

## ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

УДК 537.621; 004.942

А.В. ИЗОТОВ<sup>1,2</sup>, Б.А. БЕЛЯЕВ<sup>1,2</sup>, П.Н. СОЛОВЬЕВ<sup>1,2</sup>, Н.М. БОЕВ<sup>1,2</sup>ОСОБЕННОСТИ ДВУХМАГНОННЫХ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ  
В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ\*

Численным анализом микромагнитной модели обнаружена «резонансная» особенность процессов релаксации в нанокристаллических тонких магнитных пленках. Особенность проявляется в виде резкого уширения линии ферромагнитного резонанса (ФМР) на определенной частоте  $f_1$ , зависящей от магнитных характеристик пленки, и она наблюдается только в пленках, толщина которых превышает некоторое пороговое значение  $d_{\min}$ . Резкое уширение линии ФМР сопровождается значительным смещением резонансного поля, причем величина смещения меняет знак на частоте  $\sim f_1$ . Аналитически показано, что природа наблюдаемых эффектов связана с двухмагنونным процессом рассеяния спиновых волн на квазипериодической магнитной микроструктуре – «ряби» намагниченности. Полученные выражения для порогового значения толщины пленки  $d_{\min}$  и частоты максимального уширения линии ФМР  $f_1$  хорошо согласуются с результатами численного расчета микромагнитной модели.

**Ключевые слова:** микромагнитное моделирование, нанокристаллиты, случайная магнитная анизотропия, ферромагнитный резонанс, сверхвысокие частоты, двухмагنونный процесс релаксации.

## Введение

Известно, что тонкие магнитные пленки (ТМП) широко используются в качестве среды для записи цифровой информации на жестких дисках, однако в настоящее время проводятся исследования по созданию на пленках магнитной памяти с произвольным доступом [1]. В высокочастотных магнитометрах слабых магнитных полей ТМП используются в качестве чувствительных элементов [2, 3], они являются также основными элементами в устройствах спинтроники [4]. Предельно достижимые параметры таких устройств на ТМП определяются динамическими характеристиками намагниченности, которые напрямую зависят от процессов релаксации. Поэтому изучению механизмов релаксации и возможностей управления процессами релаксации в тонких магнитных пленках уделяется в настоящее время большое внимание [5].

Очевидно, что ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) любого магнитного материала, в первую очередь, определяется его собственным коэффициентом затухания. Однако существуют и другие несобственные механизмы релаксации намагниченности, среди которых доминирующий вклад в поглощение высокочастотной мощности и уширение линии ФМР в тонких магнитных пленках вносят процессы двухмагنونного рассеяния [6]. Эти процессы сопровождаются затуханием спиновых волн (магнонов) при взаимодействии с неоднородными внутренними магнитными полями, которые могут возникать в магнитной среде по различным физическим причинам. В частности, в [7, 8] рассмотрено влияние случайной локальной анизотропии на процессы релаксации в поликристаллических тонких пленках, в [9, 10] изучается влияние случайного распределения неоднородностей и шероховатостей на поверхности пленок. Исследуются также возможности управления магнитной релаксацией в ТМП путем создания в них искусственных магнитных неоднородностей [11–14].

В тонких нанокристаллических пленках вследствие обменного и магнитодипольного взаимодействия кристаллитов магнитные моменты образуют волнообразную квазипериодическую структуру с периодом, зависящим как от магнитных параметров пленки, так и от величины приложенного внешнего поля [15, 16]. Такая неоднородная магнитная микроструктура, названная «рябью» намагниченности, увеличивает затухание спиновых волн и может приводить к существенному уширению линии ФМР, а также к смещению резонансного поля, что впервые было показано Игнатченко и Дегтяревым [17]. Целью настоящей работы является изучение влияния неоднородной магнитной микроструктуры на процессы релаксации в нанокристаллических тонких пленках, используя микромагнитную модель для численного расчета высокочастотной восприимчивости [18, 19].

\* Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, задание № 3.1031.2017/ПЧ.

## 1. Численное моделирование

Для простоты, исследования проводились на пленках, представляющих собой монослой плотноупакованных наночастиц размером  $D_0$  со случайной ориентацией осей анизотропии. При этом рассматривалась микромагнитная модель пленки толщиной  $d = D_0$  площадью  $1024 \times 1024$  дискретных ячеек, размер которых соответствовал размеру наночастиц и варьировался в пределах 12–100 нм. Для вычисления компонент тензора размагничивающих коэффициентов, обусловленных магнитодипольным взаимодействием между наночастицами, использовалось аналитическое выражение из работы [20]. А чтобы исключить краевые эффекты, связанные с неоднородностью внутреннего магнитного поля вблизи границ образцов, при расчете энергий обменного и магнитодипольного взаимодействий применялись двумерные периодические граничные условия [21].

Для определенности, магнитные параметры исследуемых образцов выбраны в соответствии с хорошо известным нанокристаллическим сплавом  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  [22], намагниченность насыщения которого  $M_s = 955$  Гс ( $\mu_0 M_s = 1.2$  Тл), константа обменной жесткости  $A = 1 \cdot 10^{-6}$  эрг/см ( $1 \cdot 10^{-11}$  Дж/м), параметр затухания спиновых волн  $\alpha = 0.005$ , поле локальной одноосной анизотропии  $H_k = 2K/M_s = 171.7$  Э ( $K = 8200$  Дж/м<sup>3</sup>). Однако считалось, что у всей пленки магнитная анизотропия отсутствует. Внешние постоянное и переменное магнитные поля прикладывались в плоскости пленки и были направлены ортогонально друг другу. Для расчета высокочастотной магнитной восприимчивости пленок использовалась численная реализация метода неопределенных коэффициентов при решении линеаризованной системы уравнений Ландау – Лифшица [18].

Как уже отмечалось, магнитные неоднородности, связанные со стохастической магнитной микроструктурой, оказывают сильное влияние на спектр высокочастотного поглощения нанокристаллических тонких пленок. Их влияние приводит не только к смещению поля ФМР и уширению резонансной линии, но и к появлению асимметрии формы резонансной кривой [18]. Очевидно, что резонансное поле  $H_R$  и ширину линии  $\Delta H$  ФМР, полученные в результате численного расчета микромагнитной модели, можно записать в виде сумм

$$\begin{aligned} H_R &= H_0 + H_{2m}, \\ \Delta H &= \Delta H_0 + \Delta H_{2m}, \end{aligned} \quad (1)$$

где первые члены правой части каждого из двух выражений характеризуют резонансную линию однородного ФМР пленки в отсутствие неоднородной магнитной микроструктуры, а вторые члены показывают сдвиг резонансного поля  $H_{2m}$  и уширение линии ФМР  $\Delta H_{2m}$  в результате двухмагнетонных процессов рассеяния спиновых волн на неоднородностях. Резонансное поле  $H_0$  удовлетворяет уравнению  $\omega_0 = 2\pi f_0 = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_s)}$ , где  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  рад/(с·Э) – гиромагнитное отношение. Ширина линии однородного ФМР определяется хорошо известным выражением  $\Delta H_0 = 4\pi\alpha f_0 / \gamma$ .

Согласно теории двухмагнетонных процессов релаксации, разработанной Ариасом и Милсом для ультратонких пленок [9], частотная зависимость уширения линии ФМР  $\Delta H_{2m}$  описывается выражением

$$\Delta H_{2m} = \Gamma \arcsin \frac{H_0}{H_0 + 4\pi M_s} = \Gamma \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{f_0^2 + (f_M/2)^2} - f_M/2}{\sqrt{f_0^2 + (f_M/2)^2} + f_M/2}}, \quad (2)$$

широко используемым на практике для интерпретации экспериментальных зависимостей  $\Delta H(f_0)$ . Здесь  $f_M = 2\gamma M_s$ , а  $\Gamma$  – коэффициент, характеризующий «интенсивность» магнитных неоднородностей. Как видно из (2), зависимость  $\Delta H_{2m}(f_0)$  является монотонно увеличивающейся до некоторого насыщения функцией без каких-либо особенностей.

Однако, как показал численный расчет микромагнитной модели ТМП, у нанокристаллических пленок толщиной выше некоторого порогового значения на определенной частоте  $f_1$ , зависящей от параметров пленки, наблюдается резкое увеличение поглощения высокочастотной мощности и как следствие – резкое уширение линии ФМР. В качестве примера на рис. 1 для двух значений толщины пленки  $d = 12$  и  $24$  нм сплошными линиями построены зависимости  $\Delta H_{2m}(f_0)$ , полученные численным расчетом высокочастотной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок. Штриховыми линиями показаны зависимости, построенные по формуле (2). Видно, что для пленки толщиной  $d = 12$  нм теория Ариаса и Милса достаточно хорошо описывает полученную зависимость  $\Delta H_{2m}(f_0)$ . Однако для пленки толщиной  $24$  нм уширение линии ФМР  $\Delta H_{2m}(f_0)$

имеет острый пик на частоте  $f_1 \approx 10.75$  ГГц, при этом на высоких частотах наблюдается достаточно хорошее согласие микромагнитного расчета с теорией Ариаса и Милса.

С увеличением толщины пленки обнаруженная «резонансная» особенность двухмагнетонных процессов релаксации сохраняется, при этом быстро увеличивается релаксационный вклад  $\Delta H_{2m}$  в ширину линии ФМР и монотонно понижается частота «резонанса»  $f_1$  (таблица). Из таблицы видно, что для пленки толщиной 24 нм за счет двухмагнетонных процессов релаксации ширина линии ФМР увеличивается примерно в 1.5 раза, а для пленки толщиной 100 нм – больше чем на порядок. Важно отметить, что с ростом толщины пленки монотонно увеличивается асимметрия формы линии ФМР. Как и следовало ожидать, уширение линии ФМР за счет двухмагнетонного механизма релаксации намагниченности на величину  $\Delta H_{2m}$  одновременно сопровождается существенным изменением резонансного поля на величину  $H_{2m}$  относительно поля

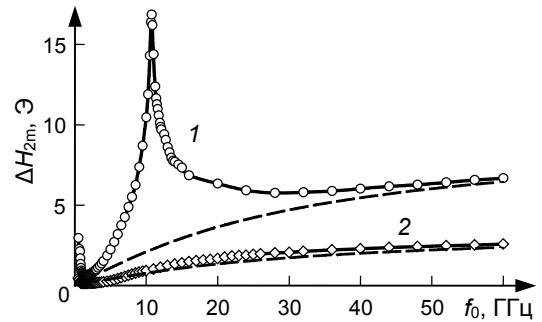


Рис. 1. Частотные зависимости уширения линии ФМР  $\Delta H_{2m}$ , полученные численным микромагнитным моделированием высокочастотной восприимчивости нанокристаллических тонких пленок толщиной  $d = 12$  нм (1) и 24 нм (2). Штриховые линии – зависимости по формуле (2)

**Зависимости от толщины пленки частоты максимального уширения линии ФМР  $f_1$  за счет двухмагнетонного механизма релаксации на «ряби» намагниченности, величины уширения  $\Delta H_{2m}$ , а также резонансного поля  $H_0$  и ширины линии  $\Delta H_0$  для пленок в отсутствие «ряби»**

$d$ , нм	$f_1$ , ГГц	$\Delta H_{2m}$ , Э	$H_0$ , Э	$\Delta H_0$ , Э
24	10.75	16.86	1121	38.4
32	6.65	25.74	452	23.7
42	4.66	35.01	225	16.6
56	3.46	47.6	129	12.5
75	2.89	82.2	89	10.4
100	3.26	123.7	111	11.6

$H_0$ , соответствующего полю ФМР пленки без «ряби» намагниченности. Этот факт подтверждает зависимость  $H_{2m}(f_0)$ , представленная на рис. 2. Видно, что с повышением частоты  $f_0$  добавка к резонансному полю имеет положительный знак, однако примерно на частоте  $f_1 = 3.26$  ГГц она меняет знак, при этом зависимость  $H_{2m}(f_0)$  имеет два экстремума.

## 2. Теоретическая модель

Для объяснения природы обнаруженных эффектов, связанных с поведением магнитной релаксации в нанокристаллических тонких пленках, была рассмотрена двухмагнетонная модель рассеяния спиновых волн на магнитных неоднородностях, возникающих из-за неоднородной магнитной микроструктуры в ТМП – «ряби» намагниченности. Важно отметить, что основной особенностью нанокристаллических тонких магнитных пленок является малый размер кристаллитов по сравнению с эффективным радиусом обменного и магнитодипольного взаимодействия [23]. Поэтому наличие магнитной связи между кристаллитами приводит к усреднению и частичному подавлению случайной магнитной анизотропии отдельных кристаллитов. Однако такое подавление локальной анизотропии обычно не бывает полным, что приводит к отклонениям вектора намагниченности  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$  относительно некоторого среднего направле-

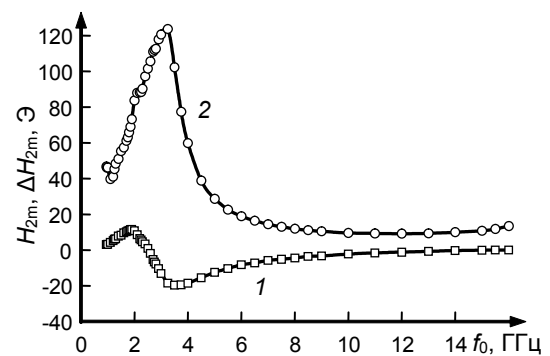


Рис. 2. Частотные зависимости смещения резонансного поля  $H_{2m}$  (кр. 1) и уширения линии ФМР  $\Delta H_{2m}$  (кр. 2), полученные численным микромагнитным моделированием высокочастотной восприимчивости нанокристаллической пленки толщиной 100 нм

ния  $M_0 = \langle M \rangle$ . Именно поэтому возникает своеобразная магнитная структура с пространственными отклонениями намагниченности возле некоторого среднего направления (рис. 3), называемая в литературе «рябью» намагниченности [15, 16].

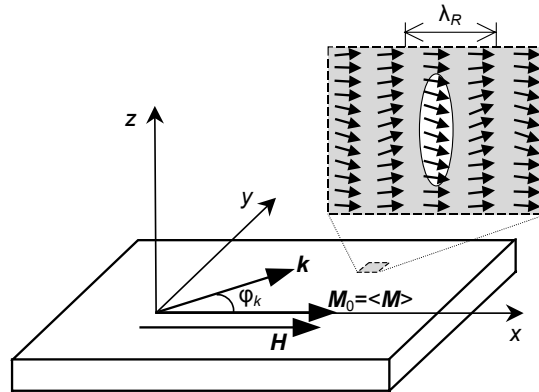


Рис. 3. Модель тонкой магнитной пленки и схематичное изображение продольной «ряби» намагниченности. Эллипсом выделена магнитокоррелированная область

Наиболее строгая и последовательная статическая теория такой тонкой магнитной микро-структуры была развита в работах Гоффмана [15]. Гоффман, опираясь на результаты электронной микроскопии, разработал модель не взаимодействующих между собой магнитокоррелированных областей, формируемых в пленке. Размер и форма таких областей зависят от радиуса обменного и магнитодипольного взаимодействия, от размера кристаллитов и величины приложенного магнитного поля. В общем случае такая связанная магнитным взаимодействием область (магнитокоррелированная область) является эллипсоидом, сильно вытянутым в направлении, перпендикулярном направлению средней намагниченности  $M_0$  (рис. 3). В линейном приближении [15] длина полуоси эллипсоида ( $R_{||}$ ) вдоль среднего направления намагниченности  $R_{||} = \sqrt{D/H}$ , где  $D = 2A/M_s$ .

Используя усреднение магнитной анизотропии отдельных кристаллитов, со случайной ориентацией осей анизотропии, в пределах магнитокоррелированной области, Гоффман получил выражение для дисперсии поперечной составляющей намагниченности, а также наиболее вероятную основную длину периода продольной «ряби» намагниченности:

$$\lambda_R = 2\pi R_{||} = 2\pi\sqrt{D/H}. \quad (3)$$

Квазипериодическая структура намагниченности с периодом  $\lambda_R$  формирует в тонкой нанокристаллической пленке квазипериодические магнитные поля размагничивания с тем же периодом. Это эквивалентно формированию в пленке магнитных неоднородностей с характерным «размером»  $R_{||}$  и волновым числом:

$$k_R = 2\pi/\lambda_R = 1/R_{||} = \sqrt{H/D}. \quad (4)$$

Отличительной особенностью этих неоднородностей является то, что их размер зависит не только от магнитных параметров пленки, но и от величины приложенного внешнего поля.

В рамках теории двухмагнонных процессов релаксации [6, 7, 9, 24, 25], магнитные неоднородности, в частности связанные и с неоднородной стохастической магнитной структурой, рассматриваются как возмущение собственных магнитных колебаний (спиновых волн) однородного образца. Неоднородности нарушают ортогональность собственных колебаний намагниченности и приводят к связи между ними. Это вызывает перекачку энергии из рассматриваемого типа колебаний (в частности, однородного ФМП) в неоднородные типы колебаний, т.е. к возникновению дополнительной диссипации, а также к сдвигу резонансных частот [6, 7, 9].

Запишем дисперсионное уравнение спиновых волн для модели однородной тонкой магнитной пленки (рис. 3) [9]:

$$\omega_k = \gamma\sqrt{[H + Dk^2 + 4\pi M_s N_k][H + Dk^2 + 4\pi M_s \sin\phi_k(1 - N_k)]}. \quad (5)$$

Здесь  $Dk^2$  – поле обменного взаимодействия для спиновой волны с волновым вектором  $\mathbf{k}$  ( $k = |\mathbf{k}|$ );  $H$  – величина планарного внешнего магнитного поля, совпадающего с направлением равновесной намагниченности  $\mathbf{M}_0$ ;  $\varphi_k$  – угол между направлением распространения спиновой волны и равновесной намагниченностью  $\mathbf{M}_0$ ;  $N_k$  – размагничивающий фактор, зависящий от волнового числа  $k$ . В приближении тонкой пленки, у которой намагниченность незначительно изменяется по ее толщине, этот фактор имеет вид [16]

$$N_k = \frac{1 - e^{-kd}}{kd}. \quad (6)$$

Дисперсионная зависимость (5) графически представлена на рис. 4. Здесь  $\omega_0$  показывает частоту однородного ФМР с  $k = 0$ , а кривые с  $\varphi_k = 0$  и  $90^\circ$  соответственно представляют собой нижнюю и верхнюю границу спектра спиновых волн. Видно, что дисперсионные кривые при  $\varphi_k < \varphi_k^{\text{crit}}$  пересекают линию  $\omega_0$ . Это означает, что частота однородного ФМР совпадает с частотами группы спиновых волн, для которых  $0 < k_i < k_{\text{max}}$ , а наличие неоднородного внутреннего магнитного поля (магнитных неоднородностей) с волновым числом, совпадающим с  $k_i$ , обеспечивает перекачку энергии однородного возбуждения тонкой пленки в энергию спиновой волны с волновым числом  $k_i$ . Происходит так называемое двухмагнитное рассеяние спиновых волн на неоднородностях.

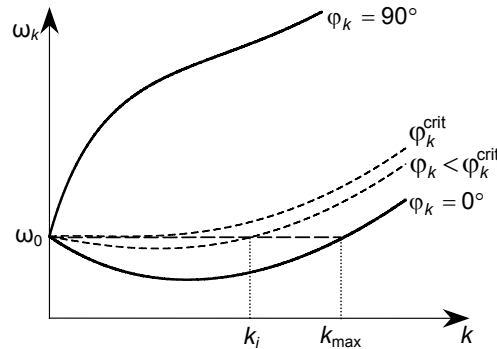


Рис. 4. Дисперсионные зависимости спиновых волн для различных направлений их распространения  $\varphi_k$

Максимальное волновое число вырожденных состояний  $k_{\text{max}}$  определяется из условия

$$\omega_k(H, k_{\text{max}}, \varphi_k = 0) = \omega_0. \quad (7)$$

Очевидно, что наибольшее рассеяние спиновых волн на магнитных неоднородностях «ряби» намагниченности с волновым числом  $k_R$  (см. формулу (4)) будет наблюдаться при условии равенства  $k_{\text{max}} = k_R$ . Поэтому величина поля  $H_1$ , при котором будет наблюдаться максимум уширения линии ФМР, определяется из условия

$$\omega_k(H_1, k_R, \varphi_k = 0) = \omega_0. \quad (8)$$

Для нахождения аналитического решения этого уравнения необходимо упростить выражение для входящего в него фактора размагничивания  $N_k$ , определяемого формулой (6). В классических работах [7, 9] по теории двухмагнитных процессов в тонких пленках используется приближение для ультратонких пленок  $kd \ll 1$ , в силу которого  $N_k \approx 1 - kd/2$ . Однако, как будет показано ниже, рассеяние спиновых волн на неоднородностях стохастической магнитной структуры возможно только для пленок, имеющих толщину больше определенного порогового значения. При этом значение  $k_R d$  порядка 1, а  $N_k$  лучше аппроксимировать выражением  $N_k \approx 1 - kd/e$ . Тогда уравнение (8) переходит к квадратному уравнению относительно переменной  $x = \sqrt{H_1}$ :

$$\frac{3}{4\pi M_s} x^2 - \frac{2d}{e\sqrt{D}} x + 1 = 0. \quad (9)$$

Из условия существования решения уравнения (9) минимальная толщина пленки

$$d_{\min} \approx \frac{e}{2} \sqrt{\frac{3D}{\pi M_s}} \approx 1.33 \sqrt{\frac{D}{M_s}}, \quad (10)$$

при которой влияние «ряби» намагниченности на двухмагнотные процессы релаксации становится определяющим фактором. Минимальная толщина  $d_{\min}$  для используемых нами магнитных параметров численной модели, согласно (10), составляет  $d_{\min} \approx 19.7$  нм. Полученное значение хорошо согласуется с результатами численного моделирования, представленными на рис. 1.

Следует отметить, что уравнение (9) имеет точное решение, однако наиболее простой аналитический вид имеет его приближенная формула

$$x = \sqrt{H_1} \approx \frac{e \sqrt{D}}{2d}. \quad (11)$$

Непосредственно из (11) с учетом (4) получаем значение  $k_R d \approx 1.36$ , а также выражение для резонансной частоты  $\omega_1$ , при которой будет наблюдаться максимальное уширение линии ФМР:

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_1(H_1 + 4\pi M_s)} \approx \gamma \frac{e}{d} \sqrt{\pi M_s D} = \gamma \frac{e}{d} \sqrt{2\pi A}. \quad (12)$$

На рис. 5 теоретическая зависимость  $f_1(d) = \omega_1(d)/2\pi$ , полученная с помощью приближенной формулы (12), показана штриховой кривой 1, а сплошная кривая 2 отражает результаты точного решения уравнения (9). Видно, что наибольшее отличие между точным и приближенным решениями наблюдается вблизи пороговой толщины пленки  $d_{\min}$ .

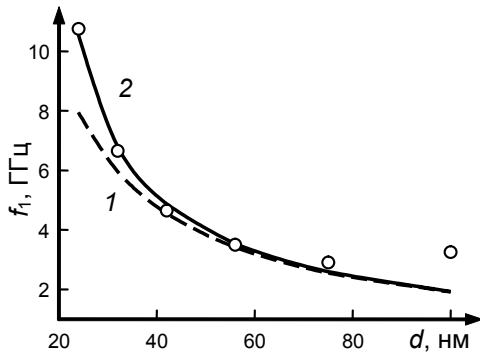


Рис. 5. Зависимость частоты  $f_1 = \omega_1/2\pi$ , при которой наблюдается максимальное уширение линии ФМР, от толщины нанокристаллической тонкой магнитной пленки. Кружлые маркеры – результат численного расчета микромагнитной модели, кр. 1 – расчет по приближенной формуле (12), кр. 2 – точное решение уравнения (9)

На этом же рисунке круглыми маркерами представлена зависимость  $f_1(d)$ , полученная на основе численного расчета микромагнитной модели, которая показывает хорошее согласие с точным решением уравнения (9).

Однако следует отметить появление нарастающего различия результатов вычислительного эксперимента (расчета микромагнитной модели) и решения уравнения (9) для «толстых» пленок с  $d > 80$  нм. Для таких пленок максимальное уширение линии ФМР наблюдается на сравнительно низких частотах возбуждения, а значит, в области малых магнитных полей  $H$  (см. таблицу). В этом случае линейное приближение, используемое Гоффманом при выводе выражения для  $\lambda_R$  (3), для пленки, находящейся в малых магнитных полях, становится уже слишком грубым. При этом очевидно, что в теоретической модели необходимо учитывать влияние нелинейных членов при расчете внутренних неоднородных магнитных полей, значительно возрастающих в слабых внешних полях из-за увеличения дисперсии намагниченности в пленке [15, 16].

### Заключение

Таким образом, в работе исследовано влияние магнитной микроструктуры «ряби» намагниченности на двухмагнотные процессы релаксации в нанокристаллических тонких магнитных пленках. Численным расчетом высокочастотной магнитной восприимчивости с использованием микромагнитной модели ТМП показано, что «рябь» намагниченности оказывает существенное влияние на релаксацию в нанокристаллических пленках, но только при толщинах, превышающих некоторое пороговое значение. В частности, установлено, что уширение линии ФМР имеет резкий пик на определенной частоте  $f_1$ , связанной с толщиной и магнитными параметрами пленки. При этом наблюдается существенное смещение резонансного поля ФМР, причем величина смещения меняет знак на частоте  $\sim f_1$ . Важно отметить, что для пленок, имеющих толщину ниже порогового значения, зависимость уширения линии ФМР от частоты показывает монотонное увеличение до некоторого насыщения, и эта зависимость хорошо описывается классической теорией Ариаса и Милса [9].

Для объяснения природы обнаруженных особенностей магнитной релаксации в нанокристаллических тонких пленках проведен аналитический расчет модели пленки, в которой учитывается двухмагнанный рассеяние спиновых волн на магнитных неоднородностях, возникающих из-за неоднородной магнитной микроструктуры «ряби» намагниченности. В результате получено выражение для вычисления порогового значения толщины пленки, выше которого на определенной частоте  $f_1$  наблюдается резкое уширение линии ФМР. Также получена формула для вычисления частоты  $f_1$ . Наибольшее рассеяние спиновых волн на магнитных неоднородностях «ряби» намагниченности наблюдается при равенстве волновых чисел «ряби» и спиновых волн, именно поэтому только на определенной частоте имеет место максимальное увеличение ширины линии ФМР. Отметим, что основные результаты аналитического расчета рассмотренной модели ТМП хорошо согласуются с результатами численного анализа микромагнитной модели.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee S.-W., and Lee K.-J. // Proc. IEEE. – 2016. – V. 104. – P. 1831–1843.
2. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М. и др. // ПТЭ. – 2016. – № 3. – С. 96–104.
3. Babitskii A.N., Belyaev B.A., Boev N.M., and Izotov A.V. // IEEE Sensors 2017, Conference Proceedings. – 2017. – P. 316–318.
4. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., et al. // Science. – 2001. – V. 294. – P. 1488–1495.
5. Barman A. and Sinha J. Spin Dynamics and Damping in Ferromagnetic Thin Films and Nanostructures. – Switzerland: Springer International Publishing AG, 2018.
6. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973.
7. McMichael R.D. and Krivosik P. // IEEE Trans. Magn. – 2004. – V. 40. – P. 2–11.
8. Kalarickal S.S., Krivosik P., Das J., et al. // Phys. Rev. B. – 2008. – V. 77. – P. 054427.
9. Arias R. and Mills D.L. // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 60. – P. 7395–7409.
10. Korner M., Lenz K., Gallardo R.A., et al. // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 88. – P. 054405.
11. Woltersdorf G. and Heinrich B. // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 69. – P. 184417.
12. Barsukov I., Romer F.M., Meckenstock R., et al. // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 84. – P. 140410(R).
13. Lu L., Young J., Wu M., et al. // Appl. Phys. Lett. – 2012. – V. 100. – P. 022403.
14. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A., et al. // Solid State Phenom. – 2014. – V. 215. – P. 233–236.
15. Hoffmann H. // IEEE Trans. Magn. – 1968. – V. 4. – No. 1. – P. 32–38.
16. Harte K.J. // J. Appl. Phys. – 1968. – V. 39. – No. 3. – P. 1503–1524.
17. Игнатченко В.А., Дегтярев Г.В. // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 60. – Вып. 2. – С. 724–732.
18. Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В., Соловьев П.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 10. – С. 50–56.
19. Беляев Б.А., Изотов А.В. // ФТТ. – 2013. – Т. 55. – Вып. 12. – С. 2370–2378.
20. Newell A. J., Williams W., and Dunlop D. J. // J. Geophys. Res. – 1993. – V. 98. – P. 9551–9555.
21. Lebecki K.M., Donahue M.J., and Gutowski M.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 175005.
22. Herzer G. // JMMM. – 1996. – V. 157/158. – P. 133–136.
23. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – Вып. 8. – С. 1549–1556.
24. Sparks M. // Phys. Rev. B. – 1970. – V. 1. – P. 3856–3869.
25. Hurben M.J. and Patton C.E. // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – P. 4344–4365.

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 03.10.18.

<sup>2</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,  
г. Красноярск, Россия

**Изотов** Андрей Викторович, к.ф.-м.н., доцент, ст. науч. сотр. ИФ СО РАН, доцент каф. радиотехники СФУ, e-mail: iztv@mail.ru;

**Беляев** Борис Афанасьевич, д.т.н., профессор, зав. лабораторией ИФ СО РАН, профессор каф. радиотехники СФУ, e-mail: belyaev@iph.krasn.ru;

**Соловьев** Платон Николаевич, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИФ СО РАН, мл. науч. сотр. СФУ, e-mail: solap@ya.ru;

**Боев** Никита Михайлович, ведущ. технолог ИФ СО РАН, мл. науч. сотр. СФУ, e-mail: nik88@inbox.ru.