

Связь между релаксационными потерями при движении доменной границы и при ферромагнитном резонансе в пленках гранатов

© В.А. Боков, В.В. Волков, М. Марышко*, Н.Л. Петриченко

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики Чешской академии наук,
16200 Прага, Чехия

(Поступила в Редакцию 27 января 1998 г.)

Исследована подвижность доменной границы в пленках гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией и узкой линией ферромагнитного резонанса (FMR). Анализ полученных и литературных экспериментальных данных показывает, что при величине приведенного параметра диссипации Ландау–Лифшица, найденной из измерений FMR, $\Lambda_{\text{FMR}} > 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ Ое}^2 \cdot \text{с}$ подвижность доменной границы обратно пропорциональна Λ_{FMR} , что совпадает с классической теорией. При $\Lambda_{\text{FMR}} < 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ Ое}^2 \cdot \text{с}$ подвижность уменьшается с уменьшением Λ_{FMR} . Обсуждаются возможные причины такой зависимости. Предложена эмпирическая формула, описывающая связь между потерями при движении границы и потерями при FMR в случае малых Λ_{FMR} .

Параметр диссипации, входящий в уравнение движения намагниченности Ландау–Лифшица, содержится как в формуле для ширины линии FMR, так и в формуле для подвижности доменной границы; соответственно имеются два способа его определения. Вопрос об адекватности параметров диссипации, найденных из измерений подвижности и FMR, неоднократно обсуждался в литературе. Впервые параметры, полученные обоими способами, были сопоставлены в [1] при исследовании монокристаллов магнетита и никелевого феррита, а затем в [2] для марганцевого феррита. Величины, полученные из данных о подвижности, несколько отличались от найденных из измерений FMR, но были одного порядка. В [3] определялась подвижность μ стенки в монокристаллах YIG, обладающих очень узкой линией FMR, и величина μ оказалась более чем на два порядка меньше, чем это следовало из данных по FMR. Столь же большое расхождение наблюдалось и в [4] для монокристаллов YIG с небольшой добавкой ионов Yb^{3+} при температурах выше 100 К. В [5] отмечалось согласие значений параметра диссипации, найденных из измерений резонанса доменных границ и FMR для ряда редкоземельных гранатов; исключением также являлся YIG. Попытка объяснить данные измерений для YIG, предпринятая в [6], была неудачной. В [7] было показано, что в YIGдвигающаяся стенка может содержать большое число вертикальных линий Блоха (ВЛБ), которые при приложении продвигающего поля смещаются вдоль границы. Этот эффект позволил частично объяснить наблюдавшуюся относительно малую подвижность стенок, но оказалось, что и граница, не содержащая ВЛБ, имеет подвижность почти в 7 раз меньше, чем можно было ожидать, исходя из измерений FMR. Экспериментальные данные, полученные для пленок ферритов-гранатов, также были противоречивы. Например, в [8,9] и в некоторых других работах отмечалось согласие между значениями параметра диссипации, найденными из измерений FMR

и подвижности доменных границ. С другой стороны, в [10–12] параметры диссипации, полученные из измерений подвижности, заметно превышали найденные из данных по FMR. Автор теоретической работы [13] пришел к заключению, что при движении доменной границы кроме обычных релятивистских потерь, характерных для однородной прецессии, имеются еще дополнительные потери, обусловленные механизмом так называемой обменной релаксации. Согласно [14,15], в материалах с узкой линией FMR должен существовать весомый дополнительный вклад в потери, связанный с возмущением модуля вектора намагниченности из-за изменения эффективного поля вдвигающейся стенке с последующей релаксацией возмущения. В [14] сделан вывод о том, что в пленках гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией разные вклады в релаксацию можно разделить путем анализа данных о зависимости подвижности стенки от величины постоянного магнитного поля H_p , приложенного в плоскости пленки и параллельного плоскости стенки. Попытка такого разделения вкладов в потери в пленках с узкой линией FMR была предпринята в [16–18]. В [16] она была неудачной, а в [18] отмечено качественное расхождение между результатами экспериментов и выводами теории [14] относительно характера зависимости подвижности стенки от поля H_p . Наблюдалась также и количественная разница между подвижностями, найденными при $H_p = 0$ и рассчитанными по формулам из [14]. Вопрос о соотношении между релаксационными потерями при движении доменной границы и потерями при FMR оставался при этом нерешенным.

Для нахождения такого соотношения была исследована подвижность границ в пленках с разными характеристиками, в частности с разными, но малыми значениями ширины линии FMR. Измерения проведены на образцах системы YBiFeGa с ориентацией типа (111), характеристики пленок определялись стандартными методами и приведены в таблице (образцы № 3 и 4). При опре-

Сведения об исследованных образцах

Номер образца	Система	$4\pi M$, G	K , $10^3 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$	Δ , 10^{-5} cm	γ , $10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	α_{FMR}	α_{DW}	Литературная ссылка
1	YBiGa	157	10.6	0.35	1.82	0.0012	0.007	[18]
2	YBiGa	156	38.5	0.2	1.67	0.002	0.0056	[18]
3	YBiGa	320	27.3	0.28	1.84	0.0015	0.0021	
4	YBiGa	236	32.4	0.23	1.67	0.0034	0.0032	
5	YGdGa	105	0.66	1.15	1.72	0.0088*	0.0088	[9]
6	YEuTmGa	184	22.6	0.26	1.1	0.026	0.06	[19]
7	EuLuGa	440	82	0.17	1.12	0.028	0.041	[8]
8	YEuGa	160	9.03	0.44	1.21	0.03	0.0345**	[20]
9	EuLuCaGe	510	58	0.21	1.32	0.034	0.03	[8]
10	YGdTmGa	149	8.8	0.48	1.27	0.035	0.032**	[21,22]
11	EuLuAl	440	78	0.15	1.12	0.035	0.032	[8]
12	YSmLuCaGe	340	17	0.37	1.86	0.07	0.076	[8]
13	YSmCaGe	139	4.88	0.72	1.81	0.08	0.096**	[21,22]
14	YEuYbCaGe	265	12.6	0.42	1.5	0.12	0.11***	[23]
15	YSmLuCaGe	370	26	0.31	1.82	0.12	0.125	[8]
16	YEuYbCaGe	262	12.4	0.4	1.5	0.12	0.137***	[23]
17	YSmLuCaGe	400	32	0.31	1.86	0.14	0.137	[8]

Примечание. Значение α_{DW} для образца № 6 определено из данных рис. 5 в [19], для образца № 8 — рис. 2 в [20], для образца № 10 — рис. 3 в [21], для образца № 13 — рис. 1 в [21], для образцов № 14 и 16 — рис. 2 в [23].

* Измерения FMR выполнены при двух ориентациях постоянного поля: параллельной и перпендикулярной плоскости пленки; в качестве α_{FMR} взято среднее значение.

** Подвижность определялась в небольших полях H_p ; указанные значения α_{DW} найдены из вычисленных по формуле (1) величин подвижности при $H_p = 0$.

*** Измерения выполнены на ЦМД в состоянии с $S = 1$, но ввиду больших значений α_{FMR} и малых углов отклонения доменов при нахождении подвижности можно не учитывать влияния гиротропного эффекта.

делении величины параметра диссипации исключался вклад, обусловленный неоднородным уширением линии FMR. Для исследования динамики границ применялся известный метод трансляции цилиндрических магнитных доменов (ЦМД). Домены находились в состоянии S_0 с двумя ВЛБ отрицательного знака и поэтому смещались в направлении градиента ∇H продвигающего импульсного поля $H_g = r\nabla H$, где r — радиус ЦМД. Расстояние, которое проходит домен под действием импульса поля H_g , определялось методом высокоскоростной регистрации изображения, источником импульсной засветки служил лазер на растворе красителя родамин 6Ж, накачиваемый импульсным азотным лазером ИЛГИ-503. Приемником служила телекамера с высокочувствительным видиконом, полученное изображение запоминалось с помощью блока памяти и выводилось на экран монитора. Измерения проводились в присутствии постоянного поля H_p , приложенного в плоскости пленки и ориентированного перпендикулярно направлению смещения ЦМД. Как известно, приложение поля H_p приводит к увеличению поля срыва стационарного движения стенки, поэтому, начиная с некоторых значений H_p , становится наблюдаемым начальный участок зависимости скорости стенки от амплитуды импульсов $V(H_g)$, и можно определять подвижность. Кроме того, поле H_p стабилизирует структуру стенки S_0 -домена, поскольку удерживает ВЛБ на противоположных концах диаметра, перпендикулярного направлению движения ЦМД, и предотвращает перемещение ВЛБ вдоль стенки при движении домена.

Для исследуемых пленок были найдены зависимости $V(H_g)$ в широком интервале значений поля в плоскости: для образца № 3 поле H_p варьировалось в пределах от $0.17H_A$ до $0.34H_A$, а для образца № 4 — в пределах от $0.13H_A$ до $0.35H_A$, где H_A — поле анизотропии. По начальным участкам этих зависимостей были определены подвижности μ стенки в разных полях H_p ; на рис. 1 представлены данные для пленки № 3. Сопоставим их с формулами теории. В нескольких работах были полу-

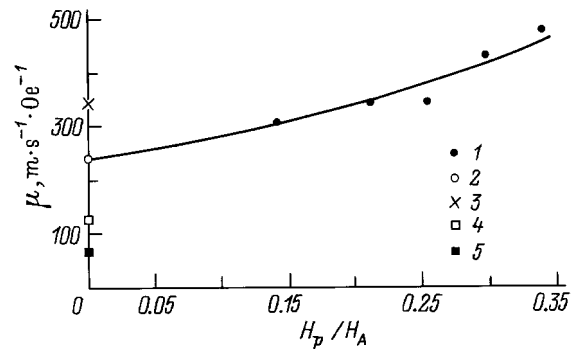


Рис. 1. Зависимость подвижности доменной границы от величины постоянного поля, приложенного в плоскости образца, для пленки № 3 из таблицы. 1 — экспериментальные значения. Сплошная линия — аппроксимация формулой (1) с использованием в качестве подгоночного параметра подвижности при $H_p = 0$, μ_{01} (2). Вычисление подвижности в поле $H_p = 0$: 3 — μ_{FMR} , 4 — μ_{02} , 5 — μ_{03} .

чены соотношения, связывающие подвижность стенки с полем H_p . Воспользуемся приведенным в [14] общим выражением

$$\mu = \mu_0 \left\{ \left[1 - \left(\frac{H_p}{H_A} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{H_p}{H_A} \arccos \left(\frac{H_p}{H_A} \right) \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь μ_0 — подвижность в поле $H_p = 0$,

$$\mu_0 = \alpha^{-1} \Delta \gamma, \quad (2)$$

где Δ — параметр ширины стенки, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр диссипации Гильберта, определяемый из измерений либо FMR (α_{FMR}), либо подвижности границы (α_{DW}). В небольших полях $H_p \ll H_A$ формула (1) переходит в известное выражение

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{\pi H_p}{2 H_A} \right). \quad (3)$$

Приведенные на рис. 1 экспериментальные значения были аппроксимированы, как и в [18], формулой (1), при этом подвижность в поле $H_p = 0$ ($\mu_0 = \mu_{01}$) использовалась в качестве подгоночного параметра. Результат аппроксимации изображен сплошной линией на рис. 1, $\mu_{01} = 240 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ое}^{-1}$. Вычисление по (2) с использованием величины α_{FMR} дает подвижность $\mu_0 = \mu_{\text{FMR}} = 340 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ое}^{-1}$ (см. рис. 1), что существенно превосходит экспериментальное значение. Рассмотрим, можно ли объяснить такое расхождение с помощью предложенного в [14,15] дополнительного механизма потерь энергии при движении стенки. Согласно [14], в присутствии поля H_p подвижность

$$\mu^{-1} = \alpha_{\text{FMR}} \left[\gamma \Delta I \left(\frac{H_p}{H_A} \right) \right]^{-1} + \alpha_\chi \left[\gamma \Delta F \left(\frac{H_p}{H_A} \right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

где $I(H_p/H_A)$ — выражение, стоящее в фигурных скобках в (1), параметр диссипации α_χ учитывает дополнительный вклад в потери (выражение для $F(H_p/H_A)$ будет рассмотрено далее). При $H_p = 0$ получаем $I(H_p/H_A) = F(H_p/H_A) = 1$,

$$\alpha = \alpha_{\text{DW}} = \alpha_{\text{FMR}} + \alpha_\chi, \quad (5)$$

$$\mu_0 = \Delta \gamma (\alpha_{\text{FMR}} + \alpha_\chi)^{-1}. \quad (6)$$

В [15] были рассмотрены два возможных предельных случая. В первом из них, когда преобладают процессы примесной релаксации, имеем

$$\alpha_\chi = \alpha'_\chi = \frac{32}{15 \alpha_{\text{FMR}}} \left(\frac{\chi H_A}{M} \right)^2, \quad (7)$$

где $4\pi M$ — намагниченность насыщения, а χ — продольная восприимчивость в области парапроцесса, описываемая выражением [16]

$$\chi = \frac{k T M^2}{32 \pi (K A^3)^{1/2}}. \quad (8)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, T — температура, K — константа анизотропии, A — обменная константа.

Подвижность, вычисленную по формулам (6) и (7), будем обозначать μ_{02} . Функция $F(H_p/H_A)$, стоящая в правой части формулы (4), в небольших полях в плоскости $H_p \ll H_A$ и при скорости стенки $V < V_c = 0.5\pi \Delta \gamma H_p$ (V_c — максимальная скорость стационарного движения стенки в поле $H_p \gg 8M$) может быть представлена здесь как

$$F \left(\frac{H_p}{H_A} \right) = 1 + \frac{75\pi H_p}{64 H_A}. \quad (9)$$

Для более высоких полей H_p вид этой функции не был установлен.

Во втором предельном случае, когда преобладают процессы собственной релаксации,

$$\alpha_\chi = \alpha''_\chi = 2.5 \alpha'_\chi. \quad (10)$$

Подвижность, вычисленную по формулам (6), (7) и (10), обозначим как μ_{03} . Выражение для $F(H_p/H_A)$ в (4) имеет в этом случае громоздкий вид (см. формулу (7) в [9]), и мы его не приводим.

Если считать, что преобладают процессы примесной релаксации и поле $H_p = 0$, то для пленки № 3 вычисления дают величину $\mu_{02} = 128 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ое}^{-1}$. Если считать, что преобладают процессы собственной релаксации, то вычисления дают $\mu_{03} = 65 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ое}^{-1}$. Оба эти значения меньше экспериментальной подвижности стенки (рис. 1).

Экспериментальная зависимость подвижности границы от величины постоянного поля, приложенного в плоскости пленки, сопоставлена с полученными путем вычислений на рис. 2. Здесь для удобства сравнения представлены зависимости приведенной подвижности μ/μ_{0i} ($i = 1, 2, 3$) от отношения H_p/H_A . Кривая 1 представляет расчет по формуле (1), а темными кружками обозначены отношения экспериментальных значений

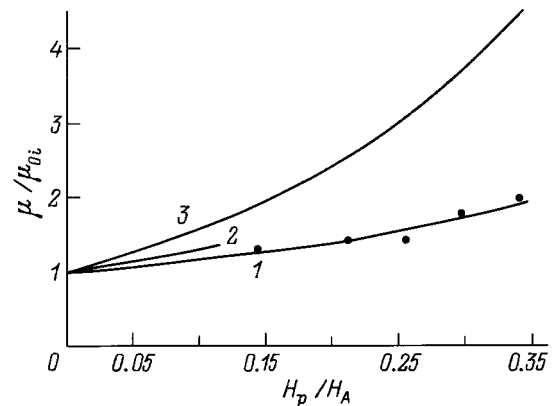


Рис. 2. Зависимость приведенной подвижности доменной границы μ/μ_{0i} , где $i = 1, 2, 3$, от отношения постоянного поля, приложенного в плоскости пленки, к полю одноосной анизотропии для пленки № 3 из таблицы. 1 — расчет по формуле (1), темные кружки — отношения экспериментальных значений подвижности к μ_{01} , 2 — расчет по формулам (4), (6), (7) и (9), 3 — расчет по формулам (4), (6) и (10). Функция $F(H_p/H_A)$ вычислена по формуле (7) из [9].

подвижности к μ_{01} . Для обоих случаев с дополнительным механизмом потерь были проведены вычисления по формуле (4), их результаты представлены кривыми 2 и 3. Видно, что экспериментальная подвижность стенки существенно слабее зависит от поля в плоскости, чем это следует из формул теории [14,15]. Таким образом, подтверждается вывод [18] о том, что зависимость подвижности от поля H_p лучше всего описывается выражением (1).

Экспериментальная зависимость $\mu(H_p/H_A)$ для пленки № 4 из таблицы была определена таким же образом, как и для пленки № 3. Результаты измерений также аппроксимировались формулой (1), и в этом случае используемая в качестве подгоночного параметра подвижность μ_{01} составила $120 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ое}^{-1}$ и совпала с вычисленной по формуле (2) с $\alpha = \alpha_{\text{FMR}} : \mu_{\text{FMR}} = 113 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Ое}^{-1}$. По этой причине для образца № 4 не проводился анализ результатов измерений, аналогичный описанному выше.

Для пленок № 3 и 4 и для изучавшихся ранее в [18] пленок № 1 и 2 по полученным из экспериментальных данных значениям подвижности μ_{01} с помощью формулы (2) в были найдены параметры диссипации α_{DW} , которые приведены в таблице.

Обсудим теперь результаты настоящей работы и работы [18] вместе со сведениями, имеющимися в литературе. Известен целый ряд работ по динамике доменной стенки в пленках гранатов разного состава с перпендикулярной магнитной анизотропией, в которых можно найти данные как об экспериментальных значениях μ , так и о величинах параметра диссипации, найденных из измерений FMR на этих же пленках. Для анализа мы использовали результаты, полученные в [8,9,19–23], где измерения проводились с применением либо высокоскоростной фотографии, либо резонанса доменных границ в малых полях и где содержатся необходимые для вычислений

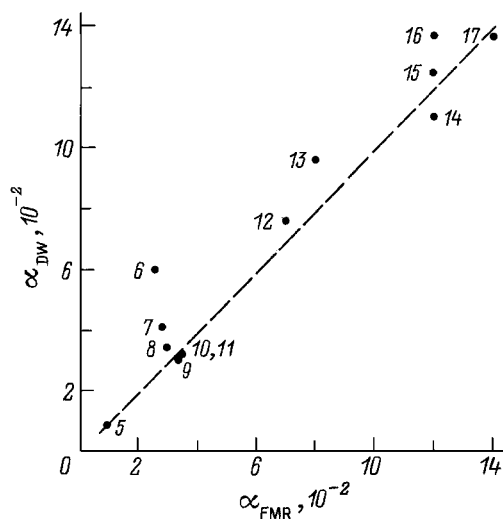


Рис. 3. Соотношение между значениями параметра диссипации Гильберта α_{DW} и α_{FMR} для пленок № 5–17 из таблицы. Числа у точек — номера пленок (см. таблицу).

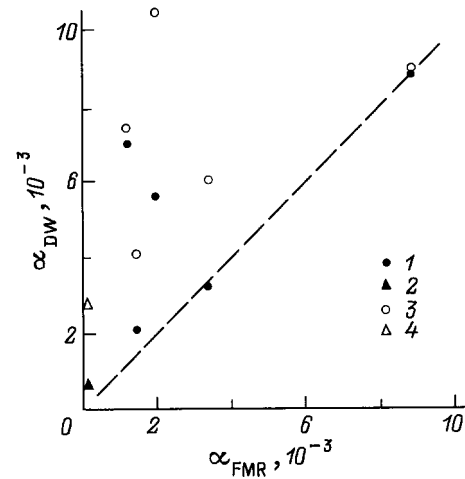


Рис. 4. Соотношение между значениями параметра диссипации Гильберта α_{DW} и α_{FMR} для образцов с относительно узкой линией FMR. 1 — пленки № 1–5 из таблицы, 2 — образец YIG из [7] (значения $\alpha_{\text{FMR}} = 9.4 \cdot 10^{-5}$ и $\alpha_{\text{DW}} = 6.2 \cdot 10^{-4}$ определены по приведенным в этой работе данным о подвижности стенки и параметрах материала), 3, 4 — расчет α_{DW} по формулам (5) и (7).

сведения о магнитных характеристиках образцов. Параметры пленок, исследованных в [8,9,19–23], приведены в таблице (образцы № 5–17).

На рис. 3 сопоставлены значения параметра диссипации Гильберта, найденные из измерений FMR и подвижности для пленок № 5–17 из таблицы. На рис. 4 сравнение α_{FMR} и α_{DW} проведено для образцов с узкой линией FMR: исследованных в настоящей работе и в [18], для образца YIG из [7] и для пленки № 5; приведены также параметры α , вычисленные для этих образцов по формулам (5) и (7). Как видно, при $\alpha_{\text{FMR}} > 3 \cdot 10^{-3}$ можно говорить о совпадении величин, полученных из измерений ширины линии FMR и подвижности доменной границы. Точка для образца № 6 здесь явно выпадает, что, видимо, связано с какими-то причинами методического характера. Вероятно, этим же объясняются и упомянутые выше данные работ [10–12], так как указанные в них значения α_{FMR} образцов велики и принадлежат области на рис. 3, где полученные обоими способами параметры диссипации совпадают.

Из рис. 4 видно, что у образцов с узкой линией FMR имеются заметные отличия параметров α_{FMR} и α_{DW} , но между их величинами нет закономерной связи. Интересно, что связь между потерями при движении стенки и при FMR можно обнаружить, если использовать для описания потерь так называемый приведенный параметр диссипации Ландау–Лифшица Λ . Как известно, при $\alpha \ll 1$

$$\Lambda = \alpha M \gamma^{-1}, \quad (11)$$

$$\mu_0 = \Lambda^{-1} M \Delta. \quad (12)$$

Параметр Λ также выражается через параметр диссипации Ландау–Лифшица λ как $\Lambda = \lambda / \gamma^2$. Важное

отличие между разными параметрами диссипации видно из данных об их связи с магнитными характеристиками образцов. Так, в [24] было установлено, что отношение α/γ не зависит от γ , т.е. $\alpha \sim \gamma$. В [25] из сопоставления результатов измерений ширины линии FMR ΔH_{FMR} и $4\pi M$ на разных образцах был сделан вывод о том, что уменьшение $4\pi M$ на порядок величины влечет за собой увеличение ΔH_{FMR} также на порядок величины; это означает, что $\alpha^{-1}\gamma \sim M$. В [26] вариации состава пленок позволили изменять $4\pi M$ почти в 7 раз, величина γ при этом не менялась, и найденное из измерений резонанса доменных границ значение параметра диссипации $\lambda = \alpha\gamma M$ оставалось постоянным. В [27] изучалась связь ΔH_{FMR} с намагниченностью, изменявшейся путем варьирования состава пленок, и был сделан вывод о том, что величина Λ не зависит от $4\pi M$, γ и частоты.

Мы также исследовали влияние намагниченности на ширину линии FMR на пленках систем YEuFeGa и YSmFeGa (частично эти результаты упомянуты в [28]). Для изменения намагниченности применялся высокотемпературный отжиг пленок в атмосфере кислорода с последующей закалкой. Варьирование температуры отжига $T_{\text{ан}}$ позволяло изменять величину $4\pi M$ и наблюдать изменения ΔH_{FMR} на одном и том же образце. С увеличением намагниченности ширина линии FMR уменьшалась, и этот эффект являлся обратимым. В случае пленки YEuFeGa при изменении $4\pi M$ от 125 до 195 G величина α изменялась от 0.044 до 0.03, а значение γ от $1.19 \cdot 10^7$ до $1.34 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. При этом параметр Λ не менялся и был равен $\sim 0.36 \cdot 10^{-7} \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}$. Для двух пленок YSmFeGa получены следующие результаты: у одного образца изменение $T_{\text{ан}}$ в интервале от 925 до 1190°C приводило к увеличению $4\pi M$ от 175 до 250 G, при этом α_{FMR} уменьшалось от 0.23 до 0.145, а величина Λ составляла $\sim 1.71 \cdot 10^{-7} \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}$; у другого образца изменение $T_{\text{ан}}$ от 890 до 1150°C приводило к увеличению $4\pi M$ от 157 до 212 G, величина α_{FMR} уменьшалась от 0.245 до 0.16, а параметр Λ составлял $\sim 1.74 \cdot 10^{-7} \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}$.

Таким образом, можно заключить, что по крайней мере в очень широком интервале характеристик пленок параметр диссипации Гильберта $\alpha \sim \gamma M^{-1}$, а приведенный параметр диссипации Λ не зависит от M и γ . Поэтому использование этого параметра позволяет сопоставлять данные о потерях в пленках с разными значениями намагниченности и γ . Ясно, что при сравнительно больших потерях, когда $\alpha_{\text{FMR}} = \alpha_{\text{DW}}$, переход к значениям Λ_{FMR} и Λ_{DW} приведет лишь к смещению соответствующих точек на рис. 3 и 4 относительно друг друга вдоль диагонали (это имеет место при $\Lambda_{\text{FMR}} > 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}$). В случаях же, когда $\alpha_{\text{DW}} > \alpha_{\text{FMR}}$, ситуация, как показано далее, оказывается иной.

Для пленок № 1–5 из таблицы и для образца YIG из [7] по экспериментальным значениям μ_{01} были вычислены приведенные подвижности стенки $\mu_{01}/M\Delta$. На рис. 5 показана зависимость этой подвижности от величины Λ_{FMR} . По формуле (12) была также рассчитана теоретическая

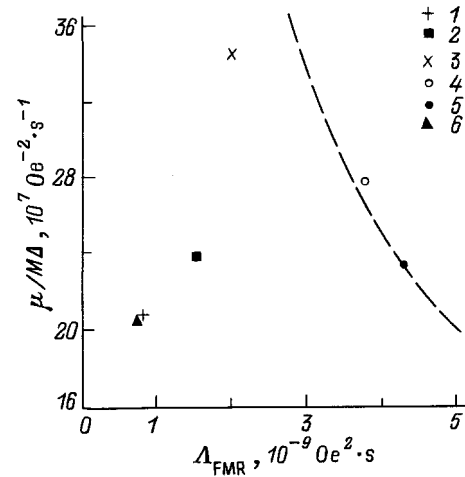


Рис. 5. Зависимость приведенной подвижности доменной границы при $H_p = 0$ от приведенного параметра затухания Ландау-Лифшица Λ_{FMR} . 1–5 — образцы № 1–5 из таблицы, 6 — YIG из [7], штриховая линия — вычисление по формуле (12) при $\Lambda = \Lambda_{\text{FMR}}$.

зависимость приведенной подвижности от Λ_{FMR} при $\Lambda = \Lambda_{\text{FMR}}$, т.е. при условии, что потери при движении стенки полностью учитываются параметром диссипации, найденным из измерений FMR. Участок этой зависимости, являющийся, естественно, отрезком гиперболы, изображен на рис. 5 штриховой линией. Представленные данные по подвижности для пленок с малыми значениями параметра Λ_{FMR} показывают, что при уменьшении параметра диссипации подвижность стенки вначале возрастает как $\Lambda_{\text{FMR}}^{-1}$, пока этот параметр не достигает некоторого граничного значения $\sim 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}$. При дальнейшем уменьшении Λ_{FMR} экспериментальное значение подвижности стенки уменьшается.

Рассмотрим возможные причины этого уменьшения подвижности. В [29], где была развита общая теория движения одномерной стенки, показано, что средняя скорость границы $\langle V \rangle \geq (\alpha + \alpha^{-1})^{-1} \Delta \gamma H$ и, когда потери при движении стенки малы, $\alpha \rightarrow 0$,

$$\langle V \rangle \simeq \alpha \Delta \gamma H. \quad (13)$$

В отсутствие потерь средняя скорость поступательного движения стенки равна нулю [29]. На первый взгляд наши данные согласуются с этими выводами. Заметим, однако, что формула (13) была получена для нестационарного движения стенки, а экспериментальные значения подвижности стенки на несколько порядков превышают вычисленные по (13). Формула такого же вида ($\langle V \rangle \sim \alpha B H$, где в коэффициент B входит ряд характеристик пленки) была получена и в теории [30] для двумерной стенки. Она также относилась к области нестационарного движения, когда в стенке происходят периодическая генерация, перемещение и аннигиляция линий Блоха. И в этом случае теоретические значения

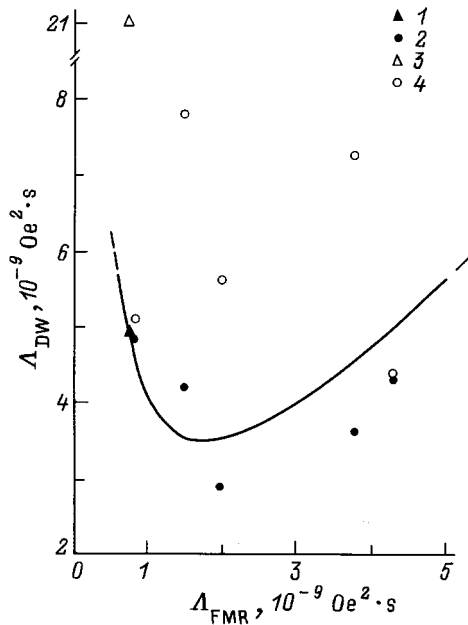


Рис. 6. Соотношение между значениями приведенного параметра затухания Ландау–Лифшица Λ_{DW} и Λ_{FMR} . 1 — YIG из [7], 2 — пленки № 1–5 из таблицы (порядковый номер пленки возрастает слева направо по мере увеличения Λ_{FMR}), сплошная линия — аппроксимация формулой (14), 3, 4 — расчет Λ_{DW} по формуле (11) с учетом (5) и (7): YIG из [7] (3), пленки № 1–5 (4).

подвижности получаются, по оценкам, почти на три порядка меньше, чем экспериментальные.

Эффект уменьшения подвижности при малых Λ_{FMR} можно также попытаться объяснить, предположив, что потери при движении стенки в этой области отличаются от потерь при FMR. По экспериментальным значениям подвижности μ_{01} и по формуле (12) можно вычислить параметры Λ_{DW} для YIG и пленок № 1–5. На рис. 6 показано соотношение этих параметров с соответствующими значениями Λ_{FMR} . Полагая, что при очень малых Λ_{FMR} подвижность стенки можно считать пропорциональной этому параметру (см. рис. 5), и учитывая, что при увеличении потерь при FMR $\Lambda_{DW} = \Lambda_{FMR}$, связь между этими параметрами можно выразить простейшей формулой

$$\Lambda_{DW} = \Lambda_{FMR} + \frac{C}{\Lambda_{FMR}} \quad (14)$$

(кривая на рис. 6), где C — подгоночный параметр, равный $3 \cdot 10^{-18} \text{ Oe}^4 \cdot \text{s}^2$. Соотношение (14) похоже на формулу (5), записанную с учетом (7). Поэтому на рис. 6 приведены также значения параметра диссипации, вычисленные с помощью формул (5), (7) и (11), т.е. для случая, когда по теории [15] преобладают процессы примесной релаксации (для второго рассмотренного в теории случая величины Λ_{DW} получаются примерно в 2 раза больше, и они не показаны на рис. 6). Видно, что иногда вычисленные параметры близки к полученным из измерений подвижности. Точного соответствия величин,

по-видимому, трудно было ожидать, хотя бы из-за приближений, сделанных при получении формулы (8). Таким образом, уменьшение подвижности при малых Λ_{FMR} в принципе можно было бы объяснить проявлением в этой области дополнительного эффективного механизма потерь при движении границы, типа предложенного в [15]. Однако, как показано в настоящей работе и в [18], экспериментальная зависимость подвижности стенки от постоянного поля, приложенного в плоскости образца, слабее, чем это следует из теории [14,15].

Итак, когда приведенный параметр диссипации Ландау–Лифшица Λ_{FMR} , полученный из измерений FMR, меньше некоторого граничного малого значения, подвижность доменной стенки возрастает с увеличением параметра Λ_{FMR} . К такому же результату приводит общая теория движения стенки, но для нестационарного режима, и при этом теоретическая подвижность оказывается на несколько порядков меньше экспериментальной. Другое возможное объяснение эффекта — появление при движении стенки механизма потерь, дополнительного к существующему при однородной прецессии. Однако теория, где был предложен такого рода механизм, предсказывает иную зависимость подвижности стенки от постоянного поля, приложенного в плоскости образца, чем это следует из экспериментов. Когда параметр Λ_{FMR} превышает граничное значение, величины параметров диссипации, полученные из измерений подвижности и FMR, совпадают. Следовательно, в данной области потери при движении стенки обусловлены тем же механизмом, что и при FMR. Подвижность стенки при этом описывается классической формулой, согласно которой с увеличением параметра диссипации подвижность уменьшается обратно пропорционально этому параметру.

Работа выполнена в рамках проекта 96-02-16890а Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] J.K. Galt. Bell. Syst. Tech. J. **33**, 5, 1023 (1954).
- [2] J.F. Dillon, H.E. Earl. J. Appl. Phys. **30**, 2, 202 (1959).
- [3] F.B. Hagedorn, E.M. Gyorgy. J. Appl. Phys. **32**, 3(S), 282 (1961).
- [4] H. Harper, R.W. Teale. J. Phys. **C2**, 11, 1926 (1969).
- [5] G.P. Vella-Coleiro, D.H. Smith, L.G. Van Uitert. Appl. Phys. Lett. **21**, 1, 36 (1972).
- [6] R.W. Teale. J. Phys. **C13**, 10, 2061 (1980).
- [7] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач. ЖЭТФ **90**, 6, 2090 (1986).
- [8] D. Challeton, H. Jouve, J. Magnin. J. Appl. Phys. **50**, 11, 7853 (1979).
- [9] В.Е. Argule, J.C. Slonczewski, W. Jantz, J.H. Spreen, M.H. Kryder. IEEE Trans Magn. **18**, 6, 1325 (1982).
- [10] В.Г. Барьяхтар, В.Л. Дорман, В.Л. Соболев. ФТТ **27**, 7, 2105 (1985).
- [11] П.Д. Ким. Автореф. докт. дис. Красноярск (1988).
- [12] Т.В. Дрокина, Ю.В. Старостин. ФТТ **23**, 4, 1195 (1981).
- [13] В.Г. Барьяхтар. ЖЭТФ **87**, 4, 1501 (1984).

- [14] Б.А. Иванов, К.А. Сафарян. ФТТ **32**, 12, 3507 (1990).
- [15] Б.А. Иванов, К.А. Сафарян. ФНТ **18**, 7, 722 (1992).
- [16] B.A. Ivanov, A. Stankiewicz, A. Mazievski, N.L. Petrichenko, K.A. Safaryan. Proc. 6th Int. Conf. on Ferrites. Tokyo and Kyoto, Japan (1992). P. 775.
- [17] В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко, М. Марышко. Письма в ЖТФ **19**, 22, 89 (1993).
- [18] В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко, М. Марышко. ФТТ **39**, 7, 1253 (1997).
- [19] K. Yu, F.B. Humphrey. J. Appl. Phys. **44**, 11, 4656 (1973).
- [20] A.P. Malozemoff. J. Appl. Phys. **48**, 2, 795 (1977).
- [21] J.C. DeLuca, A.P. Malozemoff. AIP Conf. Proc. **34**, 151 (1976).
- [22] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski, J.C. DeLuca. AIP Conf. Proc. **29**, 58 (1976).
- [23] J.Mada. Jap. J. Appl. Phys. **18**, 1, 95 (1979).
- [24] G.P. Vella-Coleiro, S.L. Blank, R.C. LeCraw. Appl. Phys. Lett. **26**, 12, 722 (1975).
- [25] Е.И. Николаев, А.И. Линник, В.Н. Саяпин. ЖТФ **64**, 6, 113 (1994).
- [26] G.P. Vella-Coleiro, D.H. Smith, L.G. Uitert. J. Appl. Phys. **43**, 5, 2428 (1972).
- [27] T. Ikeda, N. Ohta, F. Ishida, Y. Sugita. J. Appl. Phys. **51**, 10, 5502 (1980).
- [28] В.В. Волков, В.А. Боков, В.И. Карпович. ФТТ **24**, 8, 2318 (1982).
- [29] J.C. Slonczewski. Int. J. Magn. **2**, 1, 85 (1972).
- [30] A.P. Malozemoff. J. Appl. Phys. **44**, 11, 5080 (1973).