

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ЯЧЕЕК СИНТЕТИЧЕСКОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ИМПУЛЬСОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю. И. Джебжера^a, В. П. Юрчук^{b*}, К. О. Демчишев^b, В. Н. Коренивский^c

^a *Институт магнетизма Национальной академии наук Украины
03142, Киев, Украина*

^b *Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»
03056, Киев, Украина*

^c *KTH Royal Institute of Technology
10691, Stockholm, Sweden*

Поступила в редакцию 22 апреля 2013 г.

Рассмотрена теория динамического перемагничивания синтетической антиферромагнитной системы и магнитных точек, расположенных на магнитной подложке во внешнем магнитном поле. Рассчитаны значения энергии равновесных состояний системы. Описаны условия переключения между равновесными состояниями. Сформулированы условия применимости данной теории. Показано, что процесс перемагничивания можно реализовать в безынерционном режиме, минуя длительную релаксацию системы в новое положение равновесия при использовании специальной формы полевого сигнала. Продемонстрирована возможность снижения амплитуды поля переключения путем регулирования длительности импульса.

DOI: 10.7868/S0044451013120080

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время широко изучаются свойства новых систем — так называемых синтетических антиферромагнетиков (САФМ), которые содержат две ферромагнитные наночастицы с антипараллельной связью, обусловленной межслойным магнитным обменным или диполь-дипольным взаимодействием.

Такие системы являются основой ячеек магнитной оперативной памяти [1, 2], запоминающих устройств нового поколения. Отличительной чертой САФМ является высокая стабильность их магнитного состояния к тепловым флуктуациям при высокой компенсации магнитных полей рассеивания [3].

В предыдущих работах была рассмотрена спиновая динамика решеток таких систем и было показано, что она имеет коллективный характер, что проявляется в формировании акустической и оптической мод спинового резонанса [4]. В работе [5] исследован режим высокочастотного возбуждения двух связанных макроспинов САФМ-ячейки и показано,

что система ведет себя аналогично маятнику Капицы. Установлено, что переменное планарное поле можно использовать для управления магнитным состоянием ячейки [6].

В работе [7] для антиферромагнитной системы с инвариантом Дзялошинского импульс магнитного поля формировался лазерным излучением с циркулярной поляризацией. В работе продемонстрирована возможность перемагничивания системы, которое сопровождается длительным релаксационным процессом. В работах [8, 9] динамика намагниченности антиферромагнитных систем под влиянием сверхбыстрых импульсов магнитного поля исследована в рамках σ -модели [10, 11].

Свойства синтетического антиферромагнетика существенно отличаются от параметров традиционных антиферромагнитных систем в силу достаточно слабой антиферромагнитной связи в «подрешетках», обусловленной диполь-дипольным межслойным взаимодействием. Это обстоятельство накладывает существенные ограничения на использование σ -модели для описания динамики намагниченности, поскольку временные модуляции вектора намагниченности САФМ имеют тот же порядок, что и модуляции вектора антиферромагнетизма.

*E-mail: dui_kpi@ukr.net

В данной работе для исследования поведения САФМ во внешнем магнитном поле получена полная система уравнений, выходящая за рамки σ -модели и имеющая более широкую область применения. Определены оптимальные условия переключения между равновесными состояниями САФМ. При определенных условиях переключение может проводиться с высокой скоростью без длительных релаксационных процессов.

2. УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ САФМ НА МАГНИТНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Рассмотрим строение САФМ-ячейки (рис. 1). Двухслойная система расположена на жестком опорном магнитном слое с постоянной намагниченностью M_s , направленной вдоль оси x . Размеры опорного слоя значительно превышают размеры САФМ, что исключает возможную асимметрию влияния магнитного поля опорного слоя на слои САФМ. В связи с эффектом туннельного магнитосопротивления, сопротивление магнитного туннельного перехода «опорный слой–нижний слой САФМ» зависит от взаимного направления намагниченностей данных слоев. Это позволяет, управляя взаимным расположением намагниченностей слоев САФМ, получать конфигурации с параллельными и антипараллельными магнитными моментами опорного слоя и нижнего слоя САФМ, сопротивления которых сильно различаются. Таким образом, САФМ-система может находиться в двух состояниях — так называемых битовых значениях «0» и «1». Это является определяющим фактором для возможности использования таких систем в качестве ячеек памяти.

Магнитные слои имеют форму эллиптических дисков с малым эксцентриситетом $(a - b)/a \ll 1$. Поскольку САФМ, как правило, изготавливают таким образом, чтобы исключить обменное взаимодействие между элементами, составляющими ячейку,

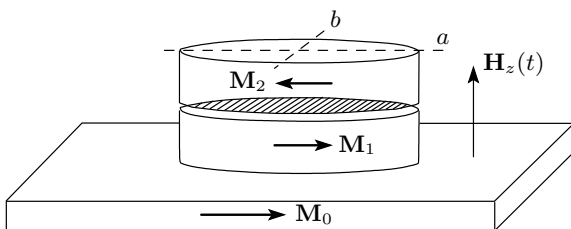


Рис. 1. Упрощенное схематическое изображение САФМ

магнитная связь слоев САФМ-системы определяется диполь-дипольным взаимодействием [5].

Поскольку толщина слоев значительно уступает длине полуосей, магнитные моменты ориентируются в плоскости и образуют антиферромагнитную пару.

Как правило, размеры ферромагнитных дисков значительно уступают характерной магнитной длине

$$a \ll \Lambda = \sqrt{\alpha/4\pi}$$

(α — константа обменного взаимодействия) и распределение намагниченности в них можно считать однородным.

Введем в рассмотрение плотность магнитной энергии системы W во внешнем поле \mathbf{H} , усредненную по объему двух слоев САФМ:

$$W = 2\pi M_s^2 \left[\frac{N_x}{2}(m_{1x}^2 + m_{2x}^2) + \frac{N_y}{2}(m_{1y}^2 + m_{2y}^2) + \frac{N_z}{2}(m_{1z}^2 + m_{2z}^2) + \gamma_x m_{1x} m_{2x} + \gamma_y m_{1y} m_{2y} + \gamma_z m_{1z} m_{2z} - h(m_{1z} + m_{2z}) \right], \quad (1)$$

где M_s — намагниченность насыщения материала первого и второго слоев, \mathbf{m}_i — единичный вектор намагниченности i -го слоя ($i = 1, 2$), $h = H_z/4\pi M_s$ — нормированное внешнее магнитное поле, перпендикулярное к плоскости слоев, N_α — усредненные по объему диска размагничивающие коэффициенты, γ_α — константы межслойного обмена магнитодипольного происхождения, величины которых определяются соотношениями

$$N_i = \frac{1}{4\pi V} \int_{V_1} \int_{V_1} dV dV' \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x'_i} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2)$$

$$\gamma_i = \frac{1}{4\pi V} \int_{V_1} \int_{V_2} dV dV' \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x'_i} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (3)$$

где $V = V_1 = V_2$ — величина объема первого и второго слоев, а интегрирование проводится по объему соответствующего диска.

С учетом того, что диски лежат в плоскости xy , вытянуты вдоль оси x и имеют малую толщину и эксцентриситет, справедливо приближение

$$N_x < N_y \ll N_z \approx 1. \quad (4)$$

В конечном итоге величины $\gamma_i, N_x, N_y \ll 1$ являются малыми параметрами. Из-за малого эксцентриситета магнитных слоев для их размагничивающих

коэффициентов справедлива оценка $N_x, N_y \approx N_{\parallel} = \pi L_z / 8a$, характерная для круглого диска. Коэффициенты γ_i по величине значительно уступают размагничивающим коэффициентам и удовлетворяют оценкам $\gamma_x, \gamma_y \sim (N_y - N_x)$.

Для описания поля намагниченности введем угловые переменные:

$$\mathbf{m}_i = (\cos \phi_i \sin \theta_i, \sin \phi_i \sin \theta_i, \cos \theta_i). \quad (5)$$

Учитывая «анизотропию формы» САФМ, можно утверждать, что при кратковременных импульсах магнитного поля намагниченность успевает лишь незначительно отклониться от базовой плоскости xy . Критерий справедливости данного утверждения будет сформулирован в дальнейшем.

Таким образом, полагаем, что

$$\theta_i = \pi/2 - \xi_i, \quad |\xi_i| \ll 1. \quad (6)$$

Плотность магнитной энергии (1) с учетом формул (4)–(6) принимает вид

$$W = \pi(N_x + N_y)M_s^2 + \pi M_s^2 \times \\ \times \left[(\gamma_y + \gamma_x) \cos 2\chi - (\gamma_y - \gamma_x) \cos 2\Phi - \right. \\ \left. - (N_y - N_x) \cos 2\Phi \cos 2\chi + \frac{1}{2}(m_z^2 + l_z^2) - 2h_z m_z \right], \quad (7)$$

где $\chi = (\varphi_2 - \varphi_1)/2$, $\Phi = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, $m_z = \xi_1 + \xi_2$, $l_z = \xi_1 - \xi_2$. Здесь m_z и l_z — z -компоненты результирующих векторов намагниченности и антиферромагнетизма пары слоев, нормированные на величину M . При записи (7) мы пренебрегли слагаемыми типа $\gamma_\alpha \xi_i \xi_j$, $N_x \xi_i \xi_j$, $N_y \xi_i \xi_j$ как величинами третьего порядка малости.

Далее согласно работе [12] введем в рассмотрение плотность кинетической энергии системы:

$$T = \frac{\hbar M_0}{2\mu_B} \sum_{i=1,2} (1 - \cos \theta_i) \frac{\partial \phi_i}{\partial t}, \quad (8)$$

где μ_B — магнетон Бора.

С учетом формул (7) и (8) нормированный лагранжиан системы в координатах Φ, θ, m_z, l_z имеет вид

$$\frac{L}{2\pi M_s^2 V} = \left[\frac{l_z}{\omega_0} \frac{d\chi}{dt} - \frac{m_z}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} \right] - \\ - \frac{1}{2}(\gamma_y + \gamma_x) \cos 2\chi + \frac{1}{2}(\gamma_y - \gamma_x) \cos 2\Phi + \\ + \frac{1}{2}(N_y - N_x) \cos 2\Phi \cos 2\chi - \frac{1}{4}(m_z^2 + l_z^2) + h_z m_z, \quad (9)$$

где $\omega_0 = 8\pi\mu_B M_s / \hbar$. При записи равенства (9) опущены полные производные по времени, поскольку они не дают вклада в уравнения движения.

Динамика пары связанных магнитных моментов САФМ описывается уравнениями Ландау–Лифшица, которые в данном конкретном случае удобно представить в виде обычной системы уравнений Лагранжа:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{m}_z} = \frac{\partial L}{\partial m_z}, \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\Phi}} = \frac{\partial L}{\partial \Phi}, \quad (10) \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{l}_z} = \frac{\partial L}{\partial l_z}, \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\chi}} = \frac{\partial L}{\partial \chi}.$$

3. ВЛИЯНИЕ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СОСТОЯНИЕ САФМ

Рассмотрим ячейку САФМ, которая подвергается воздействию внешнего магнитного поля h_z . Из формул (10) получаем систему уравнений для переменных Φ, χ, m_z и l_z , которую разделим на две подгруппы:

$$\begin{cases} \frac{1}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{1}{2} m_z - h_z = 0, \\ \frac{1}{\omega_0} \frac{dm_z}{dt} = (\gamma_y - \gamma_x) \sin 2\Phi + \\ + (N_y - N_x) \sin 2\Phi \cos 2\chi, \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} \frac{1}{\omega_0} \frac{d\chi}{dt} - \frac{1}{2} l_z = 0, \\ \frac{1}{\omega_0} \frac{dl_z}{dt} = (\gamma_y + \gamma_x) \sin 2\chi - \\ - (N_y - N_x) \cos 2\Phi \sin 2\chi. \end{cases} \quad (12)$$

Система (12) эквивалентна уравнению второго порядка:

$$\frac{1}{\omega_0^2} \frac{d^2 \chi}{dt^2} - \frac{1}{2} (\gamma_y + \gamma_x) \sin 2\chi + \\ + \frac{1}{2} (N_y - N_x) \cos 2\Phi \sin 2\chi = 0. \quad (13)$$

Нетрудно видеть, что частным решением данного уравнения будет $\chi = \chi_0 = \pm\pi/2$ при произвольной величине Φ . Эти значения угла χ соответствуют устойчивому состоянию системы, в котором векторы намагниченности верхнего и нижнего слоев в базовой плоскости имеют противоположную ориентацию (состояние антиферромагнитного упорядочения).

Другая пара уравнений в этом случае преобразуется к виду

$$\begin{cases} \frac{1}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{1}{2} m_z - h_z = 0, \\ -\frac{1}{2\omega_0} \frac{dm_z}{dt} = (N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)) \times \\ \times \sin \Phi \cos \Phi. \end{cases} \quad (14)$$

При записи равенств (14) полагали $\chi = \pi/2$.

Система уравнений (14) позволяет изучать широкий спектр процессов в САФМ, связанных с влиянием магнитного поля, перпендикулярного к базовой плоскости слоев. Мы ограничимся анализом достаточно простой ситуации, которая может иметь прикладное значение и легко реализуется на практике.

4. ДЕЙСТВИЕ КРАТКОВРЕМЕННОГО ИМПУЛЬСА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Будем полагать, что ячейка САФМ подвергается воздействию кратковременного импульса перпендикулярного магнитного поля h_z . Данную ситуацию смоделируем введением в рассмотрение дельта-функции Дирака, представив магнитное поле в следующем виде: $h_z = h_0 \Delta t \delta(t)$ (где h_0 — приведенная амплитуда поля, Δt — время действия импульса, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака). Предполагается, что длительность импульса значительно меньше «характерного» времени задачи.

Чтобы определить это характерное время в уравнениях (14), введем приведенную намагниченность $\mu_z = m_z/2\sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)}$ и представим их в виде

$$\begin{cases} \frac{d\Phi}{d\tau} + \mu_z = h_0 \Delta t \omega_0 \delta(\tau), \\ \frac{d\mu_z}{d\tau} + \sin \Phi \cos \Phi = 0, \end{cases} \quad (15)$$

где $\tau = 2\pi t/T$, $T = 2\pi/(\omega_0 \sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)})$ — характерный период колебаний намагниченности САФМ «акустического» типа.

После введения времени, приведенного к безразмерному виду, определим критерий оценки длительности сигнала. Импульс магнитного поля будем рассматривать как кратковременный при выполнении условия $\Delta t \ll T/2$, или, переходя к исходным обозначениям,

$$\Delta t \omega_0 \ll \pi / \sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)}. \quad (16)$$

С точки зрения технических приложений, данное ограничение достаточно мягкое, поскольку для существующих образцов САФМ, выполненных в виде

тонких эллиптических слоев с малым эксцентриситетом, справедлива оценка $\sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)} < 0.1$.

Проводя интегрирование уравнений (15) в окрестности $\tau = 0$, находим, что в результате действия импульса магнитного поля угол Φ получает приращение

$$\Delta \Phi = h_0 \Delta t \omega_0. \quad (17)$$

При этом для изменения μ_z под влиянием импульса справедлива оценка $2\Delta\mu_z \leq \Delta t \omega_0 \sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)}$. Эта оценка получается в результате интегрирования второго уравнения (15) по времени импульса.

Сравнивая значения $\Delta\Phi$ и $\Delta\mu_z$, нетрудно увидеть, что при выполнении условия

$$2h_0 = H_0/2\pi M_s \gg \sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)} \quad (18)$$

$\Delta\mu_z \ll \Delta\Phi$, поэтому в дальнейшем будем полагать $\Delta\mu_z \approx 0$.

Иными словами, компонента μ_z вектора намагниченности не успевает отреагировать на кратковременный импульс поля.

Полученный результат можно естественным образом объяснить в терминах обобщенных координат и импульсов. Как известно [12], азимутальный угол Φ при записи уравнений Ландау–Лифшица трактуется как обобщенный импульс, а переменная μ_z является обобщенной координатой. Поэтому в результате кратковременного воздействия внешней «силы» h_z приращение $\Delta\Phi$ получает только обобщенный импульс, а обобщенная координата μ_z остается неизменной.

Таким образом, соотношения (16), (18) будем рассматривать как критерий применимости развиваемой теории.

Сама же система уравнений (15) сводится к одному уравнению второго порядка для угла Φ :

$$-\frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \sin \Phi \cos \Phi = 0. \quad (19)$$

При выполнении критериев применимости теории (16), (18) уравнение динамики намагниченности САФМ совпадает с уравнением движения вектора антиферромагнетизма, полученным в рамках σ -модели [9]. Вместе с тем, для случая с САФМ в силу слабого межслойного взаимодействия требования к амплитуде магнитного поля (18) более мягкие, чем для традиционных антиферромагнитных систем.

То обстоятельство, что под влиянием кратковременного импульса магнитного поля скачком изменяется азимутальный угол намагниченности, позволя-

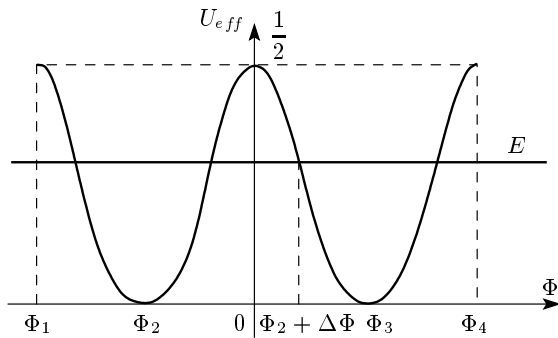


Рис. 2. Зависимость эффективной потенциальной энергии ячейки САФМ от угла Φ в антиферромагнитном состоянии. Характерные точки: $\Phi_1 = -\pi$, $\Phi_2 = -\pi/2$, $\Phi_3 = \pi/2$, $\Phi_4 = \pi$. Точка $\Phi_2 + \Delta\Phi$ — положение, в которое переходит система после воздействия импульса магнитного поля, $E = \sin^2(\Delta\Phi)/2$ — значение энергии, соответствующей этому состоянию

ет реализовать безынерционный режим перемагничивания.

Для анализа последствий воздействия импульса магнитного поля найдем первый интеграл уравнения (19):

$$\frac{\dot{\Phi}^2}{2} + U_{eff}(\Phi) = E, \quad U_{eff}(\Phi) = (\cos \Phi)^2 / 2, \quad (20)$$

где $\dot{\Phi} = d\Phi/d\tau = -\mu_z$, $U_{eff}(\Phi)$ — эффективная потенциальная энергия САФМ в состоянии антиферромагнитного упорядочения, E — константа интегрирования, определяющая энергию акустических колебаний САФМ в безразмерных единицах. Величина E зависит от начального состояния системы и параметров импульса магнитного поля.

На рис. 2 изображен график зависимости эффективной потенциальной энергии системы от угла Φ . Два минимума характеризуют устойчивые состояния, соответствующие углам $\pm\pi/2$.

Будем полагать, что изначально система находится в состоянии покоя: ($\Phi_2 = -\pi/2$, $\mu_z = 0$). Импульс магнитного поля включается в момент времени $\tau = 0$. Поскольку $\Delta\mu_z = 0$, согласно соотношению (17), система за время действия импульса Δt переходит из исходного состояния в состояние ($\Phi_2 + h_0\Delta t\omega_0$, $\mu_z = 0$). Согласно первому уравнению (15), в новом положении значение $\dot{\Phi} = 0$.

Новое положение системы после импульса поля обозначено на рис. 2. Ему отвечает значение константы интегрирования $E = \sin^2(\Delta\Phi)/2$, обозначенное на рис. 2 прямой $U_{eff} = E$. В ситуации, изобра-

женной на рисунке, когда $\Delta\Phi > \pi/2$, система преодолеет потенциальный барьер и будет совершать колебания в окрестности $\Phi_3 = \pi/2$ до полной релаксации.

Однако удивительным является тот факт, что данную систему можно переводить кратковременным импульсом поля в новое устойчивое состояние, практически минуя процесс затухающих колебаний. Для этого амплитуда и длительность импульса должны удовлетворять условию

$$\Delta\Phi = h_0\Delta t\omega_0 = \pi. \quad (21)$$

Если при этом соблюдаются критерии применимости теории (16), (18), то система из одного устойчивого состояния ($\Phi = -\pi/2$, $\mu_z = 0$) скачком перейдет в другое устойчивое состояние ($\Phi = \pi/2$, $\mu_z = 0$), минуя длительный процесс затухающих колебаний.

С точки зрения функционирования САФМ в качестве ячейки памяти данный режим открывает новые возможности. Во-первых, возможно сокращение длительности сигнала, во-вторых, процесс перемагничивания не сопровождается длительным периодом релаксации в новое устойчивое состояние. Для процесса обратного перемагничивания требуется подобный импульс магнитного поля, причем направление магнитного поля не имеет значения. Знак поля определяет лишь направление вращения магнитных моментов САФМ.

5. ВЛИЯНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ САФМ

Представленная теория отражает основные моменты перемагничивания ячейки САФМ в условиях пренебрежимо малой диссипации энергии магнитной подсистемы. Выясним, как влияет учет «вязкого трения» на динамику исследуемого процесса.

Наиболее простой способ учета диссипации состоит в ведении в систему уравнений динамики магнитных моментов (15) дополнительных членов, учитывающих «силу трения». В соответствие с общей методикой, формулируется диссипативная функция $F \sim \Gamma_1\dot{\Phi}^2 + \Gamma_2\dot{m}_z^2 + \Gamma_3\dot{\chi}^2 + \Gamma_4\dot{l}_z^2$ (где Γ_i — феноменологические параметры, которые имеют смысл коэффициентов диссипации).

В свою очередь, учет функции F приведет к изменениям в системе уравнений (15):

$$\begin{cases} \frac{d\Phi}{d\tau} + \lambda_1 \frac{d\mu_z}{d\tau} + \mu_z = h_0 \Delta t \omega_0 \delta(\tau), \\ -\frac{d\mu_z}{d\tau} + \lambda_2 \frac{d\Phi}{d\tau} - \sin \Phi \cos \Phi = 0, \end{cases} \quad (22)$$

где $\Gamma_i \sim \lambda_i$ — диссипативные константы, приведенные к безразмерному виду. Здесь и в дальнейшем будем полагать, что диссипация слаба, так что $\lambda_1, \lambda_2 \ll 1$.

Относительно переменной Φ мы имеем систему нелинейных уравнений (22). Однако ее решение можно существенно упростить, если принять, что в результате импульса магнитного поля угол Φ от начальной величины $-\pi/2$ скачком меняется на $\Delta\Phi = h_0 \Delta t \omega_0$, так что $|\Delta\Phi - \pi| = |\beta_0| \ll 1$ и система оказывается в окрестности нового положения равновесия.

Таким образом, значение угла Φ будем искать в виде

$$\Phi(\tau) = -\pi/2 + \pi\Theta(\tau) + \beta(\tau), \quad (23)$$

где $\Theta(\tau)$ — тета-функция Хевисайда, $1 \gg \beta$ — малая величина, характеризующая отклонение намагниченности от равновесного значения $\pi/2$.

После подстановки (23) в (22) получим систему линейных уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\beta}{d\tau} + \lambda_2 \frac{d\mu_z}{d\tau} + \mu_z = \beta_0 \delta(\tau), \\ -\frac{d\mu_z}{d\tau} + \lambda_1 \frac{d\beta}{d\tau} + \beta = -\lambda_1 \pi \delta(\tau). \end{cases} \quad (24)$$

Система (26) эквивалентна уравнению второго порядка

$$\left(\frac{d^2}{d\tau^2} + 2\lambda \frac{d}{d\tau} + 1 \right) \beta = \beta_0 \frac{d}{d\tau} \delta(\tau) - \lambda_1 \pi \delta(\tau), \quad (25)$$

где $2\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$, при записи (25) члены, пропорциональные $\lambda_i \lambda_j$, $\lambda_i \beta_0$, были опущены.

С той же точностью решение уравнения (25) имеет вид

$$\beta(\tau) = -a_0 \exp(-\lambda\tau) \cos(\tau - \delta), \quad (26)$$

где $a_0 = \sqrt{(\lambda_1 \pi)^2 + \beta_0^2}$ — начальная амплитуда колебаний, δ — сдвиг фазы колебаний, определяемый соотношением $\text{tg } \delta = \lambda_1 \pi / \beta_0$.

Таким образом, при соответствующих параметрах импульса магнитного поля, когда $h_0 \Delta t \omega_0 \rightarrow \pi$, а $\beta_0 \rightarrow 0$, амплитуда остаточных колебаний, сопровождающих процесс перемагничивания, определяется диссипативными параметрами системы и имеет малую величину $a_0 \approx \pi \lambda_1$. В этом случае данный колебательный процесс не стоит принимать во внимание.

6. ОПТИМИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССАМИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ САФМ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ПОЛЕ

Современные синтетические антиферромагнитные системы, как правило, приготовлены из пермаллоя, т. е. из материала с большой намагниченностью насыщения. Поэтому удовлетворение условий (18) в технологическом плане представляет сложную задачу. В данном разделе предложен способ снижения амплитуды импульсного сигнала путем подбора для него оптимальной формы.

Напомним, что основная задача в организации процесса управления намагниченностью заключается в осуществлении перевода САФМ из состояния $\mathbf{1} = (-2, 0, 0)$ в состояние $\mathbf{1} = (2, 0, 0)$ импульсом перпендикулярного поля с исключением длительных релаксационных процессов.

В терминах угловых переменных задача формулируется как перевод системы из положения $\Phi = -\pi/2$ в положение $\Phi = \pi/2$ при фиксированном значении $\chi = \pi/2$. Для исследования этого процесса воспользуемся уравнениями динамики намагниченности (15), положив при этом, что импульсный сигнал имеет специальный вид:

$$h_z(\tau) = -h_0 / \text{ch}(\nu\tau), \quad (27)$$

где h_0 — амплитудное значение импульсного сигнала, ν — параметр, характеризующий длительность импульса.

В данном случае система уравнений (15) сводится к уравнению второго порядка:

$$-\frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \sin \Phi \cos \Phi = -\frac{h_0 \nu}{\sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)} \text{ch}^2(\nu\tau)}. \quad (28)$$

Уравнение (28) — нелинейное, неоднородное, со специальной правой частью.

Потребуем, чтобы решение уравнения (28) удовлетворяло начальным и конечным условиям:

$$\Phi = \begin{cases} -\pi/2, & \tau \rightarrow -\infty, \\ \pi/2, & \tau \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (29)$$

Такое решение будем искать в виде

$$\Phi(\tau) = -\pi/2 + 2 \arctg(e^{\nu\tau}). \quad (30)$$

Подставляя (30) в уравнение (28), находим, что оно обращается в тождество при условии

$$h_0 = (\nu + 1/\nu) \sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)}. \quad (31)$$

Таким образом, соотношение (31) устанавливает связь между параметрами амплитуды h_0 и длительности ν полевого сигнала (27), необходимого для перевода системы из одного устойчивого положения в другое. Данный переход не сопровождается длительным колебательным релаксационным процессом.

Из анализа равенства (31) следует, что существует оптимальная длительность сигнала $\nu = 1$, позволяющая осуществлять перемагничивание сигналом с минимальной амплитудой

$$(h_0)_{min} = (H_0/4\pi M_s) = 2\sqrt{N_y - N_x - (\gamma_y - \gamma_x)}. \quad (32)$$

Согласно проведенным ранее оценкам, для типичных образцов САФМ имеем $(h_0)_{min} \sim 0.1-0.2$, что соответствует примерно 1000–2000 Э.

Кратковременные импульсы магнитного поля с такой амплитудой можно получить циркулярно поляризованным лазерным излучением большой мощности на основании обратного эффекта Фарадея [13]. Возможность перемагничивания ферромагнитных гранул таким способом показана в работе [14]. Нетепловое возбуждение колебаний намагниченности пикосекундным импульсом циркулярно поляризованного лазерного излучения экспериментально подтверждено в работах [15, 16].

Если для изготовления ячеек САФМ использовать материалы с малой намагниченностью насыщения (например, феррит-гранатовые пленки, у которых $4\pi M_s \sim 300$ Гс), то амплитуду магнитного поля можно снизить до 30–60 Э.

В заключение раздела отметим, что процесс перемагничивания можно проводить, используя сигналы, близкие по форме к описываемым выражением (27) (например, гауссиан), однако переход в новое устойчивое состояние будет сопровождаться затухающими колебаниями в его окрестности.

Следует отметить, что эффект сверхбыстрого перемагничивания импульсным полем не является специфической особенностью антиферромагнитных систем. Подобную динамику намагниченности можно наблюдать и в отдельном ферромагнитном диске.

Чтобы не проводить дополнительных расчетов, формально, переходя к пределам $\gamma_x, \gamma_y \rightarrow 0$, получим систему из двух не взаимодействующих слоев. При этом все результаты, полученные для САФМ, останутся в силе.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, продемонстрирована принципиальная возможность управления ячейкой САФМ при использовании внешнего перпендикулярного магнитного поля в импульсном режиме. Рассчитаны значения эффективной потенциальной энергии для

равновесных состояний САФМ на магнитной подложке. Найден критерий, определяющий длительность и амплитуду импульса магнитного поля, необходимые для перемагничивания ячейки синтетического антиферромагнетика. Сформулированы условия применимости развитой в работе теории. Показано, что процесс перемагничивания можно реализовать в безынерционном режиме, минуя длительную релаксацию САФМ в новое положение равновесия. Ожидается, что предложенный в работе новый метод переключения состояния синтетического антиферромагнетика может существенно расширить возможности систем магнитной памяти с полевым контролем.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. N. Engel et al., IEEE Trans. Magn. **41**, 132 (2005).
2. D. C. Worledge, IBM J. Res. & Dev. **50**, 69 (2006).
3. V. Korenivski and D. C. Worledge, Appl. Phys. Lett. **86**, 252506 (2005).
4. A. Konovalenko et al., Phys. Rev. B **80**, 144425 (2009).
5. Ю. И. Джежеря, К. О. Демишев, В. Н. Корневский, ЖЭТФ **142**, 318 (2012).
6. S. S. Cherepov, B. C. Koop, Y. I. Dzhezherya, D. C. Worledge, and V. Korenivski, Phys. Rev. Lett. **107**, 077202 (2011).
7. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev et al., Nature Phys. **5**, 727 (2009).
8. Takuya Satou, Sung-Iin Cho, Ryugo Iida et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 077402 (2010).
9. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **88**, 286 (2008).
10. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
11. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985).
12. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
13. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **39**, 1450 (1960).
14. Ю. И. Горобец, Ю. И. Джежеря, А. Ф. Кравец, Металлофизика и новейшие технологии, **25**, 27 (2003).
15. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov et al., Nature **429**, 850 (2004).
16. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, Usachev et al., Nature **435**, 655 (2005).