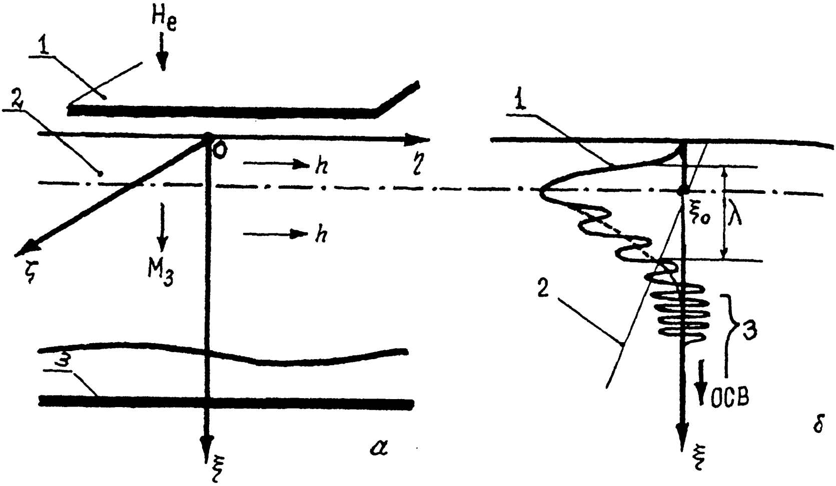
01;05.2;09;11
©1995

МЕХАНИЗМ ЭФФЕКТИВНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Ю.В.Гуляев, П.И.Зильберман, А.Г.Темирязев

В недавних экспериментах [1,2] с неоднородными пленками железоиттриевого граната (ЖИГ) было обнаружено эффективное электромагнитное возбуждение бегущих спиновых волн обменной природы. При малых длинах волн ($\leqslant 0.2\mu m$) оцененная из экспериментов эффективность возбуждения была велика, порядка 30%. Механизм такого эффективного возбуждения до сих пор не был выяснен. В работе [3] был предложен механизм возбуждения за счет закрепления спинов на поверхности пленки. Оказалось, однако, что оцененная для этого механизма эффективность возбуждения на 3 порядка меньше экспериментального значения.

В данной работе предлагается объяснение экспериментов [1,2], основанное на аналогии с работой Шлемана [4]. Как известно, в [4] описан механизм возбуждения обменных спиновых волн (ОСВ) в ферритовых образцах неэллипсоидальной формы неоднородным полем размагничивания. В интересующих нас работах [1,2] возбуждение ОСВ также происходит в неоднородной среде. При этом эффективное волновое число q волны меняется от точки к точке и в некоторых точках, называемых "точками поворота" [4–6], может становиться малым ($q \to 0$). Как было указано в [4,5], в слое с малым q возникает нескомпенсированный дипольный момент, который и осуществляет связь с возбуждающим электромагнитным полем. Однако в самих работах [4,5] причина высокой эффективности возбуждения оставалась несколько в тени. В данной работе мы хотим обратить внимание на то, что вблизи точки поворота возникает слой, в котором внешнее электромагнитное поле резонансно раскачивает "квазиоднородную" прецессию намагниченности. При этом амплитуда колебаний может быть очень большой — она ограничена, по-существу, только выносом энергии за счет излучения самих спиновых волн. Именно наличие большой амплитуды и позволяет объяснить экспериментально получаемые значения эффективности.



Рассчитываемая структура (*а*) и вид распределения переменной намагниченности по толщине ферритового слоя (*б*). *а*: *1* — металлическая полоска с СВЧ током, текущим по оси $O\xi$; *2* — ферритовый слой; *3* — металлическое основание, образующее вместе с полоской *1* линию передачи СВЧ мощности. H_e — стороннее статическое магнитное поле; M_s — вектор намагниченности в насыщенном феррите; h — однородное по толщине пленки СВЧ магнитное поле, создаваемое током в полоске. *б*: *1* — вид переменной намагниченности в фиксированный момент времени, *пунктирная линия* — плавная (нераспространяющаяся) часть переменной намагниченности; *2* — вид зависимости квадрата локального волнового числа $q^2(\xi)$ от координаты ξ: $q^2(\xi) > 0$ при $\xi > \xi_0$ и $q^2(\xi) < 0$ при $0 < \xi < \xi_0$, ξ_0 — точка поворота; *3* — зона сформировавшегося излучения ОСВ.

Рассматриваемая структура изображена на рисунке, *а*. Пусть статическое эффективное поле $H_0(\xi)$ меняется по толщине пленки, например за счет изменения поля анизотропии или намагниченности насыщения. Пусть закон изменения линейный, т. е. $H_0(\xi) = H_0 + \xi|dH_0/d\xi|$. Исходим из стандартного уравнения прецессии намагниченности Ландау и Лифшица с параметром релаксации ΔH [6]. Вводим безразмерную координату

$$z = \frac{1}{\lambda}\left(-\xi + \frac{\gamma H_0 - \omega}{\gamma|dH_0/d\xi|} - j\frac{\Delta H}{|dH_0/d\xi|}\right), \qquad (1)$$

где характерная длина $\lambda = [\alpha 4\pi M_s/|dH_0/d\xi|]^{1/3}$, α — константа неоднородного обмена (в ЖИГ $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-12}$ cm^2),

ω — круговая частота возбуждающего поля $\mathbf{h}$ (см. рисунок, *а*), γ — гиромагнитное отношение. Тогда уравнение прецессии, записанное для безразмерной циркулярной компоненты $m(z) = M^{-1} \cdot (\delta M_\eta - i\delta M_\xi)$ вектора колебаний намагниченности $\delta\mathbf{M} = (0, \delta M_\eta, \delta M_\xi)$, принимает вид

$$\frac{d^2 m(z)}{dz^2} - zm(z) = f, \tag{2}$$

где безразмерное возбуждающее поле $f = -\lambda^2 h/\alpha 4\pi M_s$. Уравнение (2) без правой части имеет в качестве фундаментальных решений функции Эйри $u(z)$ и $v(z)$ [7]. Точка поворота $z = 0$ лежит внутри феррита при $\xi = \xi_0 \equiv (\gamma H_0 - \omega)/\gamma|dH_0/d\xi| > 0$. Для неоднородных пленок ЖИГ при типичных градиентах $|dH_0/d\xi| \sim (2{-}50)$ Oe/μm и $2\Delta H \sim 0.5$ Oe получаются следующие оценки характерных параметров: $\lambda \sim (0.6{-}0.2)\mu$m и $\varkappa \equiv \lambda^{-1}\Delta H/|dH_0/d\xi| \sim (0.2{-}0.02) \ll 1$.

Пусть для простоты точка поворота находится не слишком близко к границе пленки $\xi = 0$, так что $\xi_0 > \lambda$. Тогда степень закрепления спинов на граничной поверхности $\xi = 0$ не играет роли. При $\varkappa \ll 1$ решение уравнения (2) для волны, убегающей в глубь пленки (в направлении возрастания ξ), имеет вид

$$m(z) = -f\,[u(z) + iv(z)] \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz' v(z') +$$

$$+ f \int\limits_{-\infty}^{\mathrm{Re}(z)} dz' \,[u(z)v(z') - v(z)u(z')]\,. \tag{3}$$

Перейдем к обсуждению полученного решения (3). Рассмотрим его вдали от точки поворота при $\mathrm{Re}(z) < -1$ (или $\xi - \xi_0 > \lambda$). При этом второе слагаемое в правой части (3) асимптотически стремится к $f/(-z)$. По сравнению с этой величиной первое слагаемое в (3) велико, поскольку имеет порядок $f/\sqrt[4]{-z}$. Это первое основное слагаемое по-существу представляет собой решение уравнения (2) без правой части и описывает излучаемые ОСВ. Следовательно, несмотря на то что поле $\mathbf{h}$ однородно в пределах пленки, в слое $\mathrm{Re}(z) < -1$ оно практически не оказывает влияния на колебания $m(z)$. Указанный слой можно рассматривать как зону сформировавшегося излучения (см. рисунок, *б*).

Расмотрим теперь решение (3) в слое вблизи точки поворота $|z| < 1$ [или $|\xi - \xi_0| < \lambda$]. В этом слое первое и второе слагаемые в правой части дают сравнимые вклады, причем максимум амплитуды колебаний достигается вблизи $\mathrm{Re}(z) = 0$ (или $\xi = \xi_0$, см. рисунок, *б*), т. е. там, где выполняется условие однородного резонанса $\omega = \gamma H_0(\xi_0)$. Второе слагаемое представляет собой нераспространяющуюся часть колебаний $m(z)$ — "квазиоднородную" прецессию намагниченности, возбуждаемую полем $\mathbf{h}$. Как видно, параметр λ есть не что иное, как расстояние, на которое мы можем отступить от точки поворота $z = 0$, не выходя при этом за пределы резонансного слоя. Такое расстояние определяется двумя факторами: градиентом поля $|dH_0/d\xi|$ и шириной резонансной линии. При слабой диссипации основной вклад в ширину линии дает вынос энергии из резонансного слоя за счет излучения ОСВ. Такой механизм излучения и учитывается параметром λ. Максимальная амплитуда колебаний, достигаемая вблизи $z = 0$, оценивается из (3) как $\max|\delta M_\eta - \delta M_\xi| \sim \lambda^2|\mathbf{h}|/4\pi\alpha$. Поскольку отношение $(\lambda^2/\alpha) \sim 10^2 - 10 \gg 1$, то амплитуда колебаний намагниченности получается очень большой и ограничена, как и сам параметр λ, выносом энергии из резонансного слоя за счет излучения ОСВ в прилегающую часть пленки. Таким образом, возбуждение ОСВ можно представлять себе как происходящее в два этапа. На первом этапе поле $\mathbf{h}$ резонансно раскачивает колебания магнитного момента в слое вблизи точки поворота. На втором этапе колебания в резонансно-возбужденном слое сами излучают ОСВ. Поскольку амплитуда колебаний при резонансе велика, то можно ожидать, что и излучаемый поток мощности ОСВ окажется большим.

Исходя из общего определения потока П ([8], с. 48) и подставляя в него $m(z)$ из (3), получим значение средней по времени ξ-компоненты потока в зоне излучения

$$\langle \Pi_\xi \rangle = \frac{\pi\omega M_s |h_-|^2}{|dH_0/d\xi|} \exp\left(\frac{2\Delta H\sqrt{\xi - \xi_0}}{\sqrt{4\pi M_s \alpha |dH_0/d\xi|}}\right), \qquad (4)$$

где амплитуда циркулярной составляющей поля $|h_-| = |\mathbf{h}/2|$.

Первый сомножитель в (4) совпадает с полученным из теории [4,5] (см. также [6], с. 422). Второй сомножитель описывает диссипативное затухание возбужденных ОСВ в неоднородной среде. Такое затухание при $\varkappa \ll 1$ есть основной диссипативный эффект —он становится существенным при $(\xi - \xi_0) > \lambda/4\varkappa^2$.

Взяв градиент $dH_0/d\xi| = 50$ Oe/μm и числовые значения параметров структуры из работы [3], получим $\langle \Pi_\xi \rangle = 2 \cdot 10^{-4} \omega |\mathbf{h}|^2 \mathrm{Oe}^2 \cdot \mathrm{cm/s}$. Такое знаечние потока в $2 \cdot 10^3$ раз больше, чем полученное в самой работе [3] для однородной пленки с закрепленными спинами на поверхности. Таким образом, рассмотренный механизм дает высокую эффективность возбуждения ОСВ, достаточную для объяснения экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94–02–04928–а), а также Международного научного фонда и Российского правительства (грант MSZ300).

Список литературы

[1] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Санников Е.С., Тихонов В.В., Толкачев А.В.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 10. С. 884–888.

[2] *Зильберман П.Е., Темирязев А.Г., Тихомирова М.П.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 14. С. 79–83.

[3] *Зильберман П.Е., Шишкин В.Г.* // РЭ. 1990. Т. 35. В. 1. С. 204–206.

[4] *Schlömann E.* // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1. P. 159–166.

[5] *Schlömann E., Joseph R.I.* // J. Appl. Phys. 1964. V. 35.

[6] *Гуревич А.Г.* // Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.

[7] *Фок В.А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970. 517 с.

[8] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

Поступило в Редакцию
20 июля 1995 г.