

05;12

О влиянии двухосной анизотропии пленок ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей в плоскости пленок, на форму кривых импульсного перемагничивания

© Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, О.А. Миронец, В.А. Погожев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
e-mail: physphak@mail.ru

(Поступило в Редакцию 13 февраля 2006 г.)

Исследована кривая импульсного перемагничивания пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа „легкая плоскость“. Перемагничивание инициировалось импульсами магнитного поля H_s , направленного вдоль одной из осей двухосной анизотропии, проявляющейся в плоскости реальных пленок ферритов-гранатов. Обнаружены изломы на обсуждаемых кривых, возникающие в полях, близких к значению эффективного поля двухосной анизотропии. Обсуждается природа механизмов перемагничивания в полях, меньших и больших поля излома.

PACS: 75.60.Jk, 75.70.-i

С точки зрения возможного применения пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа „легкая плоскость“ рассматриваются импульсные устройства инфракрасной интегральной оптики: скоростные модуляторы, рециркуляторы, управляемые изоляторы и т.д. [1,2]. В связи с этим необходимо изучать переходные процессы, вызываемые магнитными полями, прикладываемыми в плоскости пленки. Однако к настоящему времени импульсные свойства обсуждаемых здесь пленок исследованы крайне недостаточно [2,3]. В частности, не исследована кривая импульсного перемагничивания (КИП), представляющая собой зависимость обратного времени импульсного 180° перемагничивания τ_s^{-1} от амплитуды импульса магнитного поля [4,5]. Эта кривая дает информацию не только о быстродействии магнетика и затратах энергии, необходимой для обеспечения этого быстродействия, но и отражает важные аспекты физики перемагничивания. Так, с помощью сопоставления изломов КИП с характеристиками анизотропии можно судить о влиянии основных типов взаимодействия спинов между собой и с кристаллической решеткой на ход переходных процессов [4–8]. В реальных пленках ферритов-гранатов наряду с анизотропией типа „легкая плоскость“ в их плоскости проявляется двухосная анизотропия [9–11]. Основная задача данной работы — исследование влияния этой анизотропии на форму КИП.

Исследования проводились на модифицированной индукционной установке [10,12,13]. Исходное направление намагниченности задавалось с помощью постоянного магнитного поля H_b , прикладываемого вдоль одной из осей легкого намагничивания (ОЛН) и несколько превышающего поле технического насыщения H_{sat} . Изучаемый процесс инициировался наложением импульсного магнитного поля H_p , направленного вдоль той же ОЛН, но в сторону, противоположную направлению поля H_b (далее приводится результирующее поле $H_s = H_p - H_b$).

Исследуемый образец помещался в намагничивающее устройство в виде короткозамкнутого отрезка полосковой линии. Для регистрации изменения намагниченности использовался продольный съемный виток. В состав канала регистрации сигнала входили: стробоскопический преобразователь, устройство для автоматического вычитания электромагнитных наводок, низкочастотный RC-фильтр и самописец. Собственное время установления напряжения канала регистрации сигнала — 0,25 ns.

Чтобы обеспечить достаточное временное разрешение при исследовании процессов с длительностью $\tau_s \leq 20\text{--}30$ ns, использовались импульсы тока с длительностью фронта $\tau_f \approx 0.4$ ns. Более медленные процессы возбуждались импульсами с $\tau_f \approx 3\text{--}6$ ns. Первые точки на приводимых далее КИП получены в поле $H_s = H_{sat}$, начиная с которого становится возможным перемагничивание пленок. Верхняя граница исследованного интервала полей ограничивалась мощностью используемых источников импульсов тока: нелинейного усилителя на электронных лампах и искрового обострителя [12,13].

Особое внимание уделялось обеспечению коллинеарности полей H_p , H_b и выбранной ОЛН. Для этого, подобно методике исследования пермалловых пленок [12], использовалась зависимость формы и длительности сигнала 180° перемагничивания от направления указанных полей [11]. В качестве критерия достижения требуемой точности коллинеарности дополнительно анализировалось влияние постоянного поля H_\perp ($\sim 2\text{--}3$ Oe), перпендикулярного ОЛН: при изменении направления этого поля на противоположное форма и длительность сигнала должны оставаться без существенных изменений. Этот критерий также использовался для оценки степени неоднородности пленок [11,12]. Особо отметим, что рассмотренная индукционная уста-

новка применялась и для измерения эффективного поля двухосной анизотропии H_{K_2} , а также эффективного поля H_{K_p} анизотропии типа „легкая плоскость“. Эти величины находились (с точностью не менее 6–8%) путем анализа свободных колебаний намагниченности [11].

Нами исследовано 5 пленок, обладающих достаточной однородностью и характеризуемых относительно небольшим значением H_{K_2} . Естественно, что полученных данных явно не достаточно, чтобы делать какие-либо общие выводы о форме КИП, ее зависимости от свойств и состава пленок и т.д. Тем не менее важный результат, не зависящий от свойств пленок, нам удалось получить: найдено, что один из изломов КИП наблюдается в поле $H_s = H_s^*$, значение которого в пределах ошибки эксперимента совпадает со значением эффективного поля двухосной анизотропии H_{K_2} . Этот результат иллюстрируется здесь на примере двух пленок, основные данные которых — толщина d , намагниченность насыщения M_s , поле технического насыщения H_{sat} и эффективные поля двухосной H_{K_2} и плоскостной H_{K_p} анизотропий приведены в таблице. Пленка 1 имела состав $(LuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, 2 — $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$. Для пленки 2 наблюдалась заметная неэквивалентность осей анизотропии, что проявлялось в различных значениях полей H'_{K_2} и H''_{K_2} , характеризующих каждую из них. Согласно [14], наблюдаемое расхождение в величинах H'_{K_2} и H''_{K_2} объясняется проявлением в плоскости пленки небольшой одноосной анизотропии (с $H_{K_1} \approx 4$ Ое для данной пленки).

На рис. 1 приведена КИП, полученная для пленки 1. На ней выделяются два участка, разделенные довольно четко определяемым изломом в поле $H_s = H_s^* = 52 \pm 2$ Ое, что близко к значению эффективного поля $H_{K_2} = 54 \pm 4$ Ое.

Особый интерес представляют зависимости $\tau_s^{-1}(H_s)$, полученные для пленки 2. На рис. 2 результаты измерения скорости перемагничивания этой пленки τ_s^{-1} вдоль ОЛН с $H'_{K_2} = 32 \pm 3$ Ое представлены треугольниками, а вдоль другой ОЛН (с $H''_{K_2} = 40 \pm 3$ Ое) — кругами. Видно, что в поле $H_s < 32$ Ое все экспериментальные точки в пределах ошибки эксперимента ложатся вблизи одной и той же линии. В полях $H_s > H_s^* = 32 \pm 2$ Ое скорость перемагничивания вдоль первой ОЛН резко возрастает и появляется излом на КИП, соответствующий этой оси. При перемагничивании вдоль другой оси излом на КИП появляется в поле $H_s = H_s^* = 40 \pm 3$ Ое, равном указанному значению H''_{K_2} .

Основные данные исследованных пленок

Пленка	d , μm	M_s , Gs	H_{sat} , Ое	H_{K_p} , kОе	H_{K_2} , Ое	H'_{K_2} , Ое	H''_{K_2} , Ое
1	6	16	3	0.7 ± 0.1	54 ± 4	—	—
2	4	14	2	1.3 ± 0.1	—	32 ± 3	40 ± 3

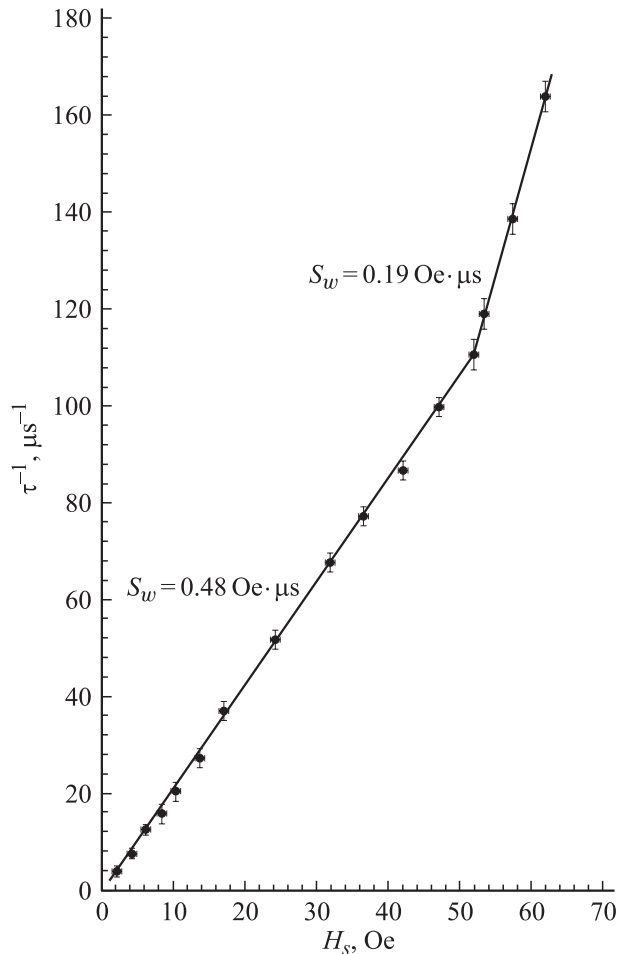


Рис. 1. Зависимость скорости перемагничивания τ_s^{-1} от поля H_s (пленка 1).

Из рис. 1 и 2 видно, что в полях $H_s > H_s^*$ зависимость $\tau_s^{-1}(H_s)$ хорошо аппроксимируется прямыми линиями с коэффициентом переключения S_w до 2.5–3 раз меньшим, чем для предыдущего участка обсуждаемых кривых, так что время перемагничивания быстро снижается до $\sim 10^{-9}$ с. Опираясь на эти данные, а также учитывая малое значение намагниченности насыщения исследуемых пленок, можно утверждать, что в полях $H_s > H_s^* \cong H_{K_2}$ имеет место переход к механизму импульсного перемагничивания, связанному с вращением намагниченности. Из соображений симметрии следует, что должна реализоваться одна из разновидностей этого механизма — двустороннее вращение, при котором равные доли локальных векторов намагниченности вращаются в разные стороны относительно ОЛН. Из-за малой величины M_s роль магнитоэлектронного взаимодействия невелика и в отличие от пермаллоевых пленок не возникает каких-либо заблокированных доменных структур, тормозящих начальное вращение [5,7]. Как известно, для преодоления этого торможения необходимы поля H_s , на порядок превышающие эффективное поле анизотропии [8].

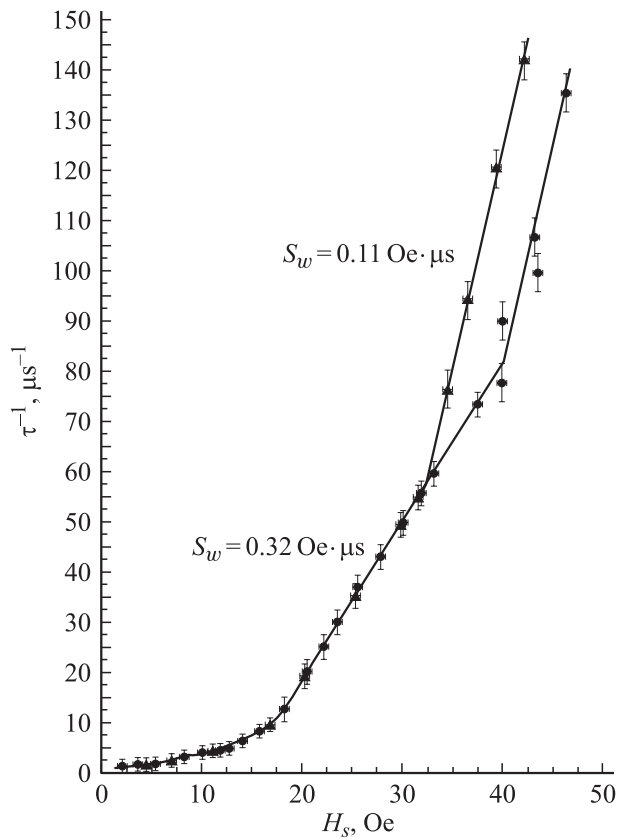


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 (пленка 2).

В пользу высказанного здесь утверждения о природе обсуждаемого механизма перемагничивания свидетельствует и опыт исследования других материалов с низким значением M_s и прежде всего монокристаллов бората железа. Этому материалу также присуща анизотропия типа „легкая плоскость“. Однако какая-либо существенная анизотропия в базисной плоскости монокристаллов практически отсутствует [15], и потому уже в полях $H_s \geq H_{\text{sat}} \cong 2 \text{ Oe}$ наблюдается двустороннее вращение намагниченности при 180° -перемагничивании [16] и однородное вращение при 180° -перемагничивании в присутствии поперечного магнитного поля $H_\perp \geq 0.5 \text{ Oe}$ [17], причем при довольно протяженном времени перемагничивания $\tau_s \sim 18\text{--}24 \text{ ns}$.

Также с учетом опыта исследования механизмов перемагничивания других магнетиков (например, пленок ферритов-гранатов с одноосной анизотропией и с ОЛН, перпендикулярной их плоскости [18]) можно утверждать, что перемагничивание обсуждаемых здесь пленок в полях $H_s < H_s^*$ осуществляется путем формирования и роста зародышей с новым направлением намагниченности. Различия в структуре КИП, наблюдаемые для разных пленок, можно объяснить разной природой дефектов, на которых возможно формирование зародышей.

Список литературы

- [1] Wolfe R., Fratello V.J., Mc Glashan-Powell M. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 3. P. 3099.
- [2] Топоров А.Ю., Валеико М.В. // ЖТФ. 1995. Вып. 65. № 7. С. 135.
- [3] Дурасова Ю.А., Ильичева Е.Н., Ильяшенко Е.И. и др. // Сб. тр. XVIII Междунар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М., 2002. С. 477.
- [4] Humphrey F.B., Gyorgy E.M. // J. Appl. Phys. 1959. Vol. 30. N 6. P. 930.
- [5] Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. // УФН. 1974. Т. 113. № 4. С. 579.
- [6] Родичев А.М. // ФММ. 1964. Т. 17. № 1. С. 146.
- [7] Kolotov O.S., Pogozhev V.A., Telesnin R.V. // Phys. Stat. Sol. a. 1969. Vol. 4. N 1. P. 57.
- [8] Колотов О.С., Погожев В.А. // ФММ. 1999. Т. 87. № 1. С. 21.
- [9] Ильичева Е.Н., Дурасова Ю.А., Колотов О.С. и др. // Диагн. матер. 2002. Т. 68. № 12. С. 44.
- [10] Ильичева Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С. и др. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 6. С. 1037.
- [11] Pyashenko E.I., Pyicheva E.N., Kolotov O.S. et al. // J. Optoelect. and Advan. Mater. 2004. Vol. 6. N 3. P. 931.
- [12] Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: Изд-во МГУ, 1970.
- [13] Колотов О.С., Матюнин А.В. // ПТЭ. 2003. № 3. С. 88.
- [14] Эдельман И.С. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1966. Т. XXX. № 1. С. 88.
- [15] Diehl B., Jantz W., Noland B.I., Wettling J.W. // Current Topics in Mater. Sci. 1984. Vol. 11. P. 241.
- [16] Колотов О.С., Ким Ен Хен, Красножон А.П. и др. // ФТТ. 1996. Т. 36. Вып. 2. С. 515.
- [17] Колотов О.С., Красножон А.П., Погожев В.А. // ФТТ. 1998. Т. 38. Вып. 2. С. 305.
- [18] Колотов О.С., Погожев В.А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 1991. Т. 32. № 5. С. 3.