

Индукцированная однонаправленная анизотропия и бипериодические полосовые доменные структуры в магнитных пленках субкритической толщины

Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский¹⁾, Е. Г. Мансветова

Институт радиотехники и электроники РАН, 141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 21 февраля 2002 г.

В одноосных пленках магнитных гранатов субкритической толщины экспериментально обнаружено существование бипериодических полосовых доменных структур в окрестности линий ориентационных фазовых переходов. Показано, что причиной наблюдаемого эффекта является индуцированная магнитным полем однонаправленная анизотропия, приводящая к уменьшению эффективной жесткости доменных границ.

PACS: 75.70.Kw

Известно (см. [1], а также [2–4]), что в тонких пленках одноосных магнетиков с положительной константой анизотропии K_u и с осью легкого намагничивания (ОЛН) вдоль нормали \mathbf{n} к поверхности (далее – ось z) в определенном интервале изменения толщины $L_{cr}^* < L < L_{cr}^{(1)}$, где L_{cr}^* и $L_{cr}^{(1)}$ – некоторые критические значения, основному состоянию отвечают регулярные полосовые доменные структуры (ДС) с периодической приповерхностной модуляцией профиля доменных границ (ДГ). При $L > L_{cr}^{(1)}$ термодинамически равновесными являются ветвящиеся ДС [5–7], а при $L < L_{cr}^*$ – простые (монопериодические) полосовые ДС или монодоменные состояния. Эта закономерность была неоднократно подтверждена экспериментально для пленок различной структуры и состава (см. [8] и приведенную там библиографию).

Анализ содержания имеющихся теоретических работ²⁾ показывает, что значение критической толщины $L_{cr}^* \propto \sigma_w/M_0^2$, где $\sigma_w = (AK_u)^{1/2}$ – поверхностная плотность энергии доменных границ, A – константа неоднородного обменного взаимодействия, M_0 – намагниченность насыщения. Тенденция к монотонному увеличению L_{cr}^* с ростом σ_w или (и) уменьшением M_0 прослеживается и в экспериментах; в первом случае это, в основном, связано с изменением константы одноосной анизотропии, так как значения A в исследованных материалах мало отличаются друг от друга и составляют $\sim 10^{-6}$ эрг/см. Так, для магнетоплюмбита ($K_u =$

$= 2.2 \cdot 10^6$ эрг/см³, $M_0 = 320$ Гс) критическая толщина составляет $\simeq 10$ мкм, в то время как для пермаллоя ($K_u = 5 \cdot 10^4$ эрг/см³, $M_0 = 800$ Гс) $L_{cr}^* = 3$ мкм [3, 8].

В присутствии внешнего магнитного поля $\mathbf{H} = H_{\parallel}\mathbf{e}_z + H_{\perp}\mathbf{e}_{\perp}$, где H_{\parallel} и H_{\perp} – продольная и поперечная компоненты поля относительно нормали к поверхности пленки, бипериодические ДС сохраняют устойчивость в некотором интервале изменения напряженности и направления \mathbf{H} , которому на плоскости $(H_{\perp}, H_{\parallel})$ соответствует ограниченная ромбовидной кривой область, находящаяся внутри области существования монопериодических ДС. Как показали исследования, выполненные на эпитаксиальных пленках магнитных гранатов состава $(\text{LuBi})_3(\text{FeMg})_5\text{O}_{12}$, выращенных на немагнитных подложках из гадолиний-галлиевого граната с (111)-ориентацией, внутри области устойчивости регулярные бипериодические ДС реализуются в трех модификациях, отличающихся друг от друга типом модуляции профиля соседних доменных границ, которая может быть синфазной, противофазной или гибридной (попарно чередуются синфазно и противофазно модулированные границы) [9, 10]. В отсутствие поля подмагничивания абсолютному минимуму энергии соответствуют “синфазные” бипериодические ДС; при увеличении H_{\perp} и $H_{\parallel} = \text{const}$ ($|H_{\parallel}| < H_{\parallel}^{(\text{max})}$), где $H_{\parallel}^{(\text{max})}$ – верхняя граница существования бипериодических ДС по данной компоненте поля) имеет место следующая цепочка фазовых переходов первого рода: синфазные ДС \rightarrow гибридные структуры \rightarrow противофазные бипериодические ДС \rightarrow простые монопериодические ДС (с немодулированными ДГ). Трансформация в однородно намагниченное со-

¹⁾ e-mail: lisf@dataforce.net

²⁾ Поскольку во всех выполненных к настоящему времени расчетах используется модель геометрических (бесструктурных) доменных границ, заслуживают доверия лишь результаты для случая $K_u/2\pi M_0^2 \gg 1$.

стояние при исчезновении простых монопериодических ДС происходит как фазовый переход второго рода (или как фазовый переход первого рода, близкий ко второму) [9, 10].

Выполненные авторами эксперименты [9, 10] показали, что для пленок выбранного состава при $\mathbf{H} = 0$ действительно существует критическое значение толщины $L_{cr}^* \approx 4$ мкм, и при $L < L_{cr}^*$ в пленках реализуются только простые (монопериодические) ДС. Однако при изучении перемагничивания пленок субкритической толщины было установлено, что в узкой области изменения магнитного поля вблизи линий фазового перехода из доменной фазы в однородно намагниченное состояние возникают (при $|H_{\parallel}| > H_{\parallel}^{(cr)}$) бипериодические ДС гибридного типа (с чередованием пар синфазных и противофазных ДГ). Это иллюстрирует рис.1, на котором в координатах $(H_{\perp}, H_{\parallel})$

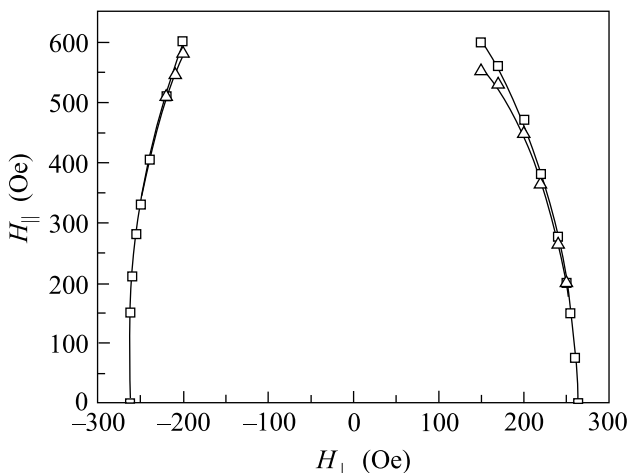


Рис.1. Фазовая диаграмма пленки состава $(\text{LuBi})_3(\text{FeMg})_5\text{O}_{12}$ толщиной 2.5 мкм: □ – линия потери устойчивости однородного состояния, Δ – линия потери устойчивости монопериодической ДС относительно перехода в бипериодическую структуру

приведена верхняя часть диаграммы состояний пленки толщиной 2.5 мкм (нижняя часть получается инверсией относительно начала координат). Существует зависимость поля $H_{\parallel}^{(cr)}(\phi_H)$ (ϕ_H – угол поворота пленки вокруг нормали к поверхности) с доминирующей третьей гармоникой, что свидетельствует о влиянии кубической анизотропии. На кривых зависимости периода доменной структуры d от поля H_{\perp} при постоянном значении $H_{\parallel} > H_{\parallel}^{(cr)}$ появляются аномалии: вместо типичного для толстых ($L > L_{cr}^*$) пленок монотонного уменьшения периода с ростом H_{\perp} (см., например, [10]) вблизи линии фазового перехода наблюдается локальный минимум, после чего

период ДС монотонно возрастает вплоть до насыщения пленки (см рис.2, кривая для $H_{\parallel} = 450$ Э). Если

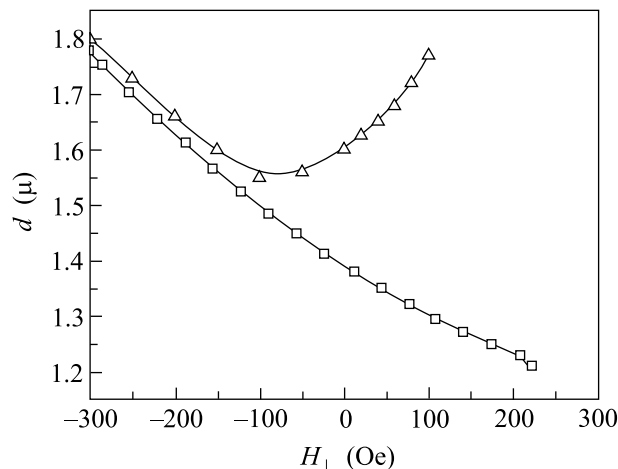


Рис.2. Зависимость периода доменной структуры от поля H_{\perp} для пленки состава $(\text{LuBi})_3(\text{FeMg})_5\text{O}_{12}$ толщиной 2.5 мкм: □ – $H_{\parallel} = 0$ Э, Δ – $H_{\parallel} = 450$ Э

значения H_{\parallel} не превышают критической величины (бипериодические ДС не возникают), то зависимость $d(H_{\perp})$ имеет стандартный вид (кривая для $H_{\parallel} = 0$ Э на рис.2). Описанные явления для пленок выбранного состава существовали в интервале субкритических толщин от 4 до 1.5 мкм.

Причина наблюдаемых эффектов кроется в структуре испытываемых объектов. Дело в том, что в пленках магнитных гранатов, полученных методом эпитаксии из жидкой фазы, на границах раздела пленки с подложкой и со свободным пространством неизбежно возникают тонкие (~ 0.1 мкм) переходные слои, сильно отличающиеся по параметрам от внутреннего объема (см., например, [11, 12]). Если предположить, что один из этих слоев обладает пониженным значением константы одноосной анизотропии (по сравнению с внутренними областями пленки), то при увеличении H_{\perp} такой слой будет намагничиваться до насыщения ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$) в первую очередь, а в основном объеме пленки еще будут существовать домены; см рис.3, на котором схематически изображена зависимость амплитудного значения z -компоненты вектора намагниченности в слоях от напряженности поля H_{\perp} при $H_{\parallel} = 0$ ³⁾. Поскольку спины по обе стороны поверхности раздела между переходным слоем и пленкой связаны обменным взаимодействием, в полной энергии пленки необходимо учитывать

³⁾ При $H_{\parallel} \neq 0$ компонента M_z в слоях в состоянии магнитного насыщения становится отличной от нуля, однако это не меняет сути приводимых далее рассуждений.

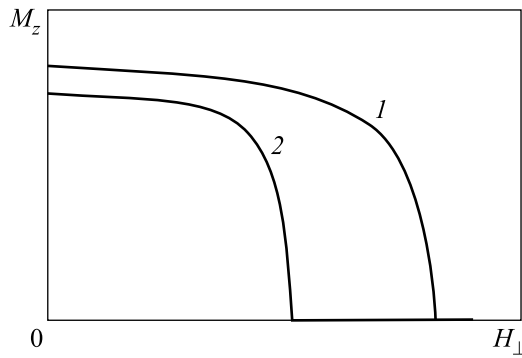


Рис.3. Зависимость амплитудного значения z -компоненты вектора намагниченности в толще пленки (1) и в переходном слое (2) от напряженности поля H_{\perp} при $H_{\parallel} = 0$

вклад, обусловленный однонаправленной анизотропией, плотность энергии которой описывается выражением $w_{ua} = -K_{ua} \cos \theta$, где K_{ua} – константа однонаправленной (обменной) анизотропии, а θ – угол между векторами \mathbf{M} и \mathbf{H} [13]. Обменное взаимодействие магнитных моментов насыщенного слоя со спинами внутри не намагниченной до насыщения части пленки стремится ориентировать последние параллельно вектору \mathbf{H} , увеличивая угол отклонения спинов от нормали к поверхности⁴⁾. Отсюда следует, что наличие индуцированной магнитным полем однонаправленной анизотропии эквивалентно уменьшению константы одноосной анизотропии, причем этот эффект становится наиболее ярко выраженным вблизи линии фазового перехода в однородно намагниченное состояние, где амплитуда z -компоненты вектора намагниченности сильно зависит от H_{\perp} (см. рис.3). Если этот переход происходит при $H_{\parallel} \ll H_{\perp}$, когда векторы \mathbf{M} и \mathbf{H}_{\perp} мало различаются по направлению, то плотность энергии анизотропии можно представить в виде

$$w_a \approx -\frac{1}{2}(K_u - K_{ua})\alpha^2 + \frac{1}{2}K_{ua}\phi^2,$$

где $\alpha \ll 1$ и $\phi \ll 1$ суть углы между вектором \mathbf{M} и развитой поверхностью пленки и вектором \mathbf{H}_{\perp} , соответственно. Видно, что при намагничивании переходного слоя до насыщения действительно происходит перенормировка значения константы одноосной

⁴⁾ Основной объем пленки через обменное взаимодействие также оказывает влияние на спины переходного слоя, однако это влияние сводится лишь к увеличению значения напряженности поля H_{\perp} , при котором вектор намагниченности этого слоя становится ориентированным параллельно полю. Магнитостатическое воздействие насыщенного переходного слоя на основной объем пленки отсутствует, так как из общей теории потенциала следует, что двойной однородно заряженный слой не создает полей в окружающем пространстве.

анизотропии в остальной части пленки; это влечет за собой уменьшение критической толщины и делает возможным возникновение бипериодических ДС. Для реализации этой возможности необходимо выполнение условия

$$L - L_{tl} > L_{cr}^*,$$

где L_{tl} – толщина намагниченного до насыщения переходного слоя, а L_{cr}^* – критическая толщина с учетом индуцированной однонаправленной анизотропии.

Наблюдаемые в экспериментах бипериодические ДС, как уже упоминалось, принадлежат к гибричному типу, что связано со следующими причинами. Как показали ранее выполненные исследования [9, 10], ДС с противофазной приповерхностной модуляцией профиля ДГ существуют только в том случае, если обусловленные такой модуляцией магнитостатические поля не пронизывают пленку насквозь. Это условие в пленках субкритической толщины не выполняется. Кроме того, в тех же экспериментах [9, 10] было установлено, что синфазные бипериодические ДС теряют устойчивость относительно трансформации в массивы с противофазным или гибридным типом модуляции при значениях H_{\perp} и H_{\parallel} , далеких от значений, соответствующих линии фазового перехода из неоднородного состояния в однородно намагниченное. Таким образом, единственным “разрешенным” типом ДС в рассматриваемой ситуации являются гибридные структуры.

Влияние однонаправленной анизотропии на процессы перемагничивания пленок выбранного состава было обнаружено и для образцов, имеющих толщину больше критической (до 10 мкм). В узком интервале значений поля подмагничивания вблизи линии перехода из доменной фазы в однородно намагниченном состоянии также возникали несквозные бипериодические ДС гибридного типа, что сопровождалось аномалиями на кривой зависимости периода ДС от поля. В более толстых пленках ($L > 10$ мкм) эти явления отмечены не были, что, по-видимому, связано с тем, что вклад возникающей за счет обменного взаимодействия с переходным слоем однонаправленной анизотропии в полную энергию пленок становится пренебрежимо малым при увеличении толщины последних.

Эффекты, родственные описанным, могут наблюдаться в неоднородных по толщине пленках не только в окрестности линии фазового перехода (из доменной фазы в однородно намагниченное состояние), но и вдали от нее и даже вообще в отсутствие внешнего магнитного поля. Строго говоря, наблюдаемая в описанных в настоящей работе экспериментах однонаправленная анизотропия тоже существует при лю-

бом (ненасыщающем) значении поля, но проявляется она в виде реально наблюдаемого эффекта только в узкой области. Поэтому в пленках с преднамеренно созданным или случайным градиентом магнитных параметров (намагниченности насыщения, константы анизотропии, обменной постоянной и др.) по толщине значения критической толщины могут существенно отличаться от значений для однородных пленок, что следует иметь в виду при интерпретации результатов экспериментов.

Авторы выражают благодарность Л. И. Антонову за обсуждение работы и полезные советы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 02-02-16338).

1. В. W. Roberts and C. P. Bean, Phys. Rev. **96**, 1494, (1954).

2. J. Goodenough, Phys. Rev. **102**, 356 (1956).
3. Я. Кацер, ЖЭТФ **46**, 1787 (1964).
4. A. Hubert, Phys. Stat. Sol. **24**, 669 (1967).
5. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **13**, 377 (1943).
6. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **15**, 97 (1945).
7. И. А. Привороцкий, УФН **108**, 41 (1972).
8. Л. С. Палатник, Л. И. Лукашенко, Ю. В. Золотницкий, Б. А. Авраменко, **59**, 1177 (1970).
9. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Письма в ЖЭТФ **67**, 701 (1998).
10. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, ЖЭТФ **114**, 2089 (1998).
11. R. D. Henry and E. C. Witcomb, Mat. Res. Bull. **10**, 681 (1975).
12. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Микроэлектроника **8**, 331 (1979).
13. W. H. Meikeljohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).