

О ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ

В.В.Рандошкин

Процессы релаксации в ферромагнетике при феноменологическом подходе описывают диссипативным членом в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта с параметром затухания, учитывающим вклад микроскопических механизмов в релаксацию [1,2]. При малом затухании безразмерный параметр затухания α должен иметь две составляющие [3–5]. Первая из них учитывает вклад релятивистского взаимодействия, имеющего место как при однородном, так и при неоднородном распределении намагниченности. Вторая составляющая обусловлена возмущением модуля вектора намагниченности за счет изменения эффективного поля в движущейся доменной стенке (ДС) с последующей релаксацией возмущения. В [4] было предложено о соотношении этих вкладов судить по зависимости начальной подвижности ДС μ от планарного магнитного поля H_{in} , приложенного в плоскости пленки.

Первая попытка разделения этих вкладов в α дала противоречивые результаты [6]. В [7] исследован интервал значений H_{in}/H_K от 0.13 до 0.34, где H_K — поле одноосной магнитной анизотропии, и получено согласие между экспериментальными данными и результатами теории [3–5]. В [6,7] эксперименты проводились методом трансляционного продвижения цилиндрических магнитных доменов (ЦМД). Низкий порог срыва стационарного движения ДС при малом затухании не позволяет провести исследования в широком диапазоне магнитных полей.

В настоящей работе предлагается другой подход к определению параметра α при малом затухании. Он основан на измерении скорости ДС V в действующих магнитных полях H , много больших порогового поля срыва ее стационарного движения.

Если безразмерный параметр затухания превышает 1, то на кривой $V(H)$ имеются два последовательно расположенных линейных участка, а при $\alpha < 1$ между двумя линейными участками расположен нелинейный [3,5]. Начальная подвижность ДС μ для первого участка и дифференциальная подвижность ДС μ_d для второго

$$\mu_d = \alpha \cdot \gamma \cdot \Delta_0 \cdot (1 + \alpha^2)^{-1} \quad (1)$$

связаны соотношением [1,7]

$$\mu_d = \mu \cdot \alpha^2 \cdot (1 + \alpha^2)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение, $\Delta_0 = (A/K)^{1/2}$ — параметр ширины ДС, A — константа обменного взаимодействия, K — константа одноосной магнитной анизотропии. Из (1) вытекает, что с ростом параметра затухания подвижность μ_d резко увеличивается, при этом

$$\alpha = (\gamma \cdot \Delta_0 / 2\mu_d) \left\{ 1 - [1 - (2\mu_d / (\gamma \cdot \Delta_0))^2]^{1/2} \right\}. \quad (3)$$

В эксперименте определяли зависимость $V(H)$ при разных H_{in} в монокристаллической пленке феррит-граната $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$, выращенной на подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111) методом жидкофазной эпитаксии. В работе приводятся данные для образца с параметрами: толщина $h = 14.2$ мкм, характеристическая длина $l = 0.89$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 144$ Гс, константа одноосной магнитной анизотропии $K = 2.3 \cdot 10^4$ эрг/см³, гиромагнитное отношение $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, параметр ширины ДС $\Delta_0 = 3.5 \cdot 10^{-6}$ см.

Измерения проводили с помощью установки высокоскоростной фотографии [8] по методу [9,10], обеспечивающему повышенную точность измерения V и постоянство H . В исходном состоянии пленку намагничивали до насыщения полем смещения H_b , приложенным вдоль нормали к ее плоскости. Импульсное магнитное поле H_p прикладывали в противоположном направлении, а поле H_{in} — в плоскости ДС. Действующее магнитное поле с высокой точностью равно $H = H_p - H_b$ [10]. Измеряли скорость ДС домена с обратной намагниченностью (ДОН), зарождающегося на линейном дефекте.

Характерные кривые $V(H)$, полученные при разных H_{in} , приведены на рис. 1. В связи с особенностями метода [10] проведение измерений в малых полях (ниже порогового поля зарождения ДОН) невозможно, поэтому начальный линейный участок, характеризующийся подвижностью μ (именно этот участок изучался в [6,7]), не наблюдался.

В отсутствие планарного поля и при малых H_{in} форма кривой $V(H)$ была такой же, как в [11]. На первом экспериментально регистрируемом участке V слабо зависит от действующего поля, увеличиваясь с ростом H , т. е. соответствующая ему дифференциальная подвижность ДС $\mu_2 > 0$.

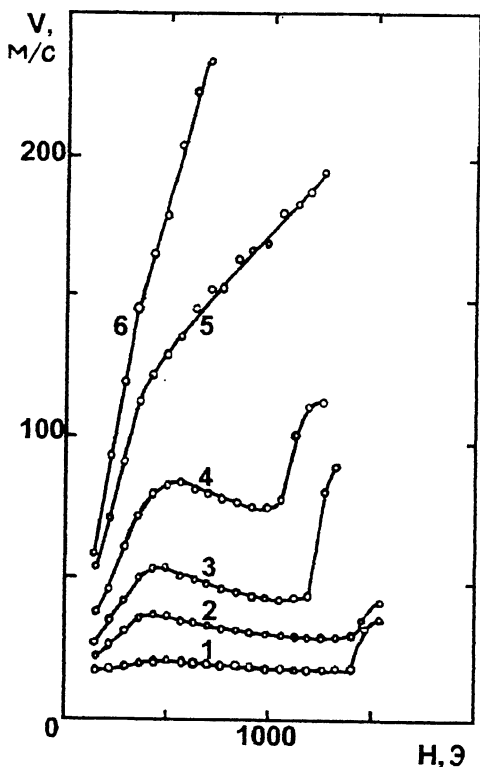


Рис. 1. Зависимость скорости ДС V от действующего магнитного поля H при разных значениях планарного магнитного поля H_{in} , Э: 1 — 100; 2 — 150; 3 — 200; 4 — 250; 5 — 300; 6 — 350.

Продолжение этого участка при всех H_{in} пересекает ось ординат выше оси абсцисс. Это подтверждает, что первый участок на кривых $V(H)$ (рис. 1) не является начальным, поэтому мы полагаем справедливость для него соотношения (1). Для этого участка движущаяся ДС остается плоской [12,13]. Когда H достигает критического значения $H_{ст}$, начинается участок с отрицательной дифференциальной подвижностью μ_3 . При этом плоская ДС теряет устойчивость и на ней при $H = H_t$ появляются пространственные искажения [11–13]. Далее при $H = H_g$ перед движущейся ДС начинают формироваться микродомены, которые, расширяясь, сливаются с “выгодно” намагниченным доменом. Как следствие, скорость расширения выгодно намагниченного домена, которая измеряется в эксперименте, резко возрастает. Локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС, приводящее к генерации микродоменов, вызывается, по нашему мнению, спиновыми волнами, излучаемыми движущейся ДС [14,15].

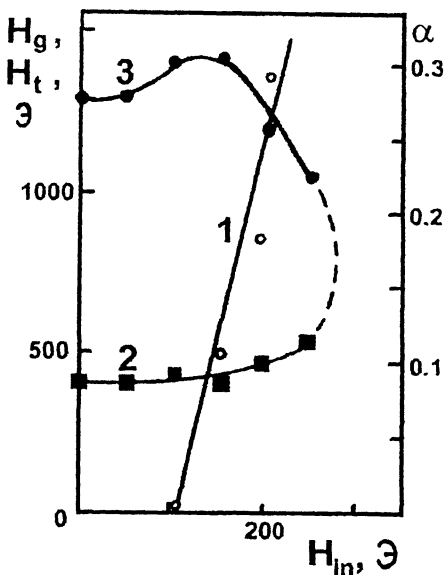


Рис. 2. Зависимости безразмерного параметра затухания α (1), пороговых полей появления изгибных искажений ДС H_{cr} (2) и генерации микродоменов перед движущейся ДС H_g (3) от планарного магнитного поля H_{in} .

Приложение планарного поля при фиксированном H приводит к росту V . При этом μ_2 монотонно увеличивается с ростом H_{in} (сравним кривые 1–6 на рис. 1). Величина μ_3 для следующего участка с ростом H_{in} сначала также увеличивается по абсолютной величине (сравним кривые 1–3) на рис. 1), достигая экстремума при $H_{in} = 250$ Э. Если первый участок на кривых 5 и 6 (рис. 1) все еще не соответствует стационарному движению ДС, то можно заключить, что при дальнейшем увеличении H_{in} величина μ_3 меняет знак, становясь положительной, при этом всегда $\mu_3 < \mu_2$. Однако ход кривых 5 и 6 на рис. 1 не позволяет с полной уверенностью утверждать это, поскольку продолжение их первых участков проходит вблизи начала координат. Если эти участки соответствуют стационарному движению ДС, то следует говорить не об изменении знака μ_3 , а об исчезновении участка с отрицательной дифференциальной подвижностью.

Важно, что μ_2 увеличивается с ростом H_{in} , следовательно одновременно увеличивается и α . Зависимость рассчитанной с помощью (3) по измеренным значениям μ_2 величины α от H_{in} приведена на рис. 2 (кривая 1).

На первый взгляд, это противоречит выводам работы [7], где при увеличении H_{in} начальная подвижность возрастала, хотя и незначительно, а параметр затухания, следовательно, уменьшался. Однако в данной работе по сравнению с [7] эксперименты проводились при более высоких действующих полях. Известны случаи, когда ДС в малых и больших полях ведет себя по-разному (см., например, [16,17]).

Усиление диссипации с ростом H_{in} подтверждается также исчезновением искажений ДС и генерации микродоменов перед движущейся ДС при $H_{in} > 270$ Э (см. кривые 2 и 3 на рис. 2). Наблюдаемые динамические доменные структуры с ростом H_{in} изменяются так же, как при постепенном повышении α путем изменения химического состава пленок [18].

Эти факты вынуждают сделать вывод о том, что приложение планарного магнитного поля к пленке с предельно малым затуханием вскрывает все новые и новые каналы диссипации по мере повышения H_{in} . В результате суммарный параметр затухания возрастает на несколько порядков величины. Форма кривых 5 и 6 на рис. 1 такая же, как для пленок с повышенным гиромагнитным отношением, для которых $\alpha > 1$ [19]. Следовательно, приложение H_{in} приводит к повышению α до такого же уровня.

При проведении экспериментов на пленках с малым затуханием наличие зависимости α от H_{in} предъявляет особые требования к устройству, формирующему импульсное магнитное поле: планарная составляющая этого поля должна отсутствовать. В связи с этим для формирования импульсного магнитного поля следует использовать пару плоских катушек, а исследуемую область пленки необходимо располагать точно в центре между катушками.

Таким образом, в настоящей работе показано, что приложение планарного магнитного поля приводит к росту безразмерного параметра затухания в диапазоне действующих магнитных полей выше уокеровского порога.

В заключение автор выражает благодарность М.В. Логунову за помощь в проведении экспериментов.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 95-02-05498а).

Список литературы

- [1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами / Пер. с англ. М.: Мир, 1982.
- [2] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
- [3] Барьяттар В.Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 4. С. 1501-1508.

- [4] Иванов Б.А., Сафарян К.А. // ФТТ. 1990. Т. 32. В. 12. С. 3507-3510.
- [5] Иванов Б.А., Сафарян К.А. // ФТТ. 1992. Т. 18. В. 7. С. 772-780.
- [6] Ivanov B.A., Stankiewicz A., Maziewski A., Petrichenko N.L., Safaryan K.A. // Ferrites. Proc. VI Int. Conf. on Ferrites. Tokyo and Kyoto. Japan, 1992. P. 775-777.
- [7] Бокоев В.А., Волков В.В., Петриченко Н.Л., Марышко М. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 22. С. 89-93.
- [8] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сизгачев В.Б. // ПТЭ. 1985. В. 5. С. 247-248.
- [9] Патент РФ 1788523 / В.В. Рандошкин. М. кл. G 11 С 11/14.
- [10] Рандошкин В.В. // ПТЭ. 1995. В. 2.
- [11] Логунов М.В., Рандошкин В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 6. С. 1237-1238.
- [12] Randozhkin V.V., Logunov M.V. // Thin Film and Beam-Solid Interactions / Ed. L. Huang. Elsevier Science Publishers B.V., 1991.V. 4. P. 273-278.
- [13] Логунов М.В., Рандошкин В.В. Магнитооптические пленки феррит-гранатов и их применение. М.: Наука, 1992. С. 107-122 (Труды ИОФАН. Т. 35).
- [14] Ходенков Г.Е. // ФММ. 1975. Т. 39. В. 3. С. 466-472.
- [15] Рандошкин В.В., Сизгачев В.Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 5. С. 1522-1525.
- [16] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Морченко А.Т., Непокойчицкий Г.А., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // ЖТФ. 1980. Т. 50. В. 2. С. 404-406.
- [17] Рандошкин В.В., Сизгачев В.Б., Чани В.И., Червопенкис А.Я. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 7. С. 70-76.
- [18] Рандошкин В.В. // ФТТ. 1996. Т. 38 (в печати).
- [19] Рандошкин В.В. // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 3. С. 652-659.

Совместная хозрасчетная
лаборатория "Магнитооптоэлектроника"
Института общей физики РАН
при Мордовском государственном
университете им. Н.П. Огарева

Поступило в Редакцию
4 июля 1995 г.