

05,13

Двухстадийное перемагничивание ферромагнитных пленок

© Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова

НИЦ „Курчатовский институт“,
Москва, Россия

E-mail: meilikhov@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 16 января 2013 г.)

В рамках обобщенной трехфазной колмогоровской модели кристаллизации рассмотрена двухстадийная релаксация намагниченности тонких ферромагнитных пленок в процессе перемагничивания. Экспериментальные данные качественно согласуются с рассмотренной моделью.

Работа поддержана грантом № 12-02-00550-а РФФИ.

Введение

Перемагничивание тонких пленок — процесс, имеющий непосредственное отношение к магнитной и магнитооптической записи. В связи с этим (а также по причине фундаментального интереса к этому физическому явлению) важно исследовать механизм происходящего при этом процесса релаксации намагниченности [1]. Это явление интересно еще и в том отношении, что гораздо проще описывается аналитически по сравнению с другим, родственным, явлением — магнитным гистерезисом. Причина проста — при измерении петли гистерезиса система последовательно проходит через непрерывный ряд различных значений магнитного поля, а при изучении релаксации — все время находится в одном и том же поле. Поэтому в первом случае мы имеем дело с уравнениями, в которых такие кинетические параметры, как темп рождения зародышевых доменов противоположного знака и скорость их последующего роста, меняются (вместе с магнитным полем) во времени, а во втором случае — они постоянны, что существенно упрощает анализ. Кроме того, для описания релаксации намагниченности — процесса, во многом аналогичного процессу кристаллизации (переходу из одной фазы в другую) — давно разработан простой и изящный аналитический подход. Мы имеем ввиду замечательную теорию Колмогорова [2], в которой была развита вероятностно-геометрическая феноменологическая модель процесса кристаллизации. Она основана на представлении о возникающих в объеме центрах кристаллизации, вокруг которых происходит нарастание зародышей — зерен другой фазы. Все описание строится, исходя из закономерностей возникновения центров кристаллизации, а также закономерностей роста и взаимодействия зародышей. Исходными посылками этой феноменологической модели являются упомянутые закономерности, а результатом — временные характеристики процесса фазового превращения.

В рамках указанной модели Колмогоров получил следующий результат: если в момент $t = 0$ создаются (и далее поддерживаются неизменными) условия, спо-

собствующие переходу (релаксации) системы из ранее равновесной фазы 1 в новую равновесную фазу 2, временной ход этого процесса описывается соотношениями

$$M^{(1)}(t) = \exp \left[- \int_0^t \alpha(\xi) V(\xi, t) d\xi \right], \quad M^{(2)}(t) = 1 - M^{(1)}(t), \quad (1)$$

где $M^{(1)}(t)$, $M^{(2)}(t)$ — относительные объемы (в двумерной системе — площади) „старой“ фазы 1 и „новой“ фазы 2 в момент времени t , $\alpha(t)$ — интенсивность возникновения центров кристаллизации (т.е. число таких центров, вероятностным образом рождающихся в единицу времени в единичном объеме/площади), $V(\xi, t)$ — объем/площадь в момент t зерна новой фазы 2, центр кристаллизации которого родился в момент времени ξ .

По неясной причине (скорее всего, ввиду относительной недоступности в Европе и США упомянутой статьи Колмогорова) этот результат был позже переоткрыт в серии работ [3], в которых, к тому же, был допущен ряд неточностей [4]. Адаптация модели Колмогорова на случай магнитной релаксации очевидна — в исходном состоянии ферромагнитная система путем приложения сильного поля намагничивается до насыщения (относительная намагниченность $M^{(1)}(0) = 1$), после чего в момент $t = 0$ поле резко меняет знак, и к моменту времени t система релаксирует в состояние с относительной намагниченностью $M(t) = M^{(1)}(t) - M^{(2)}(t) = 2M^{(1)}(t) - 1$. Этот процесс идет через возникновение центров (микроскопических объемов) с намагниченностью, противоположной по направлению исходной намагниченности, а растущие „зерна“ — это выросшие из этих центров домены с намагниченностью, противоположной исходной.

Обобщенная модель Колмогорова

Мы полагаем, что соответствующим образом обобщенная (см. ниже) модель Колмогорова может быть использована и для объяснения и описания двухстадийного перемагничивания ферромагнитных пленок — процесса, в ходе которого можно выделить два временных интервала с резко отличающимися характерными временами

релаксации. В исходном варианте модель Колмогорова естественным образом оперирует только с двумя фазами — „жидкой“ и „твердой“. Поэтому прямое перенесение ее результатов на магнитные системы в полной мере возможно только в тех случаях, когда актуальными в них также являются всего лишь две различные магнитные фазы. Известным примером таких систем служат широко исследуемые тонкие ферромагнитные пленки типа Co/M ($M = \text{Pt}, \text{Pd}$) с перпендикулярной анизотропией. В этом случае в магнитном поле, нормальном плоскости пленки, могут существовать лишь две фазы, различающиеся направлением намагниченности. В форме, пригодной для описания релаксации намагниченности таких пленок, модель Колмогорова, по-видимому, впервые была использована в работе [5] и затем широко применялась и обобщалась различными авторами [4,6–12].

Совершенно другая ситуация возникает, например, когда такие пленки намагничиваются и перемагничиваются достаточно сильным полем, параллельном их плоскости [13]: в этом случае в системе могут существовать три фазы — две фазы (исходная и конечная) с магнитными моментами разного знака, параллельными плоскости пленки, и третья (промежуточная) фаза с намагниченностью, перпендикулярной плоскости пленки. Схожая ситуация возможна и для пленок с плоскостной анизотропией (например, для пленок Fe/GaAs(001) [14] или CoPt(110)/MgO [15]), если магнитное поле нормально ее поверхности: в этом случае в системе также могут существовать три фазы — две фазы (исходная и конечная) с магнитными моментами разного знака, перпендикулярными плоскости пленки, и третья (промежуточная) фаза с намагниченностью, лежащей в плоскости пленки.

Другой пример, не связанный с магнитными фазовыми переходами, — мартенситное (полиморфное) превращение ОЦК и ГЦК-фаз в железе или превращение квазикристалл-кристалл [16,17]. Во всех указанных случаях фазовый переход идет через промежуточную фазу, которая отсутствует в начале и конце процесса.

Модель Колмогорова впрямую не годится для описания фазовых переходов в таких системах и должна быть соответствующим образом обобщена. Для этого мы используем простой интуитивный метод Мелл-Джонсона [18], строгое обоснование которого, по существу, содержится в более ранней работе Колмогорова [2].

Начальным будем считать состояние насыщения, достигаемое системой в достаточно сильном исходном поле. Изменение направления на противоположное приводит к постепенному во времени изменению величины и направления намагниченности пленки. Именно этот релаксационный процесс и есть предмет нашего изучения. Физические параметры указанных трех фаз (относительная доля q , удельная энергия F и намагниченность m) будем ниже снабжать индексами 1, -1, 0 („1“ — фаза с намагниченностью, параллельной исходному направлению насыщающего магнитного поля, „-1“ — фаза

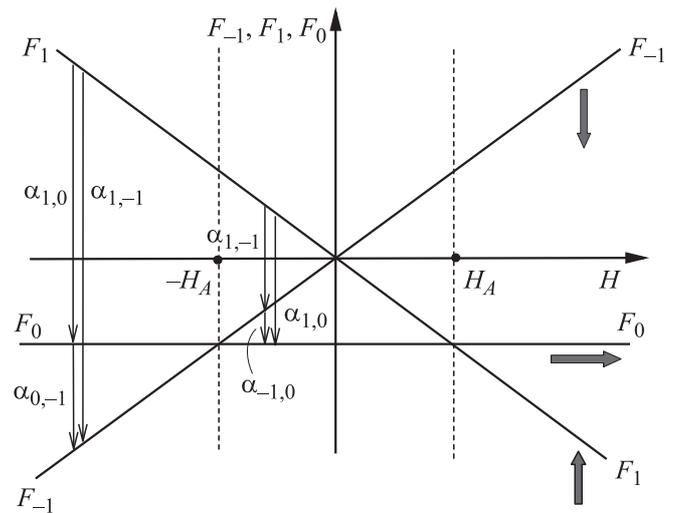


Рис. 1. Возможные фазовые переходы после переворота поля (обозначения см. в тексте).

с противоположной намагниченностью и „0“ — промежуточная фаза с намагниченностью, перпендикулярной исходной). Взаимное соотношение энергий F_1 , F_{-1} , F_0 этих фаз зависит от энергии анизотропии, определяемой полем H_A магнитной анизотропии, а также от направления и величины внешнего магнитного поля H (см. рис. 1). После переворота поля ($H < 0$):

$$F_{-1} < F_0 < F_1 \quad (-\infty < H < H_A),$$

$$F_0 < F_{-1} < F_1 \quad (H_A < H < 0).$$

Соответственно в ходе релаксации могут происходить следующие фазовые переходы (см. рис. 1):

- (i) Переход $\alpha_{1,0}$ — генерация фазы „0“ внутри фазы „1“;
- (ii) Переход $\alpha_{0,-1}$ — генерация фазы „-1“ внутри фазы „0“;
- (iii) Переход $\alpha_{1,-1}$ — генерация фазы „-1“ внутри фазы „1“, если $-\infty < H < H_A$,

или

- (i) Переход $\alpha_{1,-1}$ — генерация фазы „-1“ внутри фазы „1“;
- (ii) Переход $\alpha_{-1,0}$ — генерация фазы „0“ внутри фазы „-1“;
- (iii) Переход $\alpha_{1,0}$ — генерация фазы „0“ внутри фазы „1“, если $H_A < H < 0$.

Теми же символами α_{ik} будем обозначать скорости соответствующих межфазных переходов, измеряемых числом центров фазы „k“, рождающихся в единицу времени на единичной площади фазы „i“. Конечным размером рождающихся центров будем пренебрегать и, кроме того, будем для простоты считать, что при любых сочетаниях старой и новой фазы все центры новой фазы

растут с одинаковой скоростью u (зависящей, конечно, от магнитного поля и температуры).

Несколько слов о роли размагничивающего фактора для случая, когда поле перпендикулярно поверхности пленки. В областях промежуточной фазы, где намагниченность параллельна плоскости пленки (фаза 0), магнитное поле совпадает с внешним. Наличие „размагничивающего“ поля $H_d = 4\pi M_s$ в областях фаз „1“, „-1“ приводит к тому, что эффективные магнитные поля в этих областях равны, соответственно $H_{1,-1} = H \pm H_d$. Таким образом, эффективное поле в области „старой“ фазы больше внешнего поля (что ускоряет процесс релаксации намагниченности в этой области, т.е. увеличивает параметры $\alpha_{1,-1}$ и $\alpha_{1,0}$), и наоборот, эффективное поле в области „новой“ фазы меньше внешнего поля, что уменьшает параметр $\alpha_{0,-1}$. Таким образом, актуальная область значений этих параметров определяется неравенствами $\alpha_{1,0} \gtrsim \alpha_{1,-1} \gg \alpha_{0,-1}$.

С помощью соображений работы [18] проанализируем сначала двухфазную систему в сильном магнитном поле ($H > H_A$), перемагничивание которой происходит исключительно прямым переходом $\alpha_{1,-1}$. Пусть в момент времени ξ_1 внутри фазы „1“ возник бесконечно малый центр новой фазы „-1“. Тогда к моменту $t > \xi_1$ площадь этого центра станет равной $V_{1,-1}^{(1)} = \pi[u(t - \xi_1)]^2$. За время dt она прирастет на величину $dV_{1,-1}^{(1)} = 2\pi u^2(t - \xi_1)dt$. Однако только та часть этой приращенной площади внесет вклад в реальное увеличение доли фазы „-1“ через рассматриваемый канал, которая попадет в область фазы „1“. Если доли имеющихся к моменту t фаз „1“, „-1“ и „0“ равны, соответственно, q_1 , q_{-1} и q_0 , то вероятность попасть в эту область равна q_1 . Таким образом, реальная приращенная площадь фазы „-1“, порожденная одним новым центром этой фазы, есть $dV_{1,-1}^{(2)} = q_1 dV_{1,-1}^{(1)} = 2\pi q_1 u^2(t - \xi_1)dt$. Число таких центров, возникших в интервале времен от ξ_1 до $\xi_1 + d\xi_1$, равно $\alpha_{1,-1} d\xi_1$ и все они вместе создают реальную приращенную площадь $dV_{1,-1}^{(3)} = \alpha_{1,-1} q_1 dV_{1,-1}^{(1)} d\xi_1 = 2\pi \alpha_{1,-1} q_1 u^2(t - \xi_1) dt d\xi_1$. Наконец, суммарное приращение площади фазы „-1“, созданное всеми новыми центрами этой фазы, которые появились до момента времени t , равно $dV_{1,-1}^{(4)} = \int_0^t dV_{1,-1}^{(3)} = \pi \alpha_{1,-1} q_1 u^2 t^2 dt$, откуда следует, что скорость роста фазы „-1“ через рассматриваемый канал есть

$$\dot{V}_{1,-1} = \pi \alpha_{1,-1} q_1(t) u^2 t^2. \quad (2)$$

Обратимся теперь к другому, двухступенчатому, каналу образования фазы „-1“ через промежуточную фазу „0“. Скорость образования последней по аналогии с (2) равна

$$\dot{V}_{1,0} = \pi \alpha_{1,0} q_1(t) u^2 t^2 - \dot{V}_{0,-1}, \quad (3)$$

где последнее слагаемое учитывает уменьшение доли фазы „0“ за счет перехода $\alpha_{0,-1}$, происходящего со

скоростью

$$\dot{V}_{0,-1} = \pi \alpha_{0,-1} q_0(t) u^2 t^2. \quad (4)$$

Таким образом, полные скорости роста фаз „1“ и „0“ равны соответственно

$$\begin{aligned} \dot{q}_{-1}(t) &\equiv \dot{V}_{1,-1} + \dot{V}_{0,-1} \\ &= \pi u^2 t^2 [\alpha_{1,-1} q_1(t) + \alpha_{0,-1} q_0(t)], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\dot{q}_0(t) \equiv \dot{V}_{1,0} - \dot{V}_{0,-1} = \pi u^2 t^2 [\alpha_{1,0} q_1(t) - \alpha_{0,-1} q_0(t)]. \quad (6)$$

С учетом очевидного соотношения $q_1 + q_0 + q_{-1} = 1$ из (5), (6) получаем уравнение

$$\dot{q}_1(t) + \pi u^2 t^2 (\alpha_{1,-1} + \alpha_{1,0}) q_1(t) = 0, \quad (7)$$

решение которого (при начальном условии $q_1 = 1$) есть

$$q_1(t) = \exp \left[-\frac{\pi}{3} (\alpha_{1,-1} + \alpha_{1,0}) u^2 t^3 \right]. \quad (8)$$

Подставляя это выражение для функции $q_1(t)$ в (6), находим уравнение, описывающее временную эволюцию фазы „0“:

$$\begin{aligned} \dot{q}_0(t) + \pi \alpha_{0,-1} u^2 t^2 q_0(t) &= \pi \alpha_{1,0} u^2 t^2 \\ &\times \exp \left[-\frac{\pi}{3} (\alpha_{1,-1} + \alpha_{1,0}) u^2 t^3 \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Его решение (при начальном условии $q_0(0) = 0$) есть

$$\begin{aligned} q_0(t) &= \frac{\alpha_{1,0}}{\alpha_{1,0} + \alpha_{1,-1} - \alpha_{0,-1}} \exp \left[-\frac{\pi}{3} \alpha_{0,-1} u^2 t^3 \right] \\ &\times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\pi}{3} (\alpha_{1,0} + \alpha_{1,-1} - \alpha_{0,-1}) u^2 t^3 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

С помощью (8), (10) легко найти закон роста концентрации конечной фазы „-1“

$$q_{-1}(t) \equiv 1 - q_1(t) - q_0(t). \quad (11)$$

и относительной намагниченности системы

$$M(t)/M_s \equiv q_1(t) - q_{-1}(t) = 2q_1(t) + q_0(t) - 1. \quad (12)$$

Аналогичное рассмотрение для трехмерной системы приводит к соотношениям, которые получаются из (8), (10) простой заменой $u^2 t^3 \rightarrow u^3 t^4$.

Для дальнейшего анализа и сравнения с экспериментом удобно ввести характерное время релаксации $\tau \equiv (\pi \alpha_{1,-1} u^2 / 3)^{-1/3}$ и безразмерные интенсивности образования зародышей фаз: $a_{1,0} \equiv \alpha_{1,0} / \alpha_{1,-1}$ (зарождение промежуточной фазы в исходной фазе) и $a_{0,-1} \equiv \alpha_{0,-1} / \alpha_{1,-1}$ (зарождение конечной фазы в промежуточной фазе). Тогда релаксационные соотношения (8), (10) примут вид

$$q_1(t) = \exp \left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^3 (1 + a_{1,0}) \right], \quad (13)$$

$$\begin{aligned} q_0(t) &= \frac{a_{1,0}}{1 + a_{1,0} - a_{0,-1}} \exp \left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^3 a_{0,-1} \right] \\ &\times \left\{ 1 - \exp \left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^3 (1 + a_{1,0} - a_{0,-1}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Результаты и обсуждение

Двухстадийность процесса перемагничивания может проявляться лишь в том случае, когда в его начале исходная фаза „1“ относительно быстро превращается (в сопоставимых долях) в промежуточную фазу „0“ и конечную фазу „-1“, а затем уже происходит относительно медленное превращение промежуточной фазы „0“ в конечную фазу „-1“. Необходимые условия выраженной двухстадийности: $\alpha_{1,0}/\alpha_{1,-1} \equiv a_{1,0} \sim 1$, $\alpha_{0,-1}/\alpha_{1,-1} \equiv a_{0,-1} \ll 1$. Именно в этом случае четко проявляются две последовательные стадии релаксации с существенно различными характерными временами. Типичные временные зависимости концентраций q_1 , q_0 и q_{-1} различных фаз выглядят в этом случае так, как показано на рис. 2. Там же (на вставке) приведена временная зависимость намагниченности системы, которая, естественно, также демонстрирует двухстадийный характер процесса перемагничивания. Характерные времена релаксации для каждой из этих двух стадий: $\tau_1 \sim \tau$ и $\tau_2 \sim a_{0,-1}^{-1/3} \tau \gg \tau_1$. В интервале времен $\tau_1 \lesssim t \lesssim \tau_2$ располагается квазиплато временной зависимости $M(t)$, уровень которого M_p определяется простым соотношением $M(t) \approx M_p = -(1 + a_{1,0})^{-1}$.

Прежде чем сравнивать теоретические результаты с экспериментом, обсудим значения физических параметров, существенных для перемагничивания тонких ферромагнитных пленок в магнитных полях $H \sim 100$ Ое. Это — скорость u роста доменов новой фазы (за счет продвижения доменных границ), а также скорость α_{ik} образования зародышей новой фазы. Известно, что скорость u меняется в очень широких пределах ($10^{-7} \lesssim u \lesssim 10^3$ см/с) в зависимости от толщины пленки

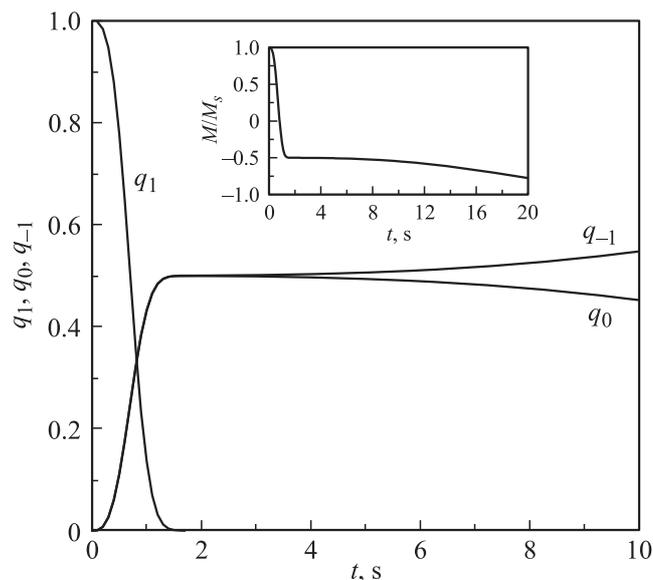


Рис. 2. Временные зависимости концентраций q_1 , q_0 и q_{-1} различных фаз в процессе двухстадийной релаксации. На вставке — временная зависимость намагниченности системы.

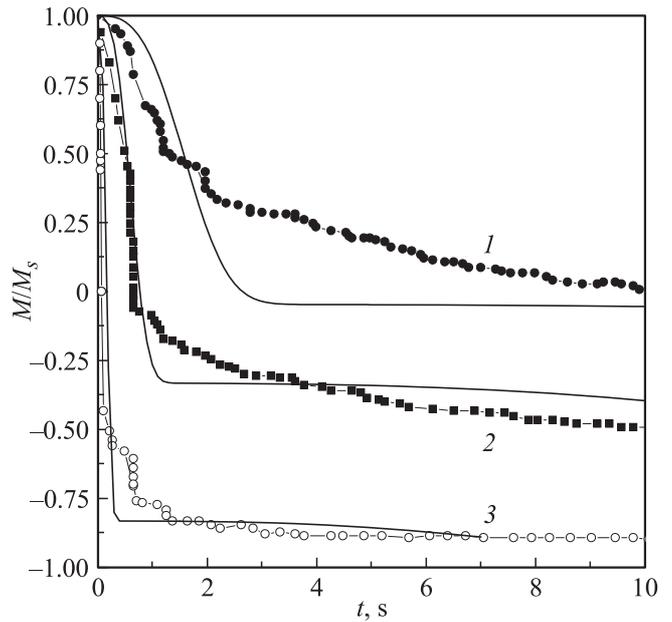


Рис. 3. Экспериментальные зависимости релаксации намагниченности (точки) при перемагничивании тонких пленок Au/Co/Au [1] в различных магнитных полях: 1 — $H = 71$ Ое, 2 — 72.3 Ое, 3 — 200 Ое. Сплошные кривые — расчет (с параметрами, указанными в тексте).

и магнитного поля [19–21] и в полях $H \sim 100$ Ое составляет $u \sim 10^{-7} - 10^{-2}$ см/с. Кроме того, обнаружено, что $\alpha_{1,-1} \sim 10^7$ см⁻²с⁻¹ при перемагничивании пленок Co/Pd [21]. При использовании нашей модели величины всех ее параметров должны выбираться в соответствии с указанными значениями. Так, принимая для оценки $u = 10^{-3}$ см/с, $\alpha_{1,-1} \sim 10^6$ см⁻²с⁻¹, находим характерное время релаксации $\tau \equiv (\pi\alpha_{1,-1}u^2/3)^{-1/3} \sim 1$ с.

На рис. 3 приведены экспериментальные кривые [1] (точки), описывающие процесс перемагничивания тонких пленок Au/Co/Au в магнитных полях, указанных в подписи. Они явно демонстрируют две стадии этого процесса — быструю и медленную. Сплошными кривыми на этом рисунке показаны расчетные зависимости релаксации намагниченности, найденные с помощью (12) с учетом того обстоятельства, что скорости $\alpha_{1,-1}$ и u должны увеличиваться (а значит, время релаксации $\tau \propto (\alpha_{1,-1}u^2)^{-1/3}$ — падать) с ростом магнитного поля. Выбравшиеся для различных полей параметры

Значения параметров, принятых при расчетах релаксационных кривых

Магнитное поле, Ое	τ , с	$a_{1,0}$	$a_{0,-1}$	τ_2 , с
71	5	20	10^{-3}	50
72.3	1	2	10^{-4}	20
200	0.2	0.2	10^{-5}	20

τ , $a_{1,0}$, $a_{0,-1}$ (а также однозначно определяемый ими параметр τ_2) приведены в таблице.

С учетом простоты рассматриваемой модели, которая не учитывает возможной неоднородности перемагничивающейся пленки (приводящей к разбросу параметров α_{ik} и u по ее объему/площади) и не принимает во внимание возможной зависимости этих параметров от времени, качественное согласие эксперимента и теории представляется вполне удовлетворительным, тем более что выбранные при расчете числовые значения этих параметров вполне согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Существенно, что и сам набор этих параметров определяется вполне однозначно набором экспериментальных параметров: релаксационные времена двух стадий τ_1 , τ_2 определяют параметры $\tau \approx \tau_1$ и $a_{0,1} \approx (\tau_1/\tau_2)^3$, а уровень квазиplateau – параметр $a_{0,-1} \approx (\tau_1/\tau_2)^3$. Таким образом, все введенные параметры имеют простой физический смысл и составляют минимальный набор, необходимый для согласования с экспериментальными данными. Никаких лишних параметров модель не содержит.

Заключение

Предложенную модель имеет смысл сравнить с пространственной моделью перемагничивания, в которой релаксация намагниченности происходит за счет роста доменов новой магнитной фазы в среде с широким спектром центров пиннинга доменных стенок (от самых „слабых“ до самых „сильных“) [1]. В этом случае ярко выраженная двухстадийность, как правило, отсутствует. Для этого был бы необходим спектр пиннирующих центров очень специального вида (центры только двух крайних типов — „очень слабые“ и „очень сильные“). Предложенная нами модель не связана с подобным ограничением.

Таким образом, мы полагаем, что в определенных случаях двухстадийная колмогоровская модель вполне адекватно описывает релаксационные процессы перемагничивания тонких ферромагнитных пленок. Гораздо более определенно об этом можно было бы судить, если были бы доступны экспериментальные данные, касающиеся „парциальных“ намагниченностей отдельных магнитных фаз в ходе релаксационного процесса — фаз с продольной и поперечной намагниченностями. К сожалению, такие данные нам не известны. Однако и имеющиеся данные (цитируемые и частично воспроизводимые в тексте, см. выше) качественно согласуются с рассмотренной моделью.

Список литературы

- [1] J. Ferré. In: Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I / Eds B. Hillebrands, K. Ounadjela. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (2002); Topics Appl. Phys. **83**, 127 (2002).
- [2] А.Н. Колмогоров. Изв. АН СССР. Сер. физ. **1**, 355 (1937).
- [3] M. Avrami. J. Chem. Phys. **7**, 1103 (1939); **8**, 212 (1940); **9**, 177 (1941).
- [4] В.З. Беленький. Геометрико-вероятностные модели кристаллизации. Феноменологический подход. Наука, М. (1980).
- [5] E. Fatuzzo. Phys. Rev. **127**, 1999 (1962).
- [6] M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio, P. Bernstein. J. Magn. Mater. **80**, 211 (1989).
- [7] T. Ohta, Y. Enomoto, R. Kato. Phys. Rev. B **43**, 13 262 (1991).
- [8] A.S. Bakai, H. Hermann, N.P. Lazarev. Phil. Mag. **82**, 1521 (2002).
- [9] P. Bruna, D. Crespo, R. González-Cinca, E. Pinedab. J. Appl. Phys. **100**, 054 907 (2006).
- [10] H. Xi, K.-Z. Gao, J. Ouyang, Y. Shi. J. Phys.: Cond. Mater. **20**, 295 220 (2008).
- [11] N.V. Alekseechkin. J. Non-Cryst. Solids 3159, **357** (2011).
- [12] Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. ЖЭТФ **143**, 121 (2013).
- [13] A. Lyberatos, J. Ferré. J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 1060 (2000).
- [14] G. Bayreuther, J. Prempfer, M. Sperl, D. Sander. Phys. Rev. B **86**, 054 418 (2012).
- [15] M. Abes, O. Ersen, C. Meny, G. Schmerber, M. Acosta, J. Arabski, C. Ulhaq-Bouillet, A. Dinia, P. Panissod, V. Pierron-Bohnes. J. Appl. Phys. **102**, 063 911 (2007).
- [16] V.S. Kraposhin, A.L. Talis, J.M. Dubois. J. Phys.: Cond. Matter **14**, 8987 (2002).
- [17] V.S. Kraposhin, A.L. Talis, Y.J. Wang. Mater. Sci. Eng. A **438–440**, 85 (2006).
- [18] W. Johnson, R. Mehl. Trans. Am. Inst. Min. Met. **135**, 416 (1939).
- [19] P.J. Metaxas, J.P. Jamet, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, R.L. Stamps. Phys. Rev. Lett. **99**, 217 208 (2002).
- [20] J. Ferré, V. Grolier, P. Meyer, S. Lemerle. Phys. Rev. B **55**, 15 092 (1997).
- [21] Sung-Bong Choe, Sung-Chul Shin. Appl. Phys. Lett. **70**, 3612 (1997).