

О зависимости импульсных свойств монокристаллов бората железа от их толщины

© А.В. Буквин, О.С. Колотов, В.А. Погожев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 24 декабря 1999 г.)

Установлено, что степень излома кривой импульсного перемагничивания, определяемая как отношение коэффициентов переключения S_{w1} и S_{w2} , соответствующих ее первому и второму участкам, уменьшается с увеличением толщины монокристаллов бората железа. Это изменение в основном обусловлено уменьшением коэффициента S_{w1} , величина которого обратно пропорциональна толщине образца. Для анализа полученных результатов использовалось предложенное ранее выражение $\tau^{-1} = aH_s - bA^2$, связывающее скорость перемагничивания τ^{-1} с амплитудой магнитного поля H_s и интенсивностью A магнитоупругих колебаний, сопровождающих импульсное перемагничивание. Обнаружено, что величина коэффициента a слабо зависит от толщины образца, в то время как коэффициент b обратно пропорционален квадрату толщины. Отсюда следует, что основная часть потерь энергии, обусловленных магнитоупругими колебаниями, связана с упругими колебаниями кристаллической решетки.

Как известно [1–3], наиболее полно импульсные свойства магнетиков характеризуются кривой импульсного перемагничивания, представляющей зависимость обратного времени перемагничивания τ^{-1} (или скорости перемагничивания [4]) от амплитуды импульса магнитного поля H_s . Структура этой кривой отражает качественные и количественные изменения в механизмах импульсного перемагничивания. Большой физический интерес представляет поиск и исследование изменений, связанных с особенностями взаимодействия магнитной и упругой подсистем кристалла. До сих пор такие изменения удалось обнаружить лишь в монокристаллах бората железа FeVO_3 . Установлено [5–7], что форма кривой импульсного перемагничивания бората железа в отличие от других исследованных к настоящему времени [2,3,8–10] магнетиков обусловлена не изменением природы механизма перемагничивания, а определяется характером зависимости потерь энергии, связанных с возбуждением ударных магнитоупругих колебаний, от длительности τ переходного процесса. Найдено, что при $\tau < \tau^* \approx 13\text{--}17$ ns наблюдается отставание упругой подсистемы кристалла от магнитной, причем значение τ^* слабо зависит от толщины образца и определяемого ею периода колебаний. В результате потери энергии на возбуждение магнитоупругих колебаний уменьшаются, скорость перемагничивания возрастает и на кривой $\tau^{-1}(H_s)$ появляется излом.

Очевидно, что для более глубокого понимания физики импульсного перемагничивания монокристаллов FeVO_3 (как и других магнетиков с ярко выраженным характером магнитоупругого взаимодействия) необходимо исследование зависимости формы кривой импульсного перемагничивания от свойств и характеристик монокристаллов. В данной работе приводятся результаты исследования зависимости степени излома кривой импульсного перемагничивания от толщины монокристаллов. Рассматривается случай 180° -перемагничивания. Анализ полученных

результатов проводится с помощью предложенного в работе [11] выражения, описывающего зависимость скорости перемагничивания τ^{-1} от амплитуды H_s перемагничивающего поля и интенсивности A магнитоупругих колебаний,

$$\tau^{-1} = aH_s - bA^2, \quad (1)$$

где a — коэффициент пропорциональности, зависящий от коэффициента затухания Гильберта (т.е. потерь в магнитной подсистеме) и от типа переходного процесса, коэффициент b для режима 180° -перемагничивания равен $ak/2M_s$, M_s — намагниченность насыщения, а k — коэффициент в выражении для плотности потерь энергии, связанных с возбуждением магнитоупругих колебаний: $w_{\text{me}} = kA^2$.

1. Методика эксперимента

Исследования выполнены на индукционной установке с временным разрешением ~ 1 ns [12]. Исходное одномоментное состояние образца задавалось с помощью постоянного установочного поля H_b , превышающего на 20–25% поле его технического насыщения H_{sat} и направленного параллельно плоскости образца. Изучаемый процесс инициировался импульсом магнитного поля H_p , направленным противоположно полю H_b . При построении зависимостей $\tau^{-1}(H_s)$ использовалось результирующее значение перемагничивающего поля $H_s = H_p - H_b$.

Исследована партия из восьми образцов толщиной от 24 до 130 μm . Образцы имели форму неправильных многоугольников с поперечными размерами от 4 до 8 mm. Плоскость образцов перпендикулярна оси C . В таблице приведены параметры четырех образцов из исследованной партии, на примере которых иллюстрируются основные результаты. Указаны толщина d , поле насыщения H_{sat} , период магнитоупругих колебаний (измеренный при одной и той же напряженности поля $H_s = 3.5$ Oe) и значения коэффициентов a и b в выражении (1), найденные

Параметры образцов

№ образца	$d, \mu\text{m}$	$H_{\text{sat}}, \text{Oe}$	T, ns	$a, \text{Oe}^{-1} \cdot \mu\text{s}^{-1}$	$b, \mu\text{s}^{-1} \cdot \text{mV}^{-2}$
1	24	1.3	13	36	9.9
2	45	1.4	22	33	3.1
3	80	1.8	40	33	1.1
4	110	2.1	56	30	0.65

указанным ниже способом. Отметим, что величина коэффициента k и, следовательно, коэффициента b зависит от метода определения интенсивности магнитоупругих колебаний. Как и в прежних наших экспериментах [5–7], за меру интенсивности этих колебаний выбиралась амплитуда A колебаний напряжения продольного сигнала перемагничивания, наблюдаемых непосредственно после окончания основной стадии перемагничивания. Время перемагничивания τ полагалось равным интервалу между моментами, для которых напряжение сигнала равно 0.1 его амплитуды.

2. Результаты и их обсуждение

Проведенные исследования показали, что форма кривой импульсного перемагничивания заметным образом зависит от толщины образца. В сказанном можно убедиться на примере кривых, полученных для наиболее тонкого (№ 1) и одного из толстых (№ 4) образцов, показанных на рис. 1 и 2 сплошными линиями. В соответствии с ранее опубликованными данными [13] эти кривые состоят из двух участков, каждый из которых хорошо аппроксимируется прямой линией. Видно, что для образца большей толщины степень излома кривой импульсного перемагничивания, определяемая разностью наклона аппроксимирующих прямых к оси абсцисс, заметно меньше, чем для тонкого образца. В магнитодинамике [1–3] темп изменения скорости перемагничивания принято характеризовать величиной, обратно пропорциональной указанному наклону и называемой коэффициентом переключения $S_w = dH_s/d\tau^{-1}$. В соответствии с этим степень излома можно характеризовать отношением коэффициентов переключения на первом (S_{w1}) и втором (S_{w2}) участках обсуждаемых кривых. Для образца № 1 толщиной $24 \mu\text{m}$ $S_{w1} = 0.29$ и $S_{w2} = 0.022 \text{ Oe} \cdot \mu\text{s}$. Для образца № 4 $S_{w1} = 0.06$ и $S_{w2} = 0.025 \text{ Oe} \cdot \mu\text{s}$. Отсюда видно, что увеличение толщины образца приводит к существенному уменьшению степени излома кривой импульсного перемагничивания.

На рис. 3 приведены зависимости коэффициентов S_{w1} и S_{w2} от толщины для всех исследованных образцов. Значения коэффициента S_{w1} с увеличением толщины от 24 до $130 \mu\text{m}$ уменьшается примерно в 5.3 раза. Опыт показывает, что зависимость $S_{w1}(d)$ хорошо аппроксимируется гиперболой $S_{w1} = f/d$ (рис. 3), причем для исследованной партии образцов $f \approx 7.3 \text{ Oe} \cdot \mu\text{m} \cdot \mu\text{s}$.

В то же время видно, что коэффициент S_{w2} изменяется незначительно, возрастая от 0.02 до $0.25 \text{ Oe} \cdot \mu\text{s}$. Таким образом, в исследованном интервале толщин отношение S_{w1}/S_{w2} изменяется до 6 раз.

Для обсуждения полученных результатов обратимся к выражению (1). Напомним, что применимость этого выражения была показана [11] в основном для случая

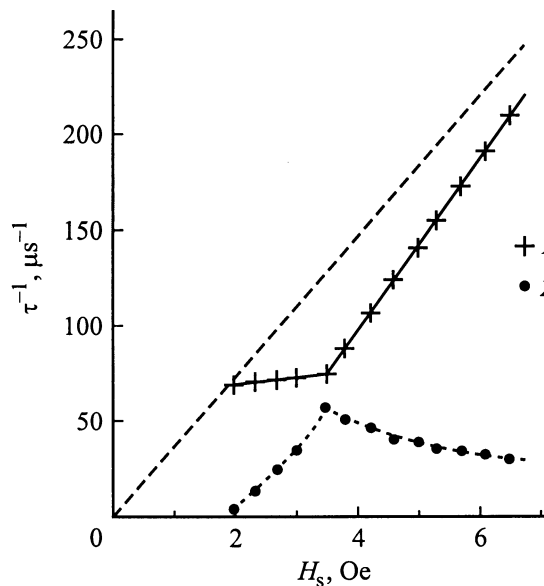


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных значений скорости перемагничивания. Сплошная линия — экспериментальная кривая импульсного перемагничивания; штриховая линия — прямая $\tau^{-1} = aH_s$; 1 — расчетные значения скорости перемагничивания; 2 — значения bA^2 . Образец № 1.

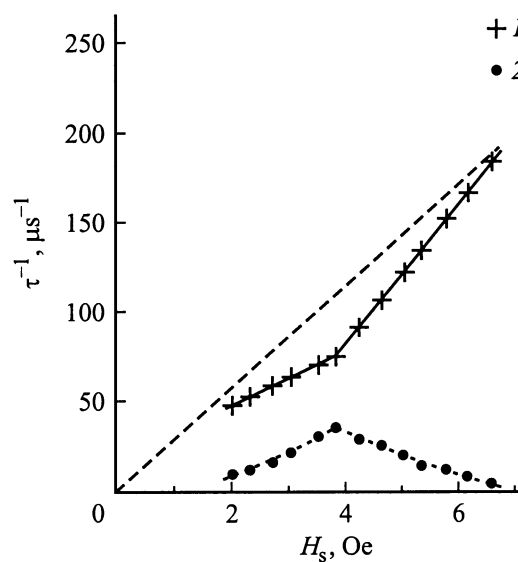


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений скорости перемагничивания. Сплошная линия — экспериментальная кривая импульсного перемагничивания; штриховая линия — прямая $\tau^{-1} = aH_s$; 1 — расчетные значения скорости перемагничивания; 2 — значения bA^2 . Образец № 4.

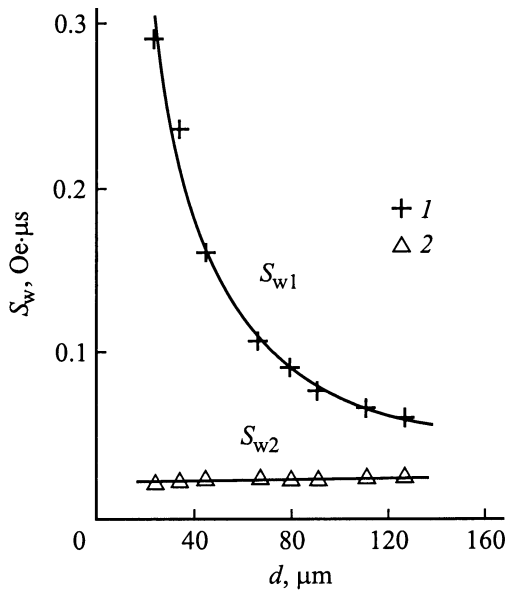


Рис. 3. Зависимости коэффициентов переключения от толщины d образцов. 1 — экспериментальные значения S_{w1} , 2 — S_{w2} . Сплошная линия — гипербола $S_{w1} = f/d$.

90°-перемагничивания. Поэтому, прежде всего, необходимо убедиться в применимости этого выражения к рассматриваемому в данной работе переходному процессу. На рис. 1 и 2 показаны значения обратного времени перемагничивания, рассчитанные с помощью выражения (1). При расчете использовались экспериментальные значения интенсивности магнитоупругих колебаний и величины коэффициентов a и b , подобранные методом наименьших квадратов по экспериментальным данным (см. таблицу). Видно, что рассчитанные значения очень хорошо ложатся на экспериментальные кривые импульсного перемагничивания, а потому выражение (1) применимо и к режиму 180°-импульсного перемагничивания. Опираясь на этот результат, можно получить наглядное представление о влиянии потерь энергии, обусловленных магнитоупругими колебаниями, на скорость перемагничивания.

В выражении (1) влияние указанных потерь определяется величиной bA^2 , пропорциональной плотности энергии этих колебаний. Из рис. 1 и 2 видно, что потери вначале растут с ростом поля H_s , а затем, достигнув максимума при напряженности поля близкой к полю излома H_s^* кривой $\tau^{-1}(H_s)$, начинают уменьшаться. В полях $\sim 10-15$ Ое влияние магнитоупругих колебаний практически уже не сказывается на скорости перемагничивания. Отсюда следует, что первый член в выражении (1) определяет скорость перемагничивания, которая должна была бы достигаться, если бы магнитоупругие колебания отсутствовали. Другими словами, уравнение асимптоты кривой импульсного перемагничивания в больших полях должно иметь вид: $\tau^{-1} = aH_s$. На рис. 1 и 2 асимптоты изображены штриховыми прямыми. Из сопоставления этих асимптот и других линий, представленных

на рисунках, видно, что тормозящее влияние магнитоупругих колебаний уменьшается с ростом толщины образца. Ясно, что степень излома кривой импульсного перемагничивания можно характеризовать и величиной $aH_s^* - (\tau^*)^{-1} = bA^2(H_s^*)$ — величиной "прогиба" этой кривой.

Уменьшение потерь энергии, наблюдаемое при увеличении толщины монокристалла, приводит таким образом к уменьшению степени излома (или же прогиба) кривой импульсного перемагничивания. Оно же приводит к уменьшению коэффициента переключения S_{w1} . Рассмотрим этот вопрос подробнее. Из рис. 1 и 2 видно, что в первом приближении величина bA^2 с ростом напряженности перемагничивающего поля вплоть до $H_s = H_s^*$ увеличивается по линейному закону

$$bA^2 \approx (H_s - H_0)m_1, \quad (2)$$

причем поле H_0 ($\sim 1.4-1.8$ Ое) близко к значению поля H_s , при котором кривая импульсного перемагничивания пересекается со своей асимптотикой. На рис. 4 показана зависимость коэффициента пропорциональности m_1 от толщины образцов. Видно, что эта зависимость является практически линейной

$$m_1 = m_{10} - pd, \quad (3)$$

причем коэффициент пропорциональности $p = 0.125$ (Ое $\cdot \mu\text{m} \cdot \mu\text{s})^{-1}$, а $m_{10} = 31$ (Ое $\cdot \mu\text{s})^{-1}$ определяет значение m_1 при $d \rightarrow 0$.

Опираясь на приведенные выше результаты, можно предположить, что при уменьшении толщины монокристалла коэффициент переключения S_{w1} должен неограниченно возрастать или, другими словами, при $d \rightarrow 0$ угол наклона первого участка кривой импульсного перемагничивания к оси абсцисс должен принимать значения, близкие к нулю. Поскольку, согласно выражениям (1) и (2),

$$S_{w1} = \frac{1}{a - m_1}, \quad (4)$$

то из соотношения (3) следует, что коэффициенты a и m_{10} должны иметь близкие значения. В справедливости этого вывода можно убедиться, сравнивая среднее значение приведенных в таблице коэффициентов a

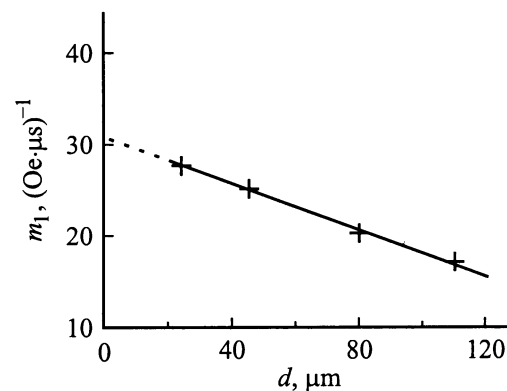


Рис. 4. Зависимость коэффициента m_1 от толщины d образца.

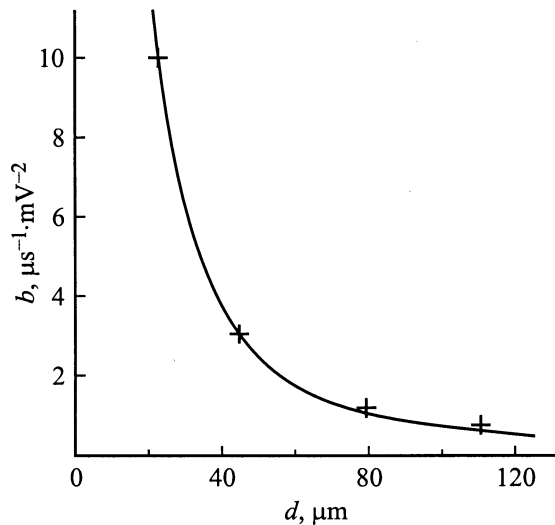


Рис. 5. Зависимость коэффициента b от толщины d образца. Сплошная линия — квадратичная гипербола $b = q/d^2$.

($\approx 33(\text{Oe} \cdot \mu\text{s})^{-1}$) и указанное выше значение m_{10} . Отсюда в свою очередь следует, что $S_{w1} \cong (pd)^{-1}$. Это приближенное выражение хорошо согласуется с приведенными ранее экспериментальными результатами: коэффициент переключения, соответствующий первому участку кривой импульсного перемагничивания, обратно пропорционален толщине образца, и полученное экспериментально значение $f = 7.3 \text{Oe} \cdot \mu\text{m} \cdot \mu\text{s}$ близко к ожидаемому значению коэффициента пропорциональности $p^{-1} = 8 \text{Oe} \cdot \mu\text{m} \cdot \mu\text{s}$.

Очевидно, что проведенный анализ носит полуэмпирический характер. Для строгого объяснения обсуждаемых зависимостей необходимы более детальные представления о потерях энергии как в упругой, так и в магнитной подсистемах кристалла и их влиянии на переходные процессы. К сожалению, экспериментальные и теоретические исследования указанных вопросов до сих пор находятся в зачаточном состоянии. Тем не менее нам удалось выявить один фактор, который при прочих равных условиях приводит к уменьшению потерь энергии с ростом толщины образца. Мы обнаружили, что значение коэффициента b в выражении (1) примерно обратно пропорционально квадрату толщины монокристалла. На рис. 5 указаны значения коэффициента b , взятые из таблицы, и показана квадратичная гипербола q/d^2 , где $q = 620(\mu\text{m}/\text{mV})^2 \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Из такого характера обсуждаемой зависимости следует, что основная часть энергии, связанная с магнитоупругими колебаниями, обусловлена энергией упругих колебаний решетки. Действительно, плотность энергии таких колебаний (усредненная по их периоду) пропорциональна квадрату частоты колебаний [14]. Частота же магнитоупругих колебаний обратной пропорциональна толщине монокристалла [15,16].

Рассмотрим теперь кратко вопрос о коэффициенте переключения S_{w2} . На основании данных, приведенных на рис. 1 и 2, можно считать, что в полях $H_s > H_s^*$ величина bA^2 с ростом перемагничивающего поля убывает примерно по линейному закону

$$bA^2 \approx bA^2(H_s^*) - (H_s - H_s^*)m_2,$$

где коэффициент пропорциональности $m_2 > 0$. Следовательно, коэффициент переключения $S_{w2} \approx (a + m_2)^{-1}$ должен быть меньше предельного коэффициента переключения $S_{w0} = a^{-1}$, характерного для асимптоты. Так, для образца № 1 $S_{w0} = 0.028 \text{Oe} \cdot \mu\text{s}$, а экспериментальное значение $S_{w2} = 0.022 \text{Oe} \cdot \mu\text{s}$, для образца № 4 $S_{w0} = 0.033 \text{Oe} \cdot \mu\text{s}$, а $S_{w2} = 0.025 \text{Oe} \cdot \mu\text{s}$. Мы видим, что разница в значениях S_{w0} и S_{w2} действительно заметна. Однако сами эти значения малы и для их более детального исследования (в том числе экспериментального нахождения асимптоты) необходимо существенное повышение временной разрешающей способности установки.

Список литературы

- [1] F.V. Humphrey, E.M. Gyorgy. J. Appl. Phys. **30**, 6, 935 (1959).
- [2] О.С. Колотов, В.А. Погожаев, Р.В. Телеснин. УФН **113**, 4, 569 (1973).
- [3] С. Крупица. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Ч. II. М. (1976). 504 с.
- [4] Магнетизм и магнитные материалы. Терминологический справочник / Под ред. Ф.В. Лисовского, Л.И. Антонова. М. (1997).
- [5] О.С. Колотов, Ким Ен Хен, А.П. Красножон, В.А. Погожев. Письма в ЖЭТФ **58**, 1, 52 (1993).
- [6] О.С. Колотов, Ким Ен Хен, А.П. Красножон, В.А. Погожев. ФТТ **36**, 1, 231 (1994).
- [7] О.С. Колотов, А.П. Красножон, В.А. Погожев. ФТТ **40**, 2, 305 (1998).
- [8] А.С. Кашинцев, О.С. Колотов, В.А. Погожев. ФММ **64**, 5, 891 (1987).
- [9] О.С. Колотов, В.А. Погожев. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **32**, 5, 3 (1992).
- [10] А.А. Глазер, А.С. Кашинцев, О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.И. Тагиров. ФММ **2**, 154 (1992).
- [11] О.С. Колотов. ФТТ **41**, 4, 654 (1999).
- [12] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. Изд-во МГУ, М. (1970).
- [13] O.S. Kolotov, V.A. Pogozhev, R.V. Telesnin, G.V. Smirnov, Yu.V. Shvydko, M. Kotrobova, S. Kadeckova, J. Novak. Phys. Stat. Sol. (a) **72**, 2, K197 (1982).
- [14] В.А. Красильников, В.В. Крылов. Введение в физическую акустику. М. (1984). 400 с.
- [15] M.H. Seavey. Sol. Stat. Commun. **10**, 2, 219 (1973).
- [16] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Г.В. Смирнов, Ю.В. Швыдько. ФТТ **29**, 8, 2548 (1987).