

УДК 537.624:538.221.245

## ОБ ИМПУЛЬСНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

О. С. Колотов, А. П. Красножон, В. А. Погожев

(кафедра общей физики)

Впервые исследуется режим импульсного намагничивания бората железа. Показано, что кривая импульсного намагничивания состоит из двух участков. Излом кривой вызван уменьшением потерь энергии на возбуждение магнитоупругих колебаний, которое в свою очередь обусловлено «замораживанием» кристаллической решетки, когда длительности основной стадии переходного процесса меньше  $13 \div 17$  нс.

Вопрос о взаимодействии магнитной и упругой подсистем кристалла занимает важное место в физике переходных процессов в магнетиках. Наиболее просто исследование этого вопроса может быть выполнено в монокристаллах бората железа ( $\text{FeVO}_3$ ). Действительно, в слабых ферромагнетиках (к которым относится борат железа) магнитоупругое взаимодействие достаточно велико и проявляется в целом ряде эффектов [1–4]. Не менее важно, что переходные процессы в монокристаллах  $\text{FeVO}_3$  возбуждаются под действием импульсов магнитного поля  $H$  небольшой амплитуды ( $\sim 2 \div 10$  Э) и сопровождаются ударными магнитоупругими колебаниями (УМК), наблюдение и изучение которых не представляет большого труда [5–7]. Путем простого сопоставления интенсивности УМК и динамических свойств монокристаллов можно получить интересную информацию о степени магнитоупругого взаимодействия, его влиянии на скорость переходных процессов и эффекте «замораживания» кристаллической решетки [8–11]. Напомним, что под «замораживанием» понимают [1, 2] возникновение такой ситуации, когда изменения упругих напряжений не успевают реагировать на изменения намагниченности кристалла. До недавнего времени этот эффект наблюдался только при ферромагнитном резонансе, изучавшемся на частотах более  $10^9$  Гц. Исследуя переходные процессы, можно определить характерные времена, при которых начинает проявляться этот эффект.

К настоящему времени исследованы два переходных процесса:  $180^\circ$  импульсное перемагничивание [8–10] и  $90^\circ$  импульсное намагничивание [11]. Очевидно, что для обобщения полученных результатов и более глубокого понимания роли магнитоупругого взаимодействия желательнее расширить круг изучаемых переходных процессов. В представленной работе обсуждаются результаты исследования импульсного намагничивания монокристаллов  $\text{FeVO}_3$  из размагниченного состояния. Такой переходный процесс используется в скоростных модуляторах мёссбауэровского  $\gamma$ -излучения, и поэтому его изучение представляет и практический интерес [6].

Исследуемые монокристаллические пластины  $\text{FeVO}_3$  (толщиной от 24 до 110 мкм) имели форму

неправильных многоугольников с поперечными размерами  $3 \div 8$  мм. Как известно [2, 12], в отсутствие внешних полей монокристаллы  $\text{FeVO}_3$  разбиваются на значительное число доменов с разным направлением намагниченности, так что их суммарный магнитный момент близок к нулю. Для технического насыщения в любом направлении в плоскости образца (перпендикулярной оси  $c$ ) достаточно постоянного магнитного поля  $H_{\text{sat}} \approx 1,4 \div 2,1$  Э.

Исследования выполнены на индукционной установке с временным разрешением 1 нс [13]. Частота следования намагничивающих импульсов (с амплитудой  $H > H_{\text{sat}}$ ) выбрана равной 500 Гц. Дополнительные исследования, проведенные с помощью стробоскопической магнитооптической установки [14], показали, что исходное размагниченное состояние образца устанавливается уже через  $20 \div 30$  мкс, что значительно меньше периода следования намагничивающих импульсов. Изменение намагниченности регистрировалось с помощью продольного съемного витка. Как и при исследованных ранее переходных процессах [8–11], сигнал при импульсном намагничивании состоит из быстрой начальной части (длительностью от 25 до 2 и менее наносекунд), которая отражает основное изменение намагниченности, и затухающих колебаний с периодом  $12 \div 60$  нс, определяемым толщиной монокристалла и скоростью распространения звука вдоль оси  $c$ , которая для исследуемого здесь интервала полей  $H$  близка к 4 км/с [5–11]. Эти колебания напряжения в сигнале отражают УМК. Следуя работам [8–11], за меру интенсивности УМК принята амплитуда  $A_1$  колебаний напряжения в сигнале.

Время намагничивания  $\tau$  полагалось равным интервалу между моментами, для которых напряжение сигнала равно  $0,1A_m$ , где  $A_m$  — его амплитуда. Для исследованного здесь интервала полей  $A_1 < 0,1A_m$ , и поэтому используемое определение времени намагничивания практически характеризует длительность начальной (основной) стадии намагничивания. Полученные результаты иллюстрируются на примере образца со следующими параметрами: толщина 110 мкм; поле технического насыщения  $H_{\text{sat}} = 2,1$  Э,

среднее значение периода магнитоупругих колебаний 56 нс.

**Основные результаты.** Установлено, что, как и для ранее изученных переходных процессов, на кривой импульсного намагничивания  $\tau^{-1}(H)$  четко выделяются два участка, разделенные точкой излома при напряженности поля  $H = H^* \approx 3,5-4$  Э (в зависимости от образца); время намагничивания  $\tau = \tau^*$ , соответствующее этой точке, слабо зависит от периода УМК (и, следовательно, от толщины образца) и близко к 13–17 нс. Пример кривой  $\tau^{-1}(H)$  показан на рис. 1. Из рис. 1 можно получить, что для данного образца  $\tau^* = 14$  нс, а  $H^* = 3,8$  Э. Здесь же приведена зависимость меры интенсивности УМК  $A_1$  от амплитуды  $H$  намагничивающего импульса. Так же, как и для исследованных ранее процессов, эта зависимость имеет максимум, достигаемый при напряженности поля  $H$ , близкой к полю излома  $H^*$  кривой намагничивания. Таким образом, излом вызван резким уменьшением интенсивности УМК и связанных с ними потерь энергии.

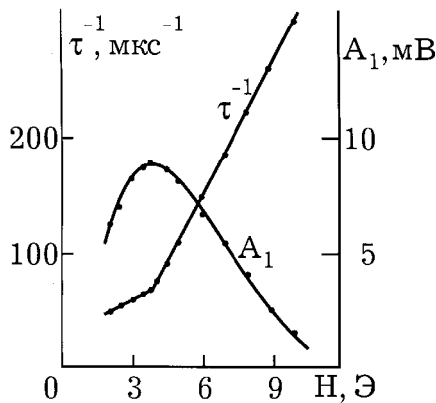


Рис. 1. Кривая импульсного намагничивания  $\tau^{-1}(H)$  и зависимость амплитуды колебаний  $A_1$  от амплитуды импульса магнитного поля  $H$

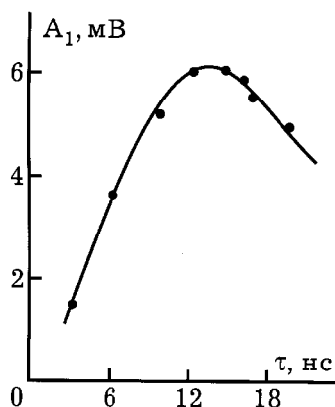


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний  $A_1$  от длительности  $\tau$  основной стадии импульсного намагничивания

Для выяснения причин уменьшения эффективности магнитоупругого взаимодействия мы, следуя ра-

боте [10] (в которой изучалось  $180^\circ$  перемагничивание), исследовали зависимость УМК от длительности основной стадии намагничивания. Как и в работе [10], длительность основной стадии варьировалась путем изменения длительности фронта  $\tau_r$  (от 1 до 40 нс) намагничивающего импульса, амплитуда которого оставалась неизменной.

На рис. 2 приведена зависимость  $A_1(\tau)$ , полученная при  $H = 10$  Э. Первая точка на зависимости ( $A_1 = 1,5$  мВ,  $\tau \approx 3,4$  нс) получена при  $\tau_r \approx 1$  нс. Она соответствует последним точкам на зависимостях  $\tau^{-1}(H)$  и  $A_1(H)$ , показанным на рис. 1. Видно, что увеличение длительности основной стадии сопровождается существенным возрастанием интенсивности УМК: при изменении  $\tau$  от 3–4 до 12–14 нс амплитуда колебаний  $A_1$  возрастает примерно в 4 раза. Отсюда следует, что снижение скорости изменения намагниченности на основной стадии переходного процесса приводит к «размораживанию» кристаллической решетки и росту эффективности магнитоупругого взаимодействия. Эффект очень выражен и не маскируется заметным образом тем, что при увеличении  $\tau$  до 10–12 нс намагничивание практически происходит на фронте импульса поля  $H$  и, таким образом, существенно снижается энергия, поступающая в магнитную подсистему от внешнего поля. При дальнейшем увеличении  $\tau$  (достигаемом соответствующим увеличением  $\tau_r$ ) действие этого фактора приводит к уменьшению амплитуды колебаний.

Итак, исследованным переходным процессам в монокристаллах бората железа присущи следующие особенности: наличие двух участков на кривых импульсного перемагничивания (и намагничивания); наличие связи между формой указанных кривых и интенсивностью магнитоупругих колебаний; уменьшение эффективности магнитоупругого взаимодействия и интенсивности УМК, когда длительность основной стадии переходного процесса меньше 13–17 нс, что обусловлено «замораживанием» кристаллической решетки (или, другими словами, отставанием упругой подсистемы кристалла от магнитной). Характер проявления этих особенностей практически не зависит от типа переходного процесса. Он слабо зависит и от механизмов перемагничивания и намагничивания. Действительно, известно, что  $90^\circ$  перемагничивание осуществляется путем квазиоднородного вращения [11], а  $180^\circ$  перемагничивание — путем разностороннего неоднородного вращения намагниченности [9]. При импульсном же намагничивании характер поведения намагниченности (в зависимости от начального направления в каждом из исходных доменов) может изменяться от одного района монокристалла к другому — в принципе, от разностороннего неоднородного вращения до квазиоднородного вращения намагниченности. В то же время очевидно [15], что возбуждение магнитоупругих ко-

лебаний возможно, если изменение намагниченности связано с ее вращением.

#### Литература

1. Туров Е.А., Шаэров В.Г. // УФН. 1983. **140**. С. 429.
2. Diehl R., Jantz W., Nolang B.L., Wettling W. // Current Topics Mater. Sci. 1984. **11**. P. 241.
3. Ожогин В.И., Преображенский В.Г. // УФН. 1988. **155**. С. 593.
4. Bar'yakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskii S.N. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Springer Tracts in Modern Physics. **129**. 1994.
5. Колотов О.С., Погужев В.А., Смирнов Г.В., Швыдько Ю.В. // Тез. докл. XVI Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений. Ч. II. Тула, 1983. С. 203.
6. Смирнов Г.В., Швыдько Ю.В., Колотов О.С. и др. // ЖЭТФ. 1984. **86**. С. 1495.
7. Колотов О.С., Погужев В.А., Смирнов Г.В., Швыдько Ю.В. // ФТТ. 1987. **29**. С. 254.
8. Колотов О.С., Ким Ён Хен, Красножон А.П., Погужев В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1993. **58**. С. 52.
9. Колотов О.С., Ким Ён Хен, Красножон А.П., Погужев В.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 5. С. 91 (Moscow University Phys. Bull. 1994. No. 5. P. 83).
10. Колотов О.С., Ким Ён Хен, Красножон А.П., Погужев В.А. // ФТТ. 1994. **36**. С. 231.
11. Колотов О.С., Красножон А.П., Погужев В.А. // ФТТ. 1996. **38**. С. 1017.
12. Scott G.B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1974. **7**. P. 1218.
13. Колотов О.С., Погужев В.А., Телеснин Р.В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М., 1970.
14. Колотов О.С., Погужев В.А., Телеснин Р.В. // Приб. и техн. эксперимента. 1986. № 1. С. 182.
15. Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М., 1987.

Поступила в редакцию  
04.07.97

УДК 539.126:550.89

## МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАККИНАВИТА И ТОЧИЛИНИТА

В. С. Русаков, Н. И. Чистякова, С. В. Козеренко<sup>\*)</sup>, В. В. Фадеев<sup>\*)</sup>

(кафедра общей физики)

Проведены мёссбауровские исследования маккинавитов и точилинитов, синтезированных в лабораторных условиях. Установлены и объяснены различия в значениях сдвига и квадрупольного смещения компонент спектра ядер  $^{57}\text{Fe}$  в маккинавите и сульфидном слое точилинита. Показано, что в структуре точилинита число сопрягаемых слоев  $\text{FeS}$  и  $(\text{Fe,Mg})(\text{OH})_2$  одинаково и ионы  $\text{Mg}^{2+}$  находятся в точилините только в бруситовом слое, причем в основном в одной из двух обнаруженных неэквивалентных позиций.

Интерес исследователей к маккинавиту и точилиниту связан с широким распространением этих минералов как на земле (морские осадки, рудные месторождения), так и в космосе (углистые хондриты, космическая пыль) [1–5]. Маккинавит является тетрагональным моносulfидом железа  $\text{FeS}$  [1, 4]. Точилинит представляет собой гидроксид–сульфид, в структуре которого слои, состоящие из тетраэдрических сеток маккинавитового состава  $\text{FeS}$ , переслаиваются с бруситоподобными октаэдрическими слоями состава  $(\text{Fe,Mg})(\text{OH})_2$  [3, 5, 6].

Методы мёссбауровской спектроскопии использовались лишь в нескольких работах [7–9] для изучения синтетического маккинавита. Нейтронографические и мёссбауровские исследования, проведенные в широкой области температур (1, 7 ÷ 300 К) [7], показали, что магнитное упорядочение отсутствует. Мёссбауровский спектр маккинавита представлял собой

синглет, сдвиг  $\delta$  которого<sup>\*\*)</sup> при комнатной температуре был равен  $0,44 \pm 0,03$  мм/с. В то же время в работе [8] была обнаружена магнитная сверхтонкая структура спектра ядер  $^{57}\text{Fe}$  в маккинавите при комнатной температуре. Полученный спектр представлял собой суперпозицию трех зеемановских секстетов и квадрупольного дублета, наличие которого связывалось авторами с появлением другой фазы сульфида. В работе [9] проведены мёссбауровские исследования маккинавита во внешнем магнитном поле при  $T = 4,2$  К. Авторами показано, что эффективное магнитное поле на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  отсутствует, а ионы двухвалентного железа находятся в низкоспиновом состоянии. Полученное значение сдвига  $\delta = 0,2$  мм/с, однако, не согласуется с результатами работы [7], в которой при  $T = 4,2$  К сдвиг  $\delta \approx 0,6$  мм/с.

<sup>\*)</sup> Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН.

<sup>\*\*)</sup> Здесь и далее значения сдвигов даны относительно металлического железа.