

# Равновесное намагничивание наногранулярной магнитной пленки с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле

В.М. Калита, С.М. Рябченко

*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина*  
E-mail: vmkalita@ukr.net

Статья поступила в редакцию 11 августа 2011 г., после переработки 26 сентября 2011 г.

Проведено теоретическое исследование влияния размагничивающего поля на процесс равновесного намагничивания наногранулярной пленки с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле. Описано влияние скоса и опрокидывания магнитных моментов гранул на кривые намагничивания. Показано, что в наклонном поле переход из неоднородного состояния к состоянию с однородной ориентацией магнитных моментов гранул происходит критическим образом.

Проведено теоретичне дослідження впливу поля, що розмагнічує, на процес рівноважного намагнічування наногранулярної плівки з перпендикулярною анізотропією в магнітному полі, направленому під довільним кутом до її площини. Описано вплив скосу та перевертання магнітних моментів гранул на криві намагнічування. Показано, що перехід з неоднорідного стану до стану з однорідною орієнтацією магнітних моментів гранул відбувається критичним чином.

PACS: 75.30.Gw Магнитная анизотропия;  
75.60.Jk Механизмы перемагничивания;  
75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркгаузена и связанные эффекты.  
**75.70.-i** Магнитные свойства тонких пленок, поверхностей, границ раздела.

Ключевые слова: наногранулярные магнитные пленки, перпендикулярная анизотропия, кривые намагничивания, механизмы перемагничивания.

## 1. Введение

Исследования магнитных свойств наногранулярных пленок с перпендикулярной анизотропией имеют большой научный и практический интерес [1–4] как минимум потому, что они перспективны для создания сред с высокой плотностью записи информации. В таких пленках оси анизотропии (оси легкого намагничивания) ферромагнитных наногранул перпендикулярны плоскости гранул, при этом, если размеры гранул меньше критического для формирования в ней нескольких доменов, каждая из наногранул будет однодоменной [5–7]. Без ограничения общности можно полагать, что гранулы сферические и если у них и есть какая-то анизотропия формы, то она имеет главной осью нормаль к пленке и суммируется с возможной перпендикулярной анизотропией иного происхождения. Ансамбль одинаковых одноосных магнитных частиц с одинаково направленными осями анизотропии, удовлетворяющих критерию абсолютной однодоменности, называют ансамблем стонер-вольфартовских (СВ) [8] частиц.

В большинстве экспериментальных работ данные магнитных измерений наногранулярных пленок с перпендикулярной анизотропией (полевые зависимости магнитного момента пленки) [9–23] получены для двух ориентаций магнитного поля: когда поле направлено перпендикулярно плоскости пленки и/или когда оно лежит в плоскости пленки. Эти предельные случаи различаются физически. При намагничивании магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, на магнитные моменты их гранул действуют размагничивающие поля. Однако при этом «внутреннее поле», действующее на гранулы (равное разности внешнего поля и поля размагничивания пленки как целого), остается направленным вдоль оси магнитной анизотропии гранул или равным нулю. Поэтому в данном случае перемагничивание пленки связано только с опрокидыванием магнитных моментов гранул [24–26]. При намагничивании наногранулярной пленки с перпендикулярной анизотропией полем, лежащим в ее плоскости, поле размагничивания равно нулю. Процесс намагничивания в та-

кой ориентации поля связан, в основном, со скосом магнитных моментов гранул от их исходного состояния с направлениями, перпендикулярными плоскости пленки, к направлению магнитного поля.

В наклонном магнитном поле, направленном под произвольным углом к плоскости пленки, гранулы находятся во внешнем магнитном поле и размагничивающем поле пленки, которые неколлинеарны между собой. При этом в процессе намагничивания пленки магнитные моменты гранул испытывают как опрокидывание, так и скос их магнитных моментов. Учитывая, что размагничивающее поле пленки зависит от средней намагниченности образца, расчет намагничивания наногранулярной пленки с перпендикулярной анизотропией в наклонном поле включает процедуру самосогласования и представляет собой нелинейную задачу. Намагничивание пленки в наклонном магнитном поле ранее исследовалось в рамках микромагнитного моделирования [27]. В этой работе влияние эффекта скоса и опрокидывания магнитных моментов частиц не рассматривалось, кроме того, приведенные в ней результаты следует рассматривать лишь как качественные.

Поскольку опрокидывание магнитного момента гранул является ориентационным фазовым переходом, происходящим во внутреннем поле пленки, неравновесность процесса перемагничивания гранул (гистерезис) еще больше усложняет задачу. Такая неравновесность имеет место при температурах меньших температуры блокировки  $T_b$ . Поэтому в данной работе изучено только равновесное намагничивание наклонным магнитным полем наногранулярной пленки с перпендикулярной анизотропией, т.е. в области температур  $T > T_b$ . Использовано приближение, когда магнитное состояние отдельной гранулы рассматривается как двухуровневое, реализующееся в суммарном поле одногранулярной анизотропии, внешнем магнитном поле и самосогласованном поле размагничивания пленки как целого. Иными словами, пренебрегаем температурными флуктуациями ориентации магнитного момента гранулы вблизи двух минимумов зависимости энергии гранулы от ориентации ее момента при совместном действии анизотропии, наклонного внешнего поля и поля размагничивания. В области температур  $T_b < T < 3T_b$  двухуровневое приближение для состояний частиц ансамбля еще достаточно хорошо выполняется, и в этой области температур используемый нами подход вполне применим.

Используя применяемое приближение, связанное с описанием лишь равновесного намагничивания без учета указанных температурных эффектов и блокировки [28–30], мы получили соотношения, характеризующие поведение намагниченности в наклонном поле, и проанализировали критический характер процесса намагничивания, связанный с опрокидыванием магнитных моментов гранул. Заметим, что при низких темпе-

ратурах (когда  $kT$  много меньше энергии анизотропии частицы и  $T < T_b$ ) приближение о равновесном намагничивании тоже применимо, но оно отвечает бесконечно большому времени введения магнитного поля. Полученные в статье результаты позволяют объяснить (хотя в некоторых случаях лишь качественно) процесс перемагничивания наногранулярных пленок с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле. Вблизи (но выше) температуры блокировки это рассмотрение достаточно строгое, однако его качественные следствия могут быть распространены и на более широкую область температур. Тепловые флуктуации ориентации магнитного момента гранулы в двухъямном потенциале, создаваемом совокупностью приложенного магнитного поля и упомянутых выше эффективных полей (эффекты суперпарамагнетизма), при более высоких температурах могут оказаться существенными. При более низких, чем  $T_b$ , температурах полученные решения будут заметно модифицироваться эффектами неравновесности.

## 2. Модель

Рассмотрим гранулярную пленку с однодоменными СВ частицами. Известно, что перемагничивание гранул может идти путем когерентного вращения магнитного момента, но для достаточно крупных гранул также и через неоднородное намагничивание объема гранулы [31]. В настоящей работе возможность неоднородного намагничивания гранулы в магнитном поле рассматриваться не будет.

Оси легкого намагничивания всех частиц (легкие оси) ориентированы в направлении  $Z$ , перпендикулярном плоскости пленки. Константа анизотропии  $K$  одинакова для всех гранул и имеет знак, соответствующий легкоосевому типу. Легкоосевая анизотропия может быть вызвана формой частиц, если она соответствует эллипсоиду вращения с большей осью, направленной вдоль нормали к плоскости пленки. Это может быть магнитокристаллическая анизотропия с направлением легкого намагничивания вдоль нормали к пленке. Легкоосевая анизотропия гранул может быть результатом совместного действия этих двух причин. Кроме внешнего поля  $\mathbf{H}_e$ , на векторы намагниченностей гранул  $\mathbf{j}$  действует размагничивающее поле пленки как целого, величина которого равна произведению  $zz$ -компоненты тензора размагничивающего фактора пленки на проекцию ее намагниченности в  $Z$ -направлении:  $H_d = -N_{zz}m_z = -4\pi m_z$  где  $N_{zz} = 4\pi$  —  $zz$ -компонента размагничивающего фактора пленки ( $N_{xx} = N_{yy} = 0$ ),  $m_z$  —  $Z$ -проекция суммарной намагниченности пленки  $\mathbf{m}$ . В наклонном магнитном поле  $\mathbf{H}_e$ , направленном под углом  $\theta_{\mathbf{H}}$  к оси  $Z$ , в произвольном случае (с учетом приближения об однородности размагничивающего поля) будем иметь два типа частиц, магнит-

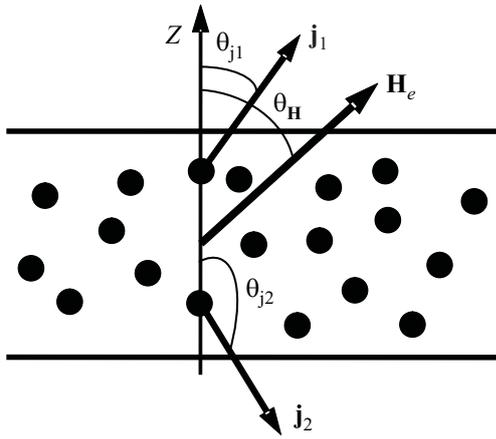


Рис. 1. Ориентации векторов намагниченностей  $\mathbf{j}_1$ ,  $\mathbf{j}_2$  и магнитного поля  $\mathbf{H}_e$  в пленке.

ные моменты которых направлены под углами  $\theta_{j1}$  и  $\theta_{j2}$  к оси легкого намагничивания (см. рис. 1). Обозначим относительную часть первых  $p_1$ , а вторых  $p_2$ , причем  $p_1 + p_2 = 1$ . Намагниченность пленки равна сумме  $\mathbf{m} = (p_1\mathbf{j}_1 + p_2\mathbf{j}_2)f_v$ , где  $f_v$  — коэффициент заполнения объема пленки гранулами (предполагается, что заполнение пленки гранулами однородно). Заметим, что в общем случае  $\theta_{j1} \neq \theta_{j2}$  и  $\theta_{j1}, \theta_{j2} \neq \theta_H$ .

Плотность магнитной энергии рассматриваемой пленки в наклонном внешнем магнитном поле можно записать в виде

$$U = -K(p_1 \cos^2 \theta_{j1} + p_2 \cos^2 \theta_{j2})f_v + \frac{1}{2}N_{zz}f_v^2 j_0^2 (p_1 \cos \theta_{j1} + p_2 \cos \theta_{j2})^2 - H_e j_0 (p_1 \cos(\theta_{j1} - \theta_H) + p_2 \cos(\theta_{j2} - \theta_H))f_v, \quad (1)$$

где  $K > 0$  — константа анизотропии,  $j_0 = |\mathbf{j}_1| = |\mathbf{j}_2|$  — модуль намагниченности частицы, величина которого одинакова у всех частиц. Заметим, что все анизотропные составляющие поля размагничивания, действующего на гранулу, пропорциональные тензору факторов размагничивания гранулы  $\hat{N}_g$ , включены в константу  $K$ , а размагничивающее поле пленки  $H_d$  их не содержит и включает только среднее поле размагничивания внутри пленки, обусловленное ее формой.

### 3. Уравнения состояния

Дифференцируя (1) по  $\theta_{j1}$ ,  $\theta_{j2}$  и по разности вероятностей  $\Delta p = p_1 - p_2$ , получаем систему уравнений, которые выполняются для состояния с равновесной намагниченностью:

$$\frac{\partial U}{\partial \theta_{j1}} = \frac{1 - \Delta p}{2} \{ \sin \theta_{j1} [2K \cos \theta_{j1} + H_e M_0 \cos \theta_H - N_{zz} f_v j_0^2 (\frac{1 + \Delta p}{2} \cos \theta_{j1} + \frac{1 - \Delta p}{2} \cos \theta_{j2})] - H_e j_0 \cos \theta_{j1} \sin \theta_H \} f_v = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \theta_{j2}} = \frac{1 - \Delta p}{2} \{ \sin \theta_{j2} [2K \cos \theta_{j2} + H_e j_0 \cos \theta_H - N_{zz} f_v j_0^2 (\frac{1 + \Delta p}{2} \cos \theta_{j1} + \frac{1 - \Delta p}{2} \cos \theta_{j2})] - H_e j_0 \cos \theta_{j2} \sin \theta_H \} f_v = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \Delta p} = \frac{1}{2} \{ (\cos \theta_{j1} - \cos \theta_{j2}) [-K (\cos \theta_{j1} + \cos \theta_{j2}) - H_e j_0 \cos \theta_H + N_{zz} f_v j_0^2 (\frac{1 + \Delta p}{2} \cos \theta_{j1} + \frac{1 - \Delta p}{2} \cos \theta_{j2})] - H_e j_0 (\sin \theta_{j1} - \sin \theta_{j2}) \sin \theta_H \} f_v = 0. \quad (4)$$

Без потери общности будем рассматривать ориентации внешнего поля только для интервала углов  $0 \leq \theta_H \leq \pi/2$ . В этом случае в равновесии  $\Delta p$  принимает значения из интервала  $\Delta p \in [0, 1]$ . Решения для иных возможных направлений  $\mathbf{H}_e$  легко получаются из найденных для этого интервала.

В поле  $H_e = 0$  решением системы (2)–(4) будет состояние со средней намагниченностью равной нулю, для которого  $\Delta p = 0$ ,  $\theta_{j1} = 0$ ,  $\theta_{j2} = \pi$ .

В насыщающем поле  $H_e > H_{cr}(\theta_H)$ , где  $H_{cr}(\theta_H)$  — поле, направленное под углом  $\theta_H$  к оси  $Z$ , начиная с которого реализуется однородное состояние с  $\Delta p = 1$ . В нем направления магнитных моментов частиц одинаковы ( $\theta_{j1} = \theta_{j2} = \theta_m$ , где  $\theta_m$  — угол между  $Z$  и  $\mathbf{m}$ ), хотя и не параллельны внешнему полю. Величина  $\theta_m$  в этом однородном состоянии определяется из уравнения

$$(\frac{1}{2} N_{zz} f_v j_0^2 - K) \sin 2\theta_m - H_e j_0 \sin(\theta_m - \theta_H) = 0. \quad (5)$$

Выражение (5) иллюстрирует конкуренцию действий поля анизотропии и размагничивающего поля. Видно, что при  $N_{zz} f_v j_0^2 > 2K$  в большом наклонном поле  $H_e > H_{cr}$  намагничивание пленки в однородном состоянии с  $\Delta p = 1$  становится таким, как для легкоплоскостной системы, в то время как для  $H_e < H_{cr}$  реализуется равновесное неоднородное состояние пленки с  $0 < \Delta p < 1$ . Из системы уравнений (2)–(4) следует, что в этом состоянии выполняется равенство  $\theta_{j1} + \theta_{j2} = \pi$  (или  $\theta_{j2} = \pi - \theta_{j1}$ ), которое, как видно из уравнения (4), приводит к соотношению

$$-H_e \cos \theta_{\mathbf{H}} + N_{zz} f_v j_0 \Delta p \cos \theta_{\mathbf{j}} = 0, \quad (6)$$

где  $\theta_{\mathbf{j}} = \theta_{\mathbf{j}1} = \pi - \theta_{\mathbf{j}2}$ . Выражение (6) можно представить в виде суммы проекций внешнего и размагничивающего полей:  $H_z^{(e)} + H_d = 0$ . Это означает, что в равновесном неоднородном состоянии Z-проекция внешнего поля всегда компенсирована дипольным полем размагничивания. Такая компенсация приводит к упрощению уравнений (2) и (3), из которых получаем

$$\sin \theta_{\mathbf{j}} = \sin \theta_{\mathbf{j}1} = \sin \theta_{\mathbf{j}2} = \frac{H_e j_0 \sin \theta_{\mathbf{H}}}{2K} = \frac{H_e \sin \theta_{\mathbf{H}}}{H_A}, \quad (7)$$

где  $H_A = 2K / j_0$  — величина одночастичного поля анизотропии. Подставив (7) в (6), найдем полевую зависимость для  $\Delta p$  в области  $\Delta p < 1$ :

$$\Delta p = \frac{H_A H_e \cos \theta_{\mathbf{H}}}{H_d^{\max} \sqrt{H_A^2 - H_e^2 \sin^2 \theta_{\mathbf{H}}}}, \quad (8)$$

где  $H_d^{\max} = N_{zz} f_v j_0$  — максимальное размагничивающее поле пленки.

Из уравнения (8) видно, что при малых  $\theta_{\mathbf{H}}$  полевая зависимость  $\Delta p(H_e, \theta_{\mathbf{H}})$  определяется его числителем, или в малых полях  $H_e \sin \theta_{\mathbf{H}} \ll H_A$  она практически линейна, т.е.  $\Delta p(H_e \rightarrow 0) = (H_e \cos \theta_{\mathbf{H}}) / H_d^{\max}$ . При  $H_e \sin \theta_{\mathbf{H}} \rightarrow H_A$  знаменатель в (8) обращается в нуль, что приводит к ускоренному возрастанию  $\Delta p$ .

#### 4. Полевые зависимости намагничивания пленки наклонным полем

Графически проиллюстрируем ряд зависимостей, которые следуют из полученных выше соотношений. На рис. 2 приведены полевые зависимости углов скоса  $\theta_{\mathbf{j}1}(H_e)$ ,  $\theta_{\mathbf{j}2}(H_e)$  магнитных моментов гранул пленки с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле, полученные с помощью выражений (5)–(8). Зависимости на рис. 2 рассчитаны, для иллюстрации, при  $H_d^{\max} / H_A = 3$ .

На рис. 2 видно, что величина скоса магнитных моментов в магнитном поле фиксированной величины возрастает по мере наклона поля  $\mathbf{H}_e$ . При  $H_e < H_A$  величина угла  $\theta_{\mathbf{j}1}(H_e) < \theta_{\mathbf{H}}$ , в то время как при  $H_e > H_A$  выполняется условие  $\theta_{\mathbf{j}1}(h) > \theta_{\mathbf{H}}$ . Это прямо следует из выражения (7) и справедливо для любых  $H_d^{\max} / H_A$ . При этом, как уже указывалось, в неоднородном состоянии скос магнитных моментов симметричный ( $\theta_{\mathbf{j}1} = \pi - \theta_{\mathbf{j}2}$ ), а в однородном состоянии магнитные моменты всех частиц направлены одинаково ( $\theta_{\mathbf{j}1} = \theta_{\mathbf{j}2} > \theta_{\mathbf{H}}$ ), причем по мере роста поля  $\theta_{\mathbf{j}1}(H_e) = \theta_{\mathbf{j}2}(H_e) \rightarrow \theta_{\mathbf{H}}$ . В отличие от случая внешнего магнитного поля, направленного вдоль нормали к пленке ( $\theta_{\mathbf{H}} = 0, \pi$ ), в наклонном внешнем поле переход к однородному состоянию происходит не при  $H_e = H_d^{\max}$ , а в меньших полях  $H_e =$

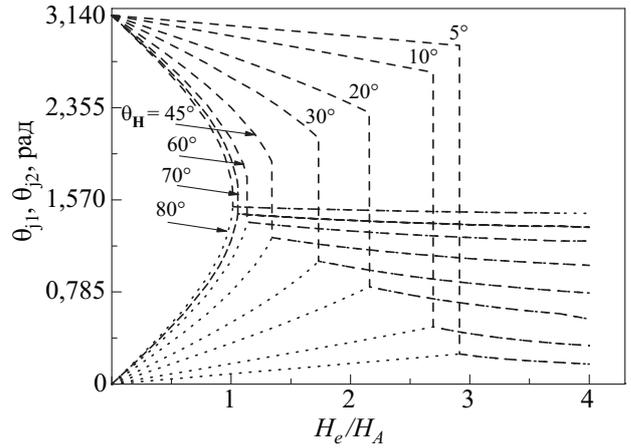


Рис. 2. Полевые зависимости  $\theta_{\mathbf{j}1}(H_e)$  (точки),  $\theta_{\mathbf{j}2}(H_e)$  (пунктир) при разных углах наклона поля  $\mathbf{H}_e$  (расчет для случая  $H_d^{\max} / H_A = 3$ ).

$= H_{cr}(\theta_{\mathbf{H}}) < H_d^{\max}$ , что хорошо видно на рис. 2. Переход в поле  $H_{cr}(\theta_{\mathbf{H}})$  происходит как полное завершение опрокидывания всех магнитных моментов группы гранул с углом  $\theta_{\mathbf{j}2} > \theta_{\mathbf{m}}$ .

Процесс опрокидывания магнитных моментов частиц в неоднородном состоянии описывается полевой зависимостью  $\Delta p(H_e)$ , уравнение (8), которая приведена на рис. 3. Как видно на рис. 3, при малых  $\theta_{\mathbf{H}}$  доля гранул с опрокинувшейся намагниченностью нарастает почти равномерно с вводом поля, поэтому зависимость  $\Delta p(H_e)$  почти линейная. Переходу к однородному состоянию отвечает выполнение равенства  $\Delta p = 1$ . По мере возрастания величины  $\theta_{\mathbf{H}}$  в интервале  $0 < \theta_{\mathbf{H}} < \pi/2$  зависимость  $\Delta p(H_e)$  становится сильно нелинейной, причем основная часть опрокидываний происходит в полях близких к  $H_A$ .

Далее, используя соотношение для  $\mathbf{m}$ , приведенное в разд. 2, найдем зависимость от внешнего магнитного

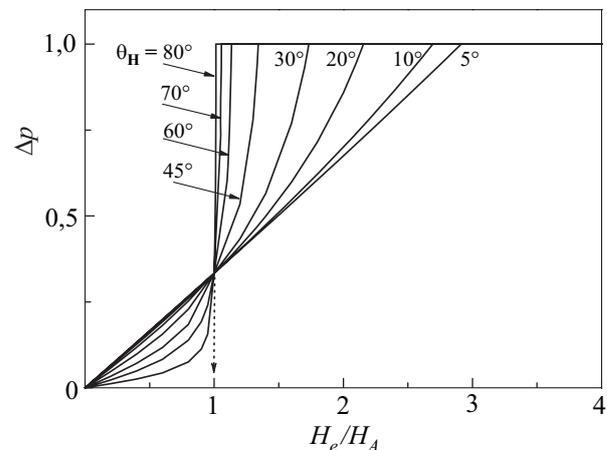


Рис. 3. Полевые зависимости  $\Delta p(H_e)$  при разных наклонах магнитного поля  $\mathbf{H}_e$  (для  $H_d^{\max} / H_A = 3$ ).

поля модуля средней намагниченности в равновесном неоднородном состоянии:

$$m(H_e) = f_v j_0 \sqrt{[(1 + \Delta p^2) - (1 - \Delta p^2) \cos(\theta_{j1} - \theta_{j2})] / 2}. \quad (9)$$

В однородном состоянии, в котором  $\Delta p = 1$ , величина намагниченности пленки равна ее предельному значению  $m(H_e > H_{cr}) = f_v j_0$ .

Несмотря на нелинейность процесса подкоса и опрокидывания магнитных моментов (см. выражения (7), (8)), в равновесном неоднородном состоянии величина намагниченности пленки имеет линейную зависимость от магнитного поля:

$$m(H_e) = f_v j_0 \frac{H_e}{H_A H_d^{\max}} \sqrt{(H_d^{\max})^2 \sin^2 \theta_{\mathbf{H}} + H_A^2 \cos^2 \theta_{\mathbf{H}}}. \quad (10)$$

На рис. 4 приведены кривые полевой зависимости величины намагниченности пленки при разных  $\theta_{\mathbf{H}}$ . Иллюстративный расчет опять выполнен для  $H_d^{\max} / H_A = 3$ . Видно, что в полях  $H_e < H_{cr}$  зависимость  $m(H_e)$  линейна, а после перехода к однородному состоянию при  $H_e > H_{cr}$  она насыщается.

Величина проекции намагниченности  $\mathbf{m}$  на вектор  $\mathbf{H}_e$  (именно эту величину измеряют в большинстве магнитостатических исследований) определяется выражением

$$m_H(H_e) = \frac{f_v j_0}{2} [(1 + \Delta p) \cos(\theta_{j1} - \theta_{\mathbf{H}}) + (1 - \Delta p) \cos(\theta_{j2} - \theta_{\mathbf{H}})]. \quad (11)$$

С помощью (7), (8) находим, что при  $\Delta p(H_e < H_{cr}) < 1$  проекция намагниченности на магнитное поле прямо пропорциональна  $H_e$ :

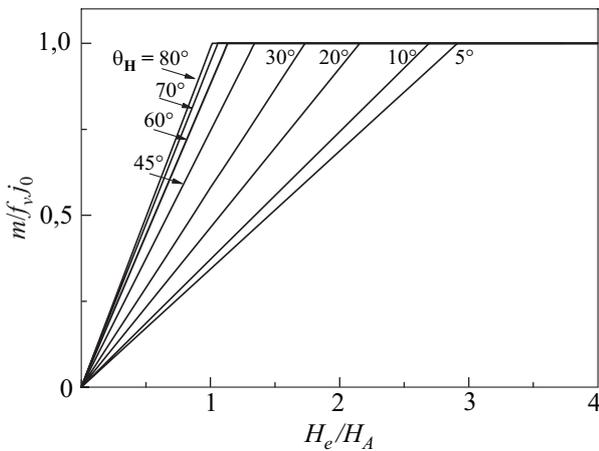


Рис. 4. Полевые зависимости  $m(H_e)$ , нормированные на предельную намагниченность пленки, при разных наклонах магнитного поля  $\mathbf{H}_e$  (для  $H_d^{\max} / H_A = 3$ ).

$$m_H(H_e) = f_v j_0 \frac{H_e}{H_A H_d^{\max}} (H_d^{\max} \sin^2 \theta_{\mathbf{H}} + H_A \cos^2 \theta_{\mathbf{H}}). \quad (12)$$

В однородном же состоянии при  $\Delta p(H_e > H_{cr}) = 1$ , как следует из выражения (5),  $m_H(H_e)$  при  $\theta_{\mathbf{H}} \neq 0$  нелинейна и насыщается при  $H_e \gg H_{cr}$ .

На рис. 5 показаны зависимости  $m_H(H_e)$  при разных наклонах магнитного поля  $\mathbf{H}_e$  (опять же для  $H_d^{\max} / H_A = 3$ ). Для приведенных кривых видно, что нелинейность наиболее сильно проявляется в полях с  $\theta_{\mathbf{H}} \sim 20^\circ - 40^\circ$ .

Отметим, что переход к магнитно-однородному состоянию всегда происходит с разрывом производной по внешнему полю для зависимостей  $m_H(H_e)$ ,  $m(H_e)$  и других характерных параметров системы.

На рис. 6 приведены (для  $H_d^{\max} / H_A = 3$ ) полевые зависимости  $\theta_{\mathbf{m}}(H_e)$  при разных наклонах магнитного поля  $\mathbf{H}_e$ . Видно, что в неоднородном состоянии  $H_e < H_{cr}$  величина  $\theta_{\mathbf{m}}(H_e) = \text{const}$ , причем  $\theta_{\mathbf{m}} > \theta_{\mathbf{H}}$ . В однородном состоянии при  $H_e > H_{cr}$  величина  $\theta_{\mathbf{m}} = \theta_{j1} = \theta_{j2}$  зависит от  $H_e$  и в пределе  $\theta_{\mathbf{m}}(H_e \rightarrow \infty) = \theta_{\mathbf{H}}$ .

Используя приведенные выше уравнения для  $\Delta p$ ,  $\theta_{j1}(H_e)$ ,  $\theta_{j2}(H_e)$ , получим, что в неоднородном состоянии угол  $\theta_{\mathbf{m}}$  зависит только от угла направления магнитного поля  $\theta_{\mathbf{H}}$  и его величина описывается выражением

$$\cos \theta_{\mathbf{m}} = \frac{H_A \cos \theta_{\mathbf{H}}}{\sqrt{(H_d^{\max})^2 \sin^2 \theta_{\mathbf{H}} + H_A^2 \cos^2 \theta_{\mathbf{H}}}}. \quad (13)$$

Из (13) видно, что при  $H_d^{\max} / H_A > 1$  в наклонном поле выполняется условие  $\theta_{\mathbf{m}} > \theta_{\mathbf{H}}$ , что отвечает легкоплоскостному типу поведения равновесного намагничивания. Если  $H_d^{\max} / H_A < 1$ , то для средней намаг-

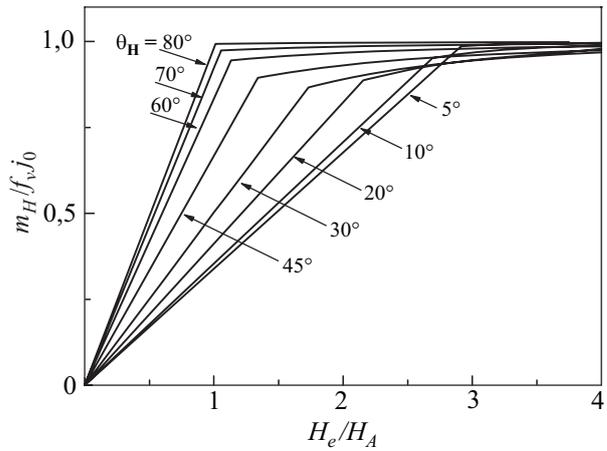


Рис. 5. Полевые зависимости проекции намагниченности на внешнее поле  $m_H(H_e)$ , нормированные на предельную намагниченность пленки, при разных наклонах магнитного поля  $\mathbf{H}_e$  (для  $H_d^{\max} / H_A = 3$ ).

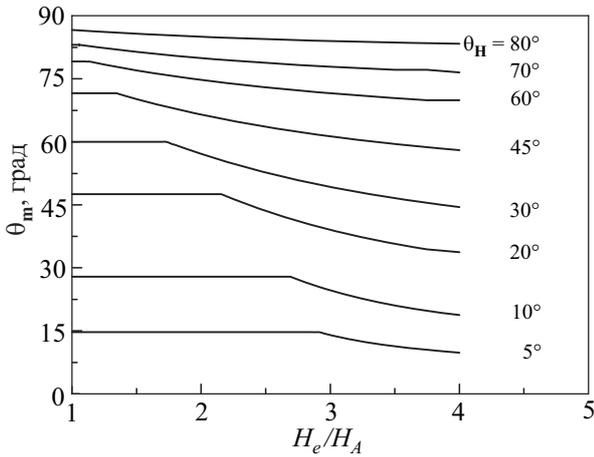


Рис. 6. Полевые зависимости направления намагниченности  $\theta_m(H_e)$  при разных наклонах магнитного поля  $\mathbf{H}_e$  (для  $H_d^{\max}/H_A = 3$ ).

ниченности, как в неоднородном, так и в однородном состояниях,  $\theta_m < \theta_H$ , что отвечает легкоосевому типу намагничивания системы. Эти особенности намагничивания проиллюстрированы на рис. 7, где приведены зависимости для угла  $\theta_m$  при разных значениях  $H_d^{\max}/H_A$ . Из (10)–(13) следует, что при  $H_d^{\max}/H_A = 1$  равновесное намагничивание ансамбля гранул изотропно и в наклонном поле выполняется равенство  $\theta_m = \theta_H$ .

### 5. Угловые зависимости критического поля

Из условия  $\Delta p = 1$  найдем критическое поле перехода из равновесного неоднородного состояния  $\Delta p < 1$  в однородное состояние  $\Delta p = 1$ :

$$H_{cr} = \frac{H_A H_d^{\max}}{\sqrt{(H_d^{\max})^2 \sin^2 \theta_H + H_A^2 \cos^2 \theta_H}}. \quad (14)$$

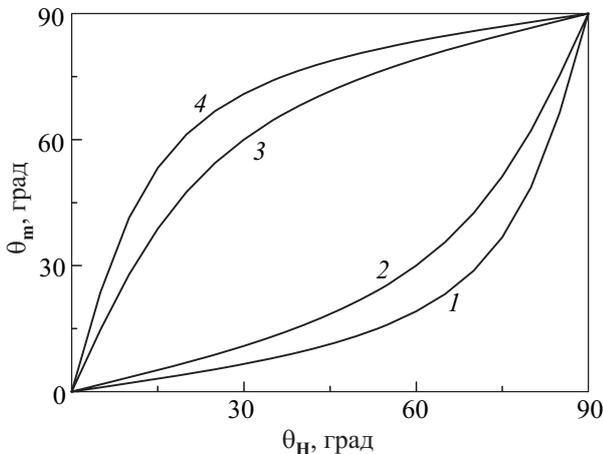


Рис. 7. Зависимости  $\theta_m(\theta_H)$  для значений  $H_d^{\max}/H_A = 1/5$  (1),  $1/3$  (2), 3 (3) и 5 (4).

В предельном случае намагничивания перпендикулярно пленке ( $\cos \theta_H = 1$ ) это поле равно  $H_d^{\max}$ , а для намагничивания в плоскости ( $\cos \theta_H = 0$ ) оно равно  $H_A$ .

На рис. 8 показан ход зависимости величины критического поля  $H_{cr}(\theta_H)$  для разных значений отношений  $H_d^{\max}/H_A$ . Две верхние кривые на рис. 8 отвечают случаю, когда максимальное поле размагничивания превосходит поле анизотропии  $H_d^{\max}/H_A > 1$ , а для двух нижних кривых  $H_d^{\max}/H_A < 1$ .

Найдем также величину проекции намагниченности на поле в критической точке  $m_H(H_e = H_{cr})$  в наклонном магнитном поле:

$$m_H^{(H_e=H_{cr})}(\theta_H) = f_v j_0 \frac{H_d^{\max} \sin^2 \theta_H + H_A \cos^2 \theta_H}{\sqrt{(H_d^{\max})^2 \sin^2 \theta_H + H_A^2 \cos^2 \theta_H}}. \quad (15)$$

Зависимость (15) показана на рис. 9. Как видно на этом рисунке, чем больше различие величин поля анизотропии и максимально возможного размагничивающего поля, тем меньше проекция намагниченности на поле в критической точке. Это связано с тем, что при увеличении поля анизотропии относительно размагничивающего поля, намагниченность гранул все более сильно отклоняется от направления наклонного поля (см. рис. 9) при той же величине последнего.

Хотя, как уже отмечалось, для рассматриваемых пленок z-компонента внешнего поля компенсируется полем размагничивания, внутреннее поле в пленке, определяемое суммой внешнего поля и поля размагничивания  $\mathbf{H}_{in} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_d$  (если учесть, что поле размагничивания всегда направлено против внешнего, то разностью величин этих полей), отлично от нуля в наклонном поле. В силу упомянутой компенсации оно всегда направлено в плоскости пленки. Угловая зави-

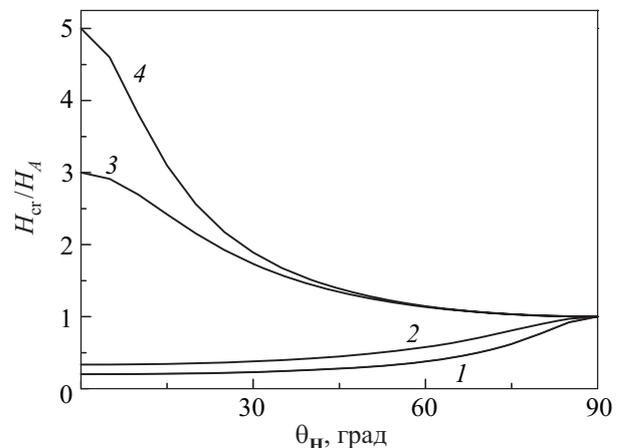


Рис. 8. Зависимости  $H_{cr}(\theta_H)/H_A$  при разных величинах отношения  $H_d^{\max}/H_A$ :  $1/5$  (1),  $1/3$  (2), 3 (3) и 5 (4).

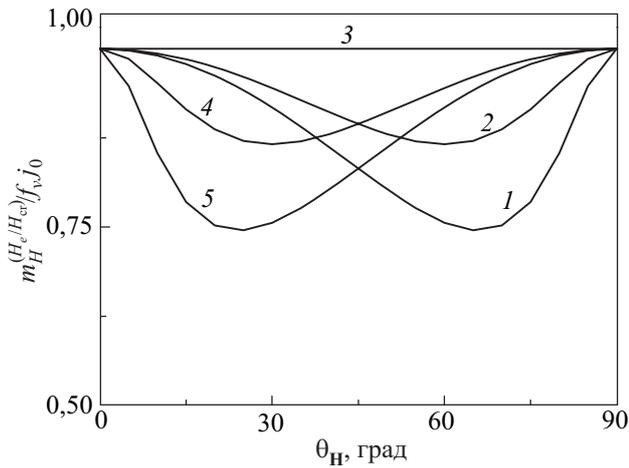


Рис. 9. Угловые зависимости величины проекции намагниченности на магнитное поле в критическом поле  $m_H^{(H_e=H_{cr})}(\theta_H)$ , нормированные на предельную намагниченность пленки, при разных величинах отношения  $H_d^{\max} / H_A$ : 1/5 (1), 1/3 (2), 1 (3), 3 (4) и 5 (5).

симось величины внутреннего поля в критической точке ( $H_e = H_{cr}$ ) описывается выражением

$$H_{in}^{(H_e=H_{cr})} = H_{cr} \sin \theta_H = \frac{H_A \sin \theta_H}{\sqrt{1 + [(H_A / H_d^{\max})^2] \cos^2 \theta_H}}. \quad (16)$$

Как видно из (16), внутреннее поле в критической точке достигает величины  $H_A$  при направлении внешнего поля в плоскости пленки ( $\cos \theta_H \rightarrow 0$ ), а при всех остальных его направлениях меньше  $H_A$ . Таким образом, рассматривая зависимость энергии гранулы от направления ее магнитного момента во внутреннем поле (аналог выражения (1) для внутреннего поля), можно убедиться, что всюду, кроме узкой области углов  $\theta_H$  вблизи  $\theta_H = \pi/2$ , эта зависимость в  $H_e \leq H_{cr}$  сохраняет двухъямный характер. Следовательно, использованное в нашей модели «двухуровневое приближение» для описания энергии магнитных моментов частиц сохраняет свою применимость, хотя ширина области температур с  $T > T_b$ , где пренебрежение флуктуациями направлений магнитных моментов частиц не влияет на результаты рассмотрения, несколько уменьшается в силу снижения высоты барьера между ямами. Заметим, что возможная неточность «двухуровневого приближения» практически не будет изменять критический характер перехода от состояния с неоднородным распределением ориентации магнитных моментов гранул к однородно намагниченному состоянию. Она будет приводить только к некоторому сглаживанию изломов в критической точке на кривых, показанных на рис. 2–6.

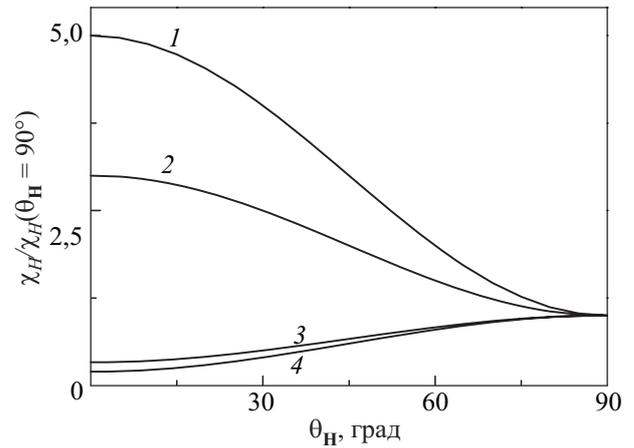


Рис. 10. Угловые зависимости величины  $\chi_H(\theta_H) / \chi_H(\theta_H = 0)$  при разных величинах отношения  $H_d^{\max} / H_A$ : 1/5 (1), 1/3 (2), 3 (3) и 5 (4).

Используя выражение (10), определим величину компоненты тензора магнитной восприимчивости в направлении магнитного поля в неоднородном состоянии:

$$\chi_H = \frac{\partial m_H}{\partial H_e} = \frac{f_v j_0}{H_A H_d^{\max}} (H_d^{\max} \sin^2 \theta_H + H_A \cos^2 \theta_H). \quad (17)$$

Угловая зависимость  $\chi_H(\theta_H)$  показана на рис. 10.

Как видно на рис. 10, если поле анизотропии превосходит максимальное поле размагничивания  $H_A > H_d^{\max}$ , то в наклонном магнитном поле величина  $\chi_H(\theta_H)$  уменьшается  $\chi_H(\theta_H) < \chi_H(\theta_H = 0)$ . И наоборот, когда максимальное размагничивающее поле превосходит поле анизотропии  $H_d^{\max} > H_A$ , с ростом наклона поля возрастает и продольная (по полю) компонента тензора магнитной восприимчивости  $\chi_H(\theta_H) > \chi_H(\theta_H = 0)$ .

## 6. Заключение

В работе показано, что равновесное намагничивание гранулярной пленки со стонер-вольфартовскими частицами с перпендикулярной анизотропией имеет критический характер не только в поле, перпендикулярном плоскости пленки, но и в любом наклонном поле. То есть особенность, связанная с переходом из неоднородного состояния с разнонаправленной ориентацией магнитных моментов в однородное состояние с сонаправленной их ориентацией, сохраняется в наклонном поле, лишь смещаясь по величине поля с изменением угла наклона. В неоднородном состоянии при намагничивании наклонным магнитным полем происходит как скос направлений магнитных моментов однодоменных ферромагнитных гранул к направлению внешнего поля, так и их опрокидывание, так что

в среднем для пленки  $Z$ -проекция внешнего магнитного поля компенсируется размагничивающим полем. В однородном состоянии происходит только скос магнитных моментов частиц к направлению магнитного поля.

Работа выполнена при частичной поддержке (проект Ф40.2/050) программы совместных исследований Государственного фонда фундаментальных исследований Украины и Российского фонда фундаментальных исследований, а также целевой программы НАН Украины по нанозифике и наноструктурам № 1/11-Н.

1. C.L. Dennis, R.P. Borges, L.D. Buda, U. Ebels, J.F. Gregg, M. Hehn, E. Jouguelet, K. Ounadjela, I. Petej, I.L. Prejbeanu, and M.J. Thornton, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, R1175 (2002).
2. J.M. Shaw, W.H. Rippard, S.E. Russek, T. Reith, and C.M. Falco, *J. Appl. Phys.* **101**, 023909 (2007).
3. O. Hellwig, A. Berger, T. Thomson, E. Dobisz, Z.Z. Bandic, H. Yang, D.S. Kercher, and E.E. Fullerton, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 162516 (2007).
4. C. Bunce, J. Wu, G. Ju, B. Lu, D. Hinzke, N. Kazantseva, U. Nowak, and R.W. Chantrell, *Phys. Rev.* **B81**, 174428 (2010).
5. J. Frenkel and J. Dorfman, *Nature* **126**, 274 (1930).
6. Е.И. Кондорский, *ДАН СССР* **80**, 197 (1951); *там же* **82**, 365 (1952).
7. Е.И. Кондорский, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **16**, 398 (1952).
8. E.C. Stoner and E.P. Wohlfarth, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 599 (1948).
9. Y.J. Chen, T. Suzuki, S.P. Wong, and H. Sang, *J. Appl. Phys.* **85**, 5048 (1999).
10. C. Haginoya, S. Heike, M. Ishibashi, K. Nakamura, K. Koike, T. Yoshimura, J. Yamamoto, and Y. Hirayama, *J. Appl. Phys.* **85**, 8327 (1999).
11. C.P. Luo, S.H. Liou, L. Gao, and D.J. Sellmyer, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2225 (2000).
12. T. Shima, K. Takanashi, Y.K. Takahashi, and K. Hono, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1050 (2002).
13. R.J.M. van de Veerdonk, X. Wu, and D. Weller, *IEEE Trans. Magn.* **39**, 590 (2003).
14. Y. Shao, M.L. Yan, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **93**, 8152 (2003).
15. M.L. Yan, X.Z. Li, L. Gao, S.H. Liou, D.J. Sellmyer, R.J.M. van de Veerdonk, and K.W. Wierman, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3332 (2003).
16. M.L. Yan, R. Skomski, A. Kashyap, L. Gao, S.H. Liou, and D.J. Sellmyer, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 2495 (2004).
17. A. Berger, Y. Xu, B. Lengsfeld, Y. Ikeda, and E.E. Fullerton, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 3178 (2005).
18. T. Itoh, T. Kato, S. Iwata, and S. Tsunashima, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 3217 (2005).
19. J. Wan, Y. Huang, Y. Zhang, M.J. Bonder, G.C. Hadjipanayis, and D. Weller, *J. Appl. Phys.* **97**, 10J121 (2005).
20. T. Konagai, Y. Kitahara, T. Itoh, T. Kato, S. Iwata, and S. Tsunashima, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2662 (2007).
21. A. Perumal, Yu.K. Takahashi, and K. Hono, *Appl. Phys. Express* **1**, 101301 (2008).
22. L.N. Zhang, J.F. Hu, J.S. Chen, and J. Ding, *J. Nanoscience and Nanotechnology* **11**, 2644 (2011).
23. A.N. Dobrynin, V.M.T.S. Barthem, and D. Givord, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 052511 (2009).
24. S.M. Ryabchenko, A.A. Timopheev, V.M. Kalita, O.V. Stognei, and A.V. Sitnikov, *J. Appl. Phys.* **109**, 043903 (2011).
25. А.А. Тимофеев, С.М. Рябченко, В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, О.В. Стогней, А.В. Ситников, *ФТТ* **53**, 463 (2011).
26. В.М. Калита, А.А. Тимофеев, С.М. Рябченко, *ЖЭТФ* **139**, 508 (2011).
27. R.H. Victora and X. Shen, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 537 (2005).
28. R. Skomski, *J. Appl. Phys.* **101**, 09B104 (2007).
29. А.А. Тимофеев, В.М. Калита, С.М. Рябченко, *ФНТ* **34**, 560 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 446 (2008)].
30. С.М. Рябченко, А.А. Тимофеев, В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, В.А. Стефанович, М. Мунаката, *ФНТ* **36**, 861 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 682 (2010)].
31. J. Fidler and T. Schrefl, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, R135 (2000).

### Equilibrium magnetization of a nanogranular magnetic film with perpendicular anisotropy in a tilted magnetic field

V.M. Kalita and S.M. Ryabchenko

The influence of demagnetization field on the process of equilibrium magnetization of a nanogranular magnetic film with perpendicular anisotropy in a tilted magnetic field is studied theoretically. Both the canting and the overturning of granules magnetic moments are taken into account and the effect of each of these processes on the magnetization curves is described. It is shown, that transition from the magnetization state with nonuniform orientation of the granule magnetic moments to a homogeneous one in a tilted field occurs in the critical way.

PACS: 75.30.Gw Magnetic anisotropy;  
75.60.Jk Magnetization reversal mechanisms;  
75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects;  
**75.70.-i** Magnetic properties of thin films, surfaces, and interfaces.

Keywords: nanogranular magnetic film, perpendicular anisotropy, magnetization curves, magnetization reversal mechanisms.