

УДК 537.62

© 1990

О РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОНСТАНТАХ И ТОРМОЖЕНИИ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

*В. Г. Барьяхтар, В. А. Бродовой, Б. А. Иванов,
И. В. Круценко, К. А. Сафарян*

Проанализированы механизмы релаксации доменной стенки в ферромагнетиках в рамках феноменологического подхода. Показано, что обсуждавшиеся ранее механизмы не могут объяснить полностью экспериментальные данные. Обсужден новый диффузионный механизм торможения доменной границы.

1. Феноменологический подход, базирующийся на уравнении Ландау—Лифшица, широко применяется в физике магнетизма [1]. Если динамика и релаксация спиновых волн линейной теории начиная с 60-х годов описывается, как правило, на основе микроскопического подхода [1], то для описания динамики и торможения доменных границ (ДГ) феноменологический подход является основным и в настоящее время [2]. Известно, однако, что использование релаксационного слагаемого в форме Ландау—Лифшица (или в эквивалентной форме Гильберта) приводит к ряду противоречий, в частности дает неправильную зависимость затухания спиновой волны γ_k от ее волнового вектора k . Широко обсуждалось также, что соответствующая релаксационная константа λ , определенная из экспериментов по ферромагнитному резонансу (ФМР) $\lambda_{\text{ФМР}}$, обычно меньше, чем константа, определяемая по подвижности ДГ $\lambda_{\text{ДГ}}$ [2]. Это побудило одного из авторов обобщить релаксационные слагаемые в уравнении Ландау—Лифшица [3]. Такое обобщение (учет обменной релаксации, характеризующейся константой λ_e) позволило получить правильную (совпадающую с той, что возникает при последовательном микроскопическом расчете) зависимость декремента затухания линейной спиновой волны γ_k . Для легкоосного ферромагнетика получено, что

$$\gamma_k = [\lambda_r + \lambda_e (ak)^2] \omega_k = \lambda_{\text{эфф}}(k) \omega_k, \quad (1)$$

ω_k — частота спиновой волны, a — постоянная решетки, λ_r — релаксационная константа релятивистской природы; можно считать, что λ_r совпадает с λ . Кроме того, учет λ_e приводит к аддитивному вкладу в коэффициент вязкости ДГ, определяющийся силой вязкого трения F , действующей на единицу площади ДГ; $F = -\eta V$, V — скорость ДГ. Для 180° ДГ Блоха

$$\eta = (2M_0/g\alpha) \lambda_{\text{ДГ}}, \quad (2)$$

где $\lambda_{\text{ДГ}} = \alpha\lambda_r + (2/3)\lambda_e (a/x_0)^2$, x_0 — толщина ДГ, α — коэффициент порядка единицы [3]. Из (1) и (2) следует, что $\lambda_{\text{ДГ}} > \lambda_{\text{эфф}}(k)$ при $k=0$.

Указанный подход позволил поставить вопрос об определении релаксационных констант для некоторого класса материалов (например, для эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов, применяемых как в устройствах с движущимися доменами, так и в приборах спин-волновой электроники) и построении на этой основе последовательной феноменологической теории релаксации произвольных возмущений намагниченности. В настоящее время для λ_e , например, есть только оценки по порядку ве-

личины типа $\lambda_r \sim \lambda_r (x_0/a)^2$ [3], но этого явно недостаточно для построения количественной теории. Например, из микроскопической теории следует различная температурная зависимость γ_k при $k \rightarrow 0$ и больших k , а следовательно, различная температурная зависимость λ_r и λ_c [1].

Построение согласованной схемы должно начинаться с независимого экспериментального нахождения величин λ_r и λ_c . Однако при этом возникают определенные трудности. Обычно константу λ_r находят из ширины линии ФМР ΔH_0 [1]. Известно, что обычно в реальных магнетиках $\Delta H_0 > (\Delta H_k)_{k \rightarrow 0}$, $\Delta H_k = [\partial \omega_k / \partial H]^{-1}$, γ_k — ширина линии спиновой волны с $k \neq 0$. Величина $(\Delta H_0 / \Delta H_k)_{k \rightarrow 0}$ принимает значения в широких пределах от нескольких единиц для эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) до $10^2 - 10^3$ (для поликристаллических образцов ферритов [4]). Это отличие связывают с неоднородным уширением линии ФМР. Без сомнения, величина ΔH_k , $k \rightarrow 0$ более предпочтительна для нахождения λ_r , чем ΔH_0 . Дело в том, что именно ΔH_k и γ_k определяют диссипацию энергии (неоднородное уширение линии ФМР не связано непосредственно с диссипацией). Кроме того, эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов обязательно содержат неоднородности, во всяком случае слои вблизи поверхности и вблизи подложки существенно отличаются по своим магнитным свойствам. Форма линии ФМР в этих материалах сложная, значительно отличается от стандартной, что затрудняет получение данных о λ_r . Заметим, что использование ΔH_k , $k \rightarrow 0$ вместо ΔH_0 только увеличивает расхождение данных по релаксации спиновых волн и ДГ.

Что же касается экспериментального нахождения λ_c , то для этого, очевидно, нужно иметь данные о декременте затухания коротковолновых спиновых волн с $k > 1/x_0$. Обычно толщины эпитаксиальных пленок значительно больше x_0 и применение метода спин-волнового резонанса затруднительно. Единственным возможным методом является метод параметрического возбуждения магновов (параллельной накачки [4]). Поэтому достаточно полный анализ, включающий независимое определение релаксационных констант из различных экспериментов (по релаксации спиновых волн и торможению ДГ), может быть проведен для таких материалов, в которых можно реализовать и вязкое движение ДГ, и параллельную накачку магновов.

Попытка возбудить магновы параллельной накачкой в ЦМД материалах не увенчалась успехом [5]. Дело в том, что стандартные ЦМД материалы имеют большое затухание и малую намагниченность насыщения. В силу этого для них велико значение порога спин-волновой неустойчивости H_c (см. ниже формулу (4)), $H_c \geq H_0 > 10^2$ Э. Поэтому мы вынуждены ограничиться анализом модельной системы эпитаксиальных пленок ЖИГ. Преимущества этой системы: возможность параллельной накачки магновов, ЖИГ — традиционный объект для исследования магновов методом параллельной накачки. Специфика, затрудняющая анализ, — это сложный характер анизотропии. В отличие от ЦМД материалов, обладающих сильной одноосной анизотропией ростового происхождения, в эпитаксиальных пленках ЖИГ, как и в массивных образцах ЖИГ, основной вклад в магнитную анизотропию дает естественная кубическая анизотропия. Одноосная ростовая анизотропия хотя и присутствует [6], но мала. В силу этого в настоящее время не вполне ясна структура наблюдающихся экспериментально аномально широких 180° ДГ, имеющих довольно сложную неоднородную структуру. Однако в последнее время предложен метод создания одномерных ДГ в ЖИГ и проведены прецизионные измерения их вязкости [7]. Как мы покажем ниже, неопределенность расчета структуры ДГ не очень сильно влияет на результаты анализа.

2. Релаксационные константы ЖИГ определим по полевой зависимости порога параллельной накачки магновов. Эксперимент проводился по импульсной методике измерения ΔH_k (частота магнетрона 9.4 ГГц, длительность импульса 10 мкс, частота следования 12 Гц) на установке с использованием открытого диэлектрического резонатора (ОДР). Использование ОДР расширяет возможности измерения ΔH_k , так как позволяет

существование существенно сконцентрировать энергию генератора и увеличить амплитуду СВЧ поля на образце. В нашем случае использовался цилиндрический ОДР диаметром 3 и толщиной 1.5 мм, $\epsilon \sim 160$. Если сравнивать такую схему со стандартной с металлическим полым резонатором с добротностью $\sim 10^3$, то применение ОДР было эквивалентно увеличению мощности магнетрона на два порядка. Несмотря на это усовершенствование, надежно зафиксировать порог спин-волновой неустойчивости для ряда серийных образцов ЦМД материалов не удалось.

При исследовании образцов ЖИГ использовались серийные эпитаксиальные пленки для приборов спин-волновой электроники толщиной 9—14 мкм, выращенные на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) и (110), намагниченные до насыщения внешним полем H в направлении, перпендикулярном к поверхности пленки. Волновой вектор определяется частотой накачки ω и значением H

$$\omega_p^2 = 4 [\gamma H + \omega_e (ak)^2] [\gamma (H - 4\pi M_0) + \omega_e (ak)^2]. \quad (3)$$

Здесь γ — гиромангнитное отношение; M_0 — намагниченность насыщения; ω_e — «обменная» частота, определяющаяся константой неоднород-

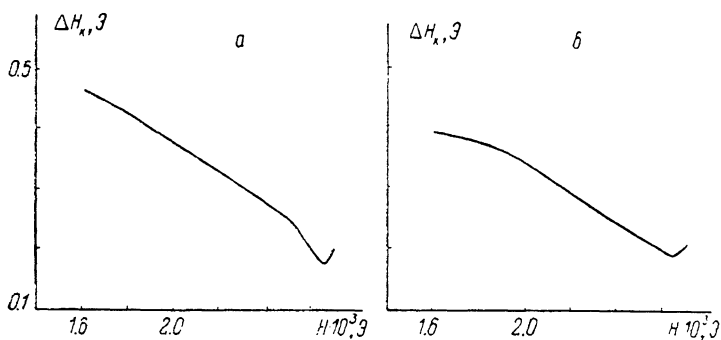


Рис. 1. Зависимость ΔH_k от внешнего магнитного поля H для пленок с ориентацией (111) (а) и (110) (б).

ного обмена A ; $\omega_e a^2 = 2A\gamma/M_0$; a — постоянная решетки. Значение k убывает с ростом H : k максимально в поле насыщения $H = 4\pi M_0$ и $k \rightarrow 0$ при $H \rightarrow H_c$,

$$H_c = 2\pi M_0 + [(\omega_p/2\gamma)^2 + (2\pi M_0)^2]^{1/2}.$$

Затухание спиновой волны γ_k определяется по порогу спин-волновой неустойчивости ΔH_k стандартной формулой $\gamma \Delta H_k = (\omega_p/4\pi\gamma M_0)\gamma_k$. С учетом (1) и (3) это позволяет записать связь ΔH_k , H и констант λ_e , λ_r в виде

$$\gamma \Delta H_k = (\omega_p^2/2\omega_m) [\lambda_r + \lambda_e \gamma (H_c - H)/\omega_e], \quad (4)$$

где H_c введено выше. Ожидаемая зависимость $\Delta H_k(H)$ близка к линейной, такие зависимости при больших k стандартно наблюдаются на экспериментах для массивных образцов ЖИГ. Отклонения от линейности при $H \simeq H_c$ в экспериментах связаны со сложной зависимостью γ_k при малых k , т. е. в области дипольной релаксации, где зависимость γ_k не описывается (1). Характер этой аномалии зависит от геометрии задачи. В нашей постановке зависимость $\Delta H_k(H)$ была близка к линейной.

Зависимость $\Delta H_k(H)$ для пленок ЖИГ типа (111) и (110) представлена на рис. 1. После обработки по методу наименьших квадратов оказалось, что наклоны кривых на линейном участке зависимости отличаются не более чем на 1 %, отличие же величин $(\Delta H_k)_{k \rightarrow 0}$ существенно больше, ~ 8 %. Это согласуется с общим выводом теории: значение обменной релаксации не должно зависеть от геометрии задачи, в величину же $(\Delta H_k)_{k \rightarrow 0}$ большой вклад вносит дипольное взаимодействие.

Значение λ_r определяется по линейному участку зависимости $\Delta H_r(H)$, конкретно при $2 \text{ кЭ} < H < 2.4 \text{ кЭ}$. Расчет по (4) дал

$$\lambda_r = 2.9 \cdot 10^{-2} \text{ или } \lambda_r a^2 = 3.9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2. \quad (5)$$

При расчете использовались значения $\omega_p = 9.4 \text{ МГц}$ и констант ЖИГ: $4\pi M_0 = 1.75 \text{ кЭ}$, $\omega_c = \gamma H_c$, $H_c = 390 \text{ кЭ}$, $a = 12.5 \text{ \AA}$, что при $A = 0.415 \times 10^{-6} \text{ эрг/см}$ согласует данные по ω_c и A .

Для нахождения λ_r воспользуемся значением ΔH_k в минимуме зависимости $\Delta H_k(H)$, т. е. при $H = H_c$. Это значение равно 0.17 и 0.19 Э для пленок типа (111) и (110) соответственно. Отсюда находятся значения λ_r , которые оказываются равными $5.3 \cdot 10^{-5}$ и $5.8 \cdot 10^{-5}$ в случае пленок на подложках (111) и (110).

Отметим, что эти значения существенно меньше, чем ширина линии ФМР ΔH_0 , $\Delta H_0 < 1 \text{ Э}$, значение которой использовали авторы [7, 8] для оценки вклада релятивистской релаксации в вязкость одномерных границ в ЖИГ. Для сравнения ΔH_0 и $(\Delta H_k)_{k \rightarrow 0}$ нами проведено измерение ширины линии ФМР для тех же образцов пленок ЖИГ. Значение ΔH_0 существенно уменьшилось после химической полировки и обработки краев пленки (минимум в три раза), $\Delta H_0 \simeq 0.5 \text{ Э}$, что почти в три раза больше, чем $(\Delta H_k)_{k \rightarrow 0}$. Это приводит к значению $\lambda_r \text{ ФМР} \simeq 1.5 \cdot 10^{-4}$, использованному авторами [7, 8]. Сказанное выше позволяет сделать вывод, что это значение завышено. Этот факт еще раз демонстрирует, что даже для совершенных монокристаллических образцов эффекты неоднородного уширения линии ФМР значительны. Тем более эти эффекты важны для эпитаксиальных пленок ЦМД материалов. Следовательно, значение $\lambda_{\text{ФМР}}$ можно использовать только для качественного описания релаксационных явлений.

3. Перейдем к рассмотрению торможения ДГ в ЖИГ. Структуру ДГ опишем на основе выражения для энергии анизотропии, включающего кубическую анизотропию с константой K и одноосную анизотропию с константой K_u

$$W_u = K_u (m_z^2 + m_y^2) - K (m_x^2 m_z^2 + m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2). \quad (6)$$

Здесь $m = M/M_0$, ось z выбрана вдоль легкой оси ЖИГ, ось x — нормаль к ДГ, оси 3, 2 и 1 совпадают с кристаллическими осями (001), (010) и (100). В силу условия отсутствия магнитных зарядов в ДГ намагниченность в ДГ разворачивается в плоскости yz . Направление m характеризуется углом θ , $m_x = \cos \theta$, $m_y = \sin \theta$, структура ДГ описывается уравнением

$$A (d\theta/dx)^2 = W_u(\theta) - W_u(0), \quad (7)$$

где $W_u(\theta)$ (6) получается из (6) при учете конкретной ориентации оси (111) относительно поверхности пленки. Для различных ориентаций получаем

$$\frac{1}{K} [W_u(\theta) - W_u(0)] = \begin{cases} (2/3 + x) \sin^2 \theta - (7/12) \sin^4 \theta, & (110), \\ (2/3 + x) \sin^2 \theta - (7/12) \sin^4 \theta - (\sqrt{2}/3) \sin^3 \theta \cos \theta, & (111), \end{cases} \quad (8)$$

$x = K_u/K$. Различие в формах эффективной энергии анизотропии связано с тем, что для пленок с нормалью к поверхности вдоль (111) (или (112)) намагниченность при развороте в блоховской ДГ проходит через еще одну эквивалентную легкую ось, а для пленки типа (110) этого не происходит. В наиболее интересном случае (пленки типа (111) или (112)) при $x = 0$ решений типа 180° ДГ нет, эта ДГ распадается на две (71° и 109°). Для этой ориентации ширина 180° ДГ конечна только при $x \neq 0$ и неограниченно возрастает при $x \rightarrow 0$. В этой ситуации использование формулы (2) для коэффициента вязкости ДГ становится не вполне однозначным и нужно пользоваться общим выражением для диссипативной функции ферромагнетика Q [3, 9, 10]

$$Q = (\gamma M_0/2) \int dr \{ \lambda_r (H_{\text{эфф}})^2 + \lambda_e a^2 (\nabla H_{\text{эфф}})^2 \}. \quad (9)$$

Здесь $H_{\text{эфф}}$ — эффективное поле, определяющееся как $-\partial W/\partial M$; $W\{M\}$ — функционал энергии ферромагнетика. Если в $H_{\text{эфф}}$ учесть только поперечную (по отношению к M) компоненту

$$H_{\text{эфф}} = (H_{\text{эфф}})_{\perp} = [M, \partial M/\partial t]/\gamma M_0^2,$$

то для $\eta = Q/SV^2$ получается

$$\eta = (M_0/\gamma) \int dx (\lambda_r (d\theta/dx)^2 + \lambda_e a^2 (d^2\theta/dx^2)^2).$$

Следовательно, при учете только поперечной компоненты $H_{\text{эфф}}$ получается что η содержит два слагаемых

$$\eta_r = (\lambda_r M_0/\gamma) (K/A)^{1/2} J_r(x), \quad J_r(x) = \int_0^{\pi} |d\theta/d\xi| d\theta,$$

$$\eta_e = (\lambda_e a^2 M_0/\gamma) (K/A)^{3/2} J_e(x), \quad J_e(x) = \int_0^{\pi} (d^2\theta/d\xi^2)^2 |d\theta/d\xi|^{-1} d\theta, \quad (10)$$

где $\xi = x(K/A)^{1/2}$.

Значения этих интегралов для пленок типа (111) и (110) как функции x приведены на рис. 2. Видно, что $J_e(x)$ и $J_r(x)$ не очень критичны к выбору x : при $x \rightarrow 0$, когда толщина ДГ неограниченно возрастает, значения J_e и J_r конечны. Более того, значения J_e и особенно J_r не очень сильно отличаются друг от друга для случаев различной ориентации пленки.

4. Перейдем к обсуждению результатов и сравнению теоретических представлений с экспериментом. Наиболее детальное и прецизионно точное измерение коэффициента вязкости ДГ проведено для одномерных ДГ в монокристаллических пластинах ЖИГ с поверхностью типа (110) [7]. Экспериментальное значение коэффициента вязкости $\eta_{\text{эксп}} \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ г/с·см² (отметим, что если не предпринять особых мер по «очистке» ДГ от неоднородностей типа блоховских линий, $\eta_{\text{эксп}}$ оказывается в 100 раз больше [8]).

Используя значения приведенных выше релаксационных констант, других параметров ЖИГ и значение $\sqrt{A/K} = 0.8 \cdot 10^{-5}$ см, для пленки типа (110) при $x \ll 1$ получаем

$$\eta_r = 0.62 \cdot 10^{-4} \text{ г/с} \cdot \text{см}^2, \quad \eta_e = 10^{-5} \text{ г/с} \cdot \text{см}^2. \quad (11)$$

Очевидно, что вклад обменной релаксации в ЖИГ мал и его учет не может объяснить различие $\eta_{\text{эксп}}$ и $\eta_r + \eta_e$ почти в 20 раз (при обработке эксперимента в [7] авторы брали завышенное в 3 раза значение η_r , полученное по ФМР, и пользовались формулой для ДГ в одноосном кристалле, что завысило J_r в 2 раза, поэтому расхождение получилось не столь сильным). Последняя оценка не носит общего характера: дело в том, что в ЖИГ аномально велико значение A/K . Значение η_e становится больше, чем η_r , уже при $x_0 \sim (A/K)M^2 < 10^{-6}$ см. Такое неравенство реально для ЦМД материалов, в которых значение A меньше, чем в ЖИГ, в константа анизотропии значительно больше. Однако очевидно, что для ЖИГ оценки (10), полученные при учете только H_{\perp} , не могут объяснить наблюдаемые значения $\eta_{\text{эксп}}$.

Анализ вклада параллельной M компоненты $H_{\text{эфф}}$ проводился в работах [9, 10]. Вычисление H_{\parallel} представляет собой весьма сложную задачу, связанную с решением неоднородного дифференциального уравнения второго порядка с переменными коэффициентами (см. формулу (8) работы [10]). В общем случае найти аналитически его решение не удастся. Но в случае ЖИГ ситуация упрощается, при $\lambda_e a^2 \ll \lambda_r (A/K)$ и малых значениях скорости ДГ значение H_{\parallel} легко находится [5]

$$H_{\parallel} = -\frac{\chi_{\parallel}}{\lambda_r} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{dW(\theta)}{dM} \right], \quad v < \lambda_r \sqrt{A/K} \gamma M_0/\chi_{\parallel}.$$

Здесь $\chi_{||}$ — продольная восприимчивость магнетика в области парапроцесса, $W(\theta)$ — сумма энергии неоднородного обмена и анизотропии. Учитывая, что $A \sim M_0^2$, $K_{||} \sim M_0^2$ и $K \sim M_0^4$, получаем

$$H_{||} = (2\gamma_{||}V/\lambda_r M_0) \frac{d}{dx} \left[A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + 2Wa(\theta) - K_{||} \sin^2 \theta \right]. \quad (12)$$

Таким образом, $H_{||} \neq 0$ и даже при малом $\chi_{||}$ значение $H_{||}$, пропорциональное отношению малых параметров $\chi_{||}$ и λ_r , может быть не мало. Отсюда возникает еще один вклад в η_i : $\eta_i = \eta_r + \eta_e + \eta_D$. Вклад η_D , обусловленный продольной восприимчивостью, можно представить в виде

$$\eta_D = (\chi_{||}^2 M_0 / \lambda_r \gamma) (K/A)^{1/2} (K/M_0^2)^2 J_d, \\ J_d = 4 \int_0^\pi \left(3 \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} - x \sin \theta \cos \theta \right)^2 \left| \frac{d\theta}{d\xi} \right|^{-1} d\theta. \quad (13)$$

Зависимость J_d от x приведена на рис. 2. Видно, что J_d сильнее зависит от x , чем J_r и J_e . Физическая природа этого канала релаксации такова: при

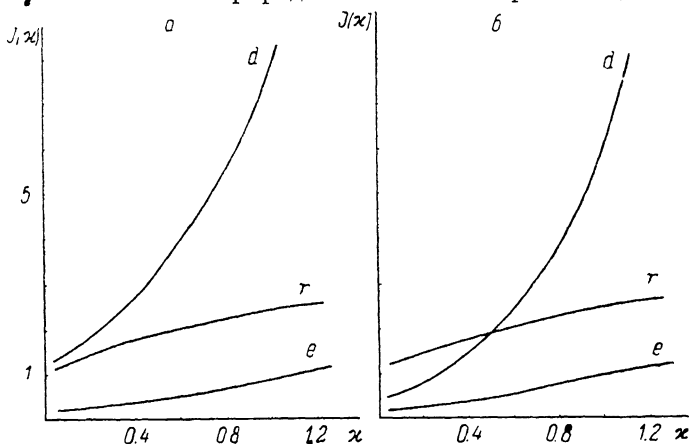


Рис. 2. Зависимости интегралов J от параметра x .

Кривые, отвечающие J_r , J_e , J_d , обозначены буквами r , e , d соответственно для пленок с ориентацией (111) (а) и (110) (б).

движении ДГ за счет изменения эффективного поля $H_{эфф}$ происходит возмущение модуля вектора намагниченности M , далее это возмущение релаксирует за счет процессов диффузии намагниченности [3, 10]. Поэтому этот вклад уместно назвать диффузионным.

В литературе нам не удалось найти экспериментального значения $\chi_{||}$ для ЖИГ, т. е. значения восприимчивости ЖИГ в области парапроцесса. Остальные параметры, входящие в η_d , известны и приведены выше, например $K/M_0^2 = 0.34$. Используя эти параметры и считая, что $x \ll 1$, можно представить следующую оценку вклада η_d для случая ЖИГ:

$$\eta_d = 0.5 \chi_{||}^2 \cdot 10^4 \text{ г/с} \cdot \text{см}^2. \quad (14)$$

Уже при малых значениях $\chi_{||} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ (такая величина получается для $\chi_{||}$ при расчете в рамках теории спиновых волн) значение η_d в 10 раз больше, чем η_r (11), и может объяснить наблюдаемую величину $\eta_{векст}$.

5. Анализ релаксационных явлений привел нас к выводу о том, что для образцов ЖИГ торможение ДГ определяется не традиционными релаксационными процессами, а диффузией намагниченности. Несмотря на некоторую неопределенность, связанную с неточным значением $\chi_{||}$, в рамках современной феноменологической теории это единственный механизм, способный описать наблюдаемое значение $\eta_{векст} \sim 10^{-3} \text{ г/с} \cdot \text{см}^2$.

Обсудим картину торможения ДГ в ЦМД материалах — эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов. В них вклады трех указанных выше механизмов — релятивистского и обменного релаксационных η_r и

η_d , диффузионного η_d — можно описать формулами (10), (13), в которых под K следует понимать константу одноосной анизотропии K_n , $K_n/M_0^2 = 4\pi q$, q — фактор качества магнитного материала. Используя стандартное значение $K_n \sim 10^6$ эрг/см³, т. е. $x_0 = \sqrt{A/K_n} \sim 10^{-6}$ см, получаем, что обменный вклад в вязкость ДГ η может преобладать над релятивистским только при $\lambda_r < \lambda_c^2/x_0^2$. Если взять λ_r такое же, как в ЖИГ, это дает неравенство $\lambda_r < 10^{-3}$. Это значение очень мало, обычно в ЦМД материалах $\lambda > 10^{-2}$.

Для вклада диффузионного механизма оценка более благоприятная. Он преобладает над релятивистским при $\lambda_r < 10\beta^2 \chi_n^2/\lambda_r$, т. е. при $\lambda_r < \lambda_r^{(c)} \simeq 3\beta \chi_n$. При $q \simeq 3$ критическое значение $\lambda_r^{(c)} \simeq 100\chi_n$. Принимая для χ_n значение $10^{-3} - 10^{-4}$, получаем, что диффузионный механизм становится преобладающим при $\lambda_r < 10^{-1} - 10^{-2}$. Согласно табл. 3.1 монографии [2], различие данных для релаксационных констант начинается при $(\tilde{\lambda}/\gamma^2) < 10^{-7}$ Э²/с·рад, где $\tilde{\lambda}$ — релаксационный параметр, связанный с безразмерным λ_r формулой $\tilde{\lambda} = \gamma M_0 \lambda_r$. Отсюда при стандартном для ЦМД материалов значении $4\pi M_0 \sim 10^2 - 10^3$ Гс получаем, что $\eta_r < \eta_l$ при $\lambda > \lambda^{(c)} \sim (10^{-7} \text{ Э}^2/\text{с} \cdot \text{рад})(\gamma/M_0) \sim 10^{-1} - 10^{-2}$. Это экспериментальное значение находится в неплохом согласии с приведенной выше качественной оценкой. Следовательно, можно полагать, что несоответствие экспериментов по релаксации движущихся ДГ и спиновых волн в редкоземельных ферритах-гранатах, как и в ЖИГ, может быть объяснено вкладом диффузионного механизма в торможение ДГ.

Для того чтобы считать этот вывод окончательным доказанным, необходимо независимое экспериментальное выделение всех трех вкладов в коэффициент вязкости ДГ η . Недавно выполнена интересная работа в этом направлении [11], где методом резонанса ДГ измеряли зависимость η от внешнего поля H_1 , приложенного в плоскости ДГ и существенно изменяющего структуру ДГ. Однако, к сожалению, приведенные экспериментальные зависимости $\eta(H_1)$ относятся только к случаю малых H_1 и позволяют отделить только вклад η_r от суммарного вклада η_n и η_d .

Мы благодарны Л. М. Дедуху, П. Д. Киму, С. Н. Ляхимцу, В. И. Никитенко, М. В. Четкину и Д. Ч. Хвану за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 182 с.
- [2] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 211 с.
- [3] Барьяхтар В. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 4. С. 1501—1504.
- [4] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 287 с.
- [5] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сафарян К. А. // Препринт ИМФ АН УССР, № 34.88. Киев, 1988. 47 с.
- [6] Колачева Н. М., Левитян Р. З., Милль Б. В., Шляхина Л. П. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 4. С. 1038—1040.
- [7] Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И., Сыногач В. Т. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 6. С. 2090—2092.
- [8] Дедух Л. М., Никитенко В. И., Полянский А. А. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 2. С. 605—608.
- [9] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. // Препринт ИТФ АН УССР, № 86-64р. Киев, 1986. 35 с.
- [10] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Соболева Т. К., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1454—1457.
- [11] Ким П. Д., Шувалов А. Г., Дрокина Т. В., Богатырева Л. А., Пак Н. Г. // Тез. докл. Всес. школы-семинара по новым магнитным материалам. Юрмала, 1986. С. 165—166.