случае ферромагнетиков и ферримагнетиков [4]. С целью проверки этого предположения измерялась зависимость интенсивности дифрагировавшего мессбауэровского излучения от напряженности магнитного поля для кристалла, содержащего большое количество дефектов (рис. 3). Из сравнения рис. 2, *б* и рис. 3 (при одинаковой ориентации ЛО относительно  $H$ ) видно, что процесс образования однодоменного состояния поверхности несовершенного образца завершается при величине  $H$ , в шесть раз большей, а поворот  $M$  образовавшегося монодомена — в десять раз большей, чем в случае совершенного кристалла. Это свидетельствует о том, что энергия стабилизации доменной структуры поверхностного слоя образцов зависит от степени их совершенства.

Отметим, что наведенная магнитная анизотропия в поверхностном слое слабоферромагнитных кристаллов наблюдается впервые. Причину ее возникновения предстоит выяснить.

<sup>1)</sup> Степень совершенства кристаллов определялась по их рентгеновским топограммам и кривым качения.

Авторы признательны Ю.Кагану за полезное обсуждение, П.П.Коваленко и Н.Н.Фалееву — за помощь в проведении измерений.

Всесоюзный  
научно-исследовательский институт  
физико-технических и  
радиотехнических измерений

Поступила в редакцию  
7 июля 1981 г.

Симферопольский  
государственный университет  
им. М.В.Фрунзе

### Литература

- [1] Коваленко П.П., Лабушкин, В.Г., Руденко В.В., Саркисян В.А., Селезнев В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 92.
  - [2] Scott G. B. J. Phys. D: Appl. Phys., 1974, 7, 1574.
  - [3] Марадудин А. Дефекты и колебательный спектр кристаллов, М.: Мир, 1968.
  - [4] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных оксидов, М.: Мир, т. 2, 1976.
-