01;05;09

Поверхностные магнитостатические волны, обусловленные неоднородностью анизотропии с точкой поворота спектральной функции на поверхности ферромагнетика

© И.А. Кайбичев, В.Г. Шавров

Институт радиотехники и электроники РАН,
103907 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 3 февраля 1997 г.)

Предсказано существование поверхностных магнитостатических волн с фиксированными значениями частоты и волнового вектора в ферромагнетике с неоднородностью магнитной анизотропии, реализующей точку поворота спектральной функции на поверхности. Данный результат наиболее важен для случая, когда внешнее магнитное поле намагничивает ферромагнетик перпендикулярно его поверхности. Частота поверхностной волны определяется значением частоты объемной магнитостатической волны на поверхности ферромагнетика, а волновой вектор — поверхностными значениями локального поля магнитной анизотропии и его производной.

Введение

В СВЧ микроэлектронике широко применяются ферритовые эпитаксиальные пленки в основном железоиттриевого граната. Они выращиваются на немагнитных подложках, например, галлий-гадолиниевого граната. Существующие технологии выращивания пленок позволяют получать в основном неоднородные по толщине образцы [1,2]. Неоднородности можно создать также искусственно методом ионной имплантации [3–8]. В связи с этим появляется необходимость в исследовании свойств магнитостатических волн в неоднородных по толщине пленках. Распределение намагниченности в основном состоянии ферромагнетика в значительной степени определяется профилем константы магнитной анизотропии, при этом константу неоднородного обмена и намагниченность насыщения можно считать постоянными [6]. Поэтому будет рассмотрен ферромагнетик с неоднородностью только магнитной анизотропии. Ограничимся неоднородностями с единственной точкой поворота спектральной функции на поверхности ферромагнетика. Тем самым на поверхности ферромагнетика допускается распространение объемной магнитостатической волны (ОМСВ). Профиль неоднородности константы магнитной анизотропии подбираем таким образом, чтобы внутри ферромагнетика ОМСВ распространяться не могли. Тем самым добиваемся экспоненциального затухания магнитного потенциала волны в глубине ферромагнетика, что приводит к локализации волны вблизи поверхности. Такую волну можно отнести к классу поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ). Подобный результат наиболее интересен для ферромагнетика, намагниченного внешним магнитным полем, перпендикулярным его поверхности, так как для однородной ситуации здесь существуют только ОМСВ [9–11], а поверхностные возбуждения спиновой системы появляются лишь при учете обмена [12–16]. Таким образом, в нормально намагниченном ферромагнетике возможно существование ПМСВ, обусловленных неоднородностью магнитной анизотропии.

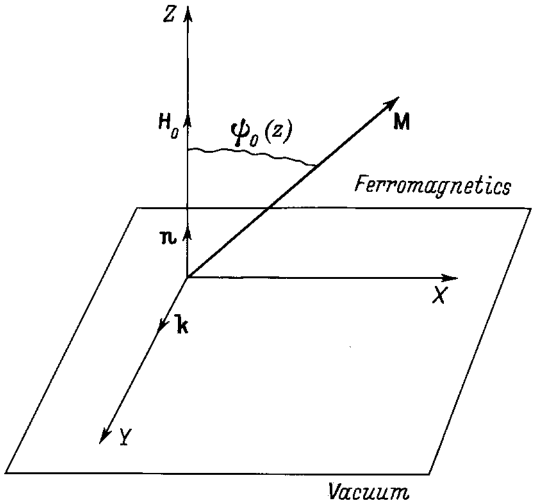
Экспериментальные и теоретические исследования ПМСВ в неоднородных пленках

В основном исследовался случай, когда внешнее магнитное поле и намагниченность имеют одинаковое направление и лежат в плоскости пленки, а сама волна распространяется в перпендикулярном к ним направлении [17–24]. Неоднородность распределения намагниченности моделируется многослойной пленкой, состоящей из двух или трех однородных слоев с различными магнитными параметрами [19–23]. Отметим, что в [17,18,24] результаты получены численными методами для заданного профиля неоднородности. Актуально получение аналитических результатов при достаточно общем виде неоднородностей.

Наибольший интерес представляет случай, когда внешнее магнитное поле намагничивает неоднородный ферромагнетик в направлении, перпендикулярном его поверхности. Неоднородность пленки железоиттриевого граната в такой геометрии учитывалась только в [25], где рассмотрены прямая и обратная спектральные задачи для прямых ОМСВ, а экспериментальные спектры интерпретируются с помощью представления о пространственной неоднородности поля одноосной анизотропии.

Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим одноосный полуограниченный ферромагнетик, занимающий область $z > 0$ (см. рисунок), с произвольным профилем неоднородности локального поля магнитной анизотропии $H_A(z) = 2K(z)/M_0$,



Геометрия задачи. Внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$: $\mathbf{n}$ — единичный вектор, характеризующий направление легкой оси z ферромагнетика, которая перпендикулярна его поверхности; $\mathbf{M}$ — намагниченность (в общем случае отклонена от легкой оси на угол $\psi_0(z)$), $\mathbf{k}$ — волновой вектор ПМСВ.

$K(z)$ — константа магнитной анизотропии, M_0 — намагниченность насыщения. Считаем, что поле магнитной анизотропии $H_A(z)$ меньше модуля размагничивающего поля $|H_M| = 4\pi M_0$. Тогда в слабых магнитных полях $H_0 < 4\pi M_0 - H_A(z)$ основное состояние является неоднородным:

$$\psi_0(z) = \pm \arccos\left(H_0/[4\pi M_0 - H_a(z)]\right), \tag{1a}$$

а в сильных полях $H_0 > 4\pi M_0 - H_A(z)$ реализуется однородное основное состояние

$$\psi_0(z) = 0. \tag{1b}$$

Последнее имеет место также в случае $H_A(z) > 4\pi M_0$ и $H_0 > 0$. В ситуации $H_A(z) > 4\pi M_0$ и $4\pi M_0 - H_A(z) < H_0 < 0$ однородная фаза (1b) метастабильна. Поэтому результаты для спектра ПМСВ в последнем случае будут справедливы только при условии малости энергии магнитных возбуждений ферромагнетика по сравнению с потенциальным барьером, препятствующим переходу ферромагнетика в однородное устойчивое состояние $\psi_0(z) = \pi$. При определении основного состояния обменное взаимодействие не учитывалось. Это возможно, если размеры ферромагнитной пленки и характерный размер неоднородности поля магнитной анизотропии L (длина на которой $H_A(z)$ изменяется от поверхностного к объемному значению) больше обменной длины $\delta = \sqrt{2A/(H_{A0}M_0)}$ (A — константа неоднородного обмена, H_{A0} — значение поля анизотропии в глубине пленки).

ПМСВ распространяются вдоль оси Y, поэтому считаем все переменные задачи пропорциональными $\exp(i\omega t - iky)$, где ω — частота, k — вволновой вектор. Рассматриваем диапазон частот до нескольких GHz, так как он обычно используется на практике [19–23]. При таких частотах волновой вектор $k < 10^5\,\text{cm}^{-1}$. В данной области вклад обменного взаимодействия мал по сравнению с другими членами магнитной энергии: диполь-дипольным и зеемановским. При рассмотрении магнитостатических волн его можно не учитывать. Будем исходить из системы уравнений магнитостатики

$$\operatorname{rot} H_M = 0, \qquad \operatorname{div}(H_M + 4\pi M) = 0, \tag{2}$$

где H_M — размагничивающее поле.

Намагниченность M удовлетворяет уравнению Ландау–Лифшица

$$\partial M/\partial t = -\gamma\left[M \cdot H_{\text{eff}}(z)\right], \tag{3}$$

где γ — гиромагнитное отношение, $H_{\text{eff}}(z) = H_0 + H_M + H_A(z)(Mn)n/M_0$ — эффективное магнитное поле, n — единичный вектор, характеризующий направление оси анизотропии ферромагнитного кристалла (направлен вдоль легкой оси ферромагнетика z).

Вектор намагниченности в основном состоянии имеет компоненты $(M_0 \sin\psi_0(z),\ 0,\ M_0\cos\psi_0(z))$, а размагничивающее поле — $(0,\ 0,\ -4\pi M_0\cos\psi_0(z))$. Отклонения вектора намагниченности $\mathbf{m}$ и размагничивающего поля $\mathbf{h}$ от этих равновесных значений считаем малыми. Линеаризуем уравнение Ландау–Лифшица (3), в результате получаем связь между компонентами векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{h}$, которую запишем в виде

$$m_i = \chi_{ij} h_j, \qquad i, j = x, y, z, \tag{4}$$

где χ_{ij} — тензор высокочастотной магнитной восприимчивости ферромагнетика.

Его компоненты равны

$$\chi_{XX} = \Gamma(z)\Omega_1(z)\cos^2\psi_0(z),$$

$$\chi_{XY} = -\chi_{YX} = \Gamma(z) i\omega\cos\psi_0(z),$$

$$\chi_{YY} = \Gamma(z)\Omega_2(z), \qquad \chi_{YZ} = -\chi_{ZY} = \Gamma(z) i\omega \sin\psi_0(z),$$

$$\chi_{ZX} = \chi_{XZ} = -\Gamma(z)\Omega_1(z)\cos\psi_0(z)\sin\psi_0(z),$$

$$\chi_{ZZ} = \Gamma(z)\Omega_1(z)\sin^2\psi_0(z).$$

Здесь использованы обозначения

$$\Gamma(z) = \gamma M_0/\left[\Omega_1(z)\Omega_2(z) - \omega^2\right],$$

$$\Omega_1(z) = \gamma\left[H_0^{(i)} + H_A(z)\cos\psi_0(z)\right]\cos\psi_0(z),$$

$$\Omega_2(z) = \gamma\left[H_0^{(i)}\cos\psi_0(z) + H_A(z)\cos 2\psi_0(z)\right],$$

а $H_0^{(i)} = H_0 - 4\pi M_0\cos\psi_0(z)$ — внутреннее магнитное поле. Отметим, что при переходе к системе координат с осью Z, совпадающей с намагниченностью основного состояния ферромагнетика, получаем практически ранее известный вид тензора высокочастотной магнитной восприимчивости [9]. Отличия, которые связаны с зависимостью поля магнитной анизотропии от вертикальной координаты z компоненты тензора магнитной восприимчивости также становятся функциями z. Подставляя (4) в уравнение магнитостатики (2), после введения магнитного скалярного потенциала Φ ($\mathbf{h} = -\boldsymbol{\nabla}\Phi$) получаем дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами

$$D^2\Phi(z) - k^2 Q(\omega, z)\Phi(z) = 0, \qquad (5)$$

где $Q(\omega, z) = 1 + 4\pi\gamma M_0\Omega_2(z)/[\Omega_1(z)\Omega_2(z) - \omega^2] + \omega D\{4\pi\gamma M_0 \sin\psi_0(z)/[\Omega_1(z)\Omega_2(z) - \omega^2]\}/k$ — функция, определяющая характер решений, назовем ее спектральной, $D^2 = \partial^2/\partial z^2$. Вид спектральной функции $Q(\omega, z)$ зависит от выбора основного состояния:

$$Q(\omega, z) = -\big[\omega_{V1}(z) - \omega\big]\big[\omega - \omega_{V2}(z)\big]/\omega^2 \qquad (6a)$$

для неоднородного основного состояния (1a) и

$$Q(\omega, z) = \big[\omega_{V2}^2(z) - \omega^2\big]/\big[\omega_{V1}^2(z) - \omega^2\big] \qquad (6b)$$

для однородной фазы (1b). Величины $\omega_{V1}(z)$ и $\omega_{V2}(z)$ в обоих случаях имеют одинаковый физический смысл: это — нижний и верхний локальные пределы спектра ОМСВ в однородной пластине с параметрами, равными их значениям в точке z. Однако их вид зависит от выбора основного состояния. Лоя неоднородного состояния (1a)

$$\omega_{Vj} = A(z) + (-1)^j\sqrt{A^2(z) - B(z)},$$

$$A(z) = 2\pi\gamma M_0 \cos\psi_0(z) D\psi_0(z)/k,$$

$$B(z) = 4\pi\gamma^2 M_0 H_A(z)\sin^2\psi_0(z), \quad D = \partial/\partial z,$$

а для однородной фазы (1b)

$$\omega_{V1}(z) = \Omega_0(z), \quad \omega_{V2}(z) = \sqrt{\Omega_0(z)\big[\Omega_0(z) + 4\pi\gamma M_0\big]},$$

где $\Omega_0(z) = \gamma[H_0 - 4\pi M_0 + H_A(z)]$ — локальная частота однородного ферромагнитного резонанса.

В начале рассмотрим однородный материал, где зависимости от z нет и $Q(\omega, z) = Q(\omega)$. В безграничном материале существует единственная ОМСВ, частота которой определяется из условия $Q(\omega) = 0$. Для пластины с $Q(\omega) < 0$ решения уравнения (5) выражаются через линейную комбинацию синуса и косинуса и описывают бесконечное число мод спектра ОМСВ [10,11]. Следует отметить, что эти волны по аналогии с упругими [26,27] занимают промежуточное положение между поверхностными и объемными, однако в литературе установился термин "объемные магнитостатические волны в пластине". В полупространстве с $Q(\omega) > 0$ решение уравнения (5) выражается через линейную комбинацию экспонент с различными знаками, оно описывает ПМСВ (если удовлетворит граничным условиям).

В неоднородной среде все несколько усложняется. Например, если существует точка z_0, называемая точкой поворота, такая что $Q(\omega, z_0) = 0$, то в точке z_0 может распространяться единственная ОМСВ. Если в некотором слое $Q(\omega, z) < 0$, то в нем существует бесконечное число мод спектра ОМСВ, а при $Q(\omega, z) > 0$ ОМСВ существовать не могут, но могут распространяться ПМСВ. Выбираем ситуацию, когда $Q(\omega, z) = 0$, а при любых других $z > 0$ спектральная функция $Q(\omega, z) > 0$. Тем самым созданы условия распространения ОМСВ на поверхности ферромагнетика, а внутри его магнитный потенциал будет экспоненциально спадать. В итоге должна получиться локализация волны вблизи поверхности, поэтому такую волну назовем поверхностной.

Сформулируем граничные условия задачи. Они заключаются в непрерывности на поверхности ферромагнетика ($z = 0$) нормальной компоненты магнитной индукции и тангенциальной компоненты напряженности магнитного поля, которые сводятся к следующим условиям для магнитного потенциала:

$$\Phi(0) = \Phi_B(0), \quad -D\Phi(0) + 4\pi m_z(0) = -D\Phi_B(0), \quad (7)$$

где $\Phi_B(z)$ — магнитный потенциал в области вакуума ($z \geq 0$).

Итак, дифференциальное уравнение второго порядка (5) со спектральной функцией (6) и граничными условиями (7) позволяет описать распространение ПМСВ в неоднородном ферромагнетике.

Спектры ПМСВ

Из всех возможных профилей локального поля магнитной анизотропии $H_A(z)$ рассмотрим только реализующие единственную точку поворота спектральной функции $Q(\omega, z)$ на поверхности ферромагнетика, т. е. $Q(\omega, z) = 0$. Это условие однозначно определяет частоту ПМСВ

$$\omega_S = \omega_{V2}(0). \qquad (8)$$

Другие значения частота ω принимать не может. Верхний локальный предел спектра ОМСВ в пластине $\omega_{V2}(0)$ имеет различные выражения (6a) или (6b) в зависимости от реализации неоднородного (1a) или однородного (1b) состояния. В глубине ферромагнетика при $z > 0$ считаем спектральную функцию $Q(\omega_S, z)$ положительной. Тогда верхний локальный предел $\omega_{V2}(z)$ при любом $z \geq 0$ должен удовлетворять неравенству

$$\omega_{V2}(z) \leq \omega_{V2}(0). \qquad (9)$$

Знак равенства имеет место только при $z = 0$. Следовательно, рассматриваемая нами ситуация реализуется только при профилях локального поля магнитной анизотропии, обеспечивающих выполнение неравенства (9) для верхнего локального предела спектра ОМСВ в пластине $\omega_{V2}(z)$.

В коротковолновом приближении $|k|L \gg 1$ (длина волны много меньше размера неоднородности L) уравнение (5) имеет решение [28,29]

$$\Phi(z) = \Phi_0 \operatorname{Ai}\Big[|k|^{2/3}\xi(z)\Big],$$

$$\xi(z) = \left[\frac{3}{2}\int_0^z dt\sqrt{Q(\omega_S, t)}\right]^{2/3}, \quad z \geq 0, \qquad (10)$$

а $\operatorname{Ai}(\alpha)$ — функция Эйри первого рода.

Вблизи поверхности при $z \to 0$ функция $\xi(z) = \sqrt[3]{DQ(\omega_S, 0)}z$, а функция Эйри представляется в виде

$$\begin{aligned}\mathrm{Ai}(\alpha) = {} & \mathrm{Ai}(0) + \left[\partial\,\mathrm{Ai}(\alpha)/\partial\alpha\right]_{\alpha=0}\alpha \\ = {} & -\frac{1}{3^{2/3}\Gamma(2/3)} - \frac{z|k|^{2/3}\sqrt[3]{DQ(\omega_S,0)}}{3^{4/3}\Gamma(4/3)},\end{aligned}$$

где $\Gamma(\varepsilon)$ — гамма-функция.

Тогда распределение магнитного потенциала ПМСВ с частотой (8) имеет асимптотики

$$\begin{aligned}\Phi(z) = {} & -\Phi_0 \\ & \times\left\{\frac{1}{3^{2/3}\Gamma(2/3)} + \frac{z|k|^{2/3}\sqrt[3]{DQ(\omega_S,0)}}{3^{4/3}\Gamma(4/3)}\right\}\end{aligned} \quad (11a)$$

вблизи поверхности ($z \to 0$),

$$\Phi(z) = \frac{\Phi_0}{2\pi}\sqrt[4]{\frac{Q(\omega_S)}{Q(\omega_S,z)}}\exp\left\{-|k|\int_0^z dt\sqrt{Q(\omega_S,t)}\right\} \quad (11b)$$

в глубине ферромагнетика ($z \gg 0$). Вне ферромагнетика для области вакуума ($z \le 0$)

$$\Phi(z) = \Psi_0\exp\{|k|z\}. \quad (11c)$$

Подстановка выражений для магнитного потенциала (11) в граничные условия (7) приводит к выражению для волнового вектора ПМСВ

$$|k| = \beta DQ(\omega_S, 0), \quad (12)$$

где $\beta = \{\Gamma(2/3)/\Gamma(4/3)\}^3/9 \approx 0.3874$.

При вычислении β использовали значения гамма-функции из [30]. Результат для волнового вектора (12) получен в коротковолновом диапазоне, где должно выполняться условие $|k| \gg L^{-1}$. Это приводит к требованию на поверхностное значение производной спектральной функции

$$DQ(\omega_S, 0) \gg [\beta L]^{-1}. \quad (13)$$

Спектр ПМСВ в ферромагнетике с неоднородным основным состоянием

Конкретизируем результаты для частоты ПМСВ (8) и модуля волнового вектора (12), а также условия (9), (13) для неоднородного состояния (1a). Спектр ОМСВ с нижним $\omega_{V1}(z)$ и верхним $\omega_{V2}(z)$ локальными пределами (7) в неоднородной среде существует, если $A^2(z) > B(z)$ или

$$H_A(z) < \pi M_0\left\{\frac{DH_A(z)}{[4\pi M_0 - H_A(z)]k}\,\mathrm{ctg}^2\,\psi_0(z)\right\}^2. \quad (14)$$

Если ограничиться областью низких полей $H_0 \ll 4\pi M_0 - H_A(z)$, то

$$\begin{aligned}H_A(z) < H_{\text{кр}} = {} & \frac{\pi M_0 H_0^4\left[DH_A(z)\right]^2}{\left[4\pi M_0 - H_A(z)\right]^6 k^2} \\ \approx {} & \frac{\pi M_0 H_0^4}{\left[4\pi M_0 - H_A(z)\right]^4 [kL]^2}.\end{aligned} \quad (15)$$

Такое условие заведомо выполнено в ферромагнетике типа "легкая плоскость" с $H_A(z) < 0$. Для коротковолновой области $kL \gg 1$ в выражении для верхнего предела $\omega_{V2}(z)$ слагаемое $A(z)$ можно считать малым. Тогда для частоты ПМСВ (8) получаем

$$\omega_S = \omega_V(0)[1 - \alpha], \quad (16)$$

где $\omega_V(0) = 2\gamma|\sin\psi_0(0)|\sqrt{-\pi M_0 H_A(0)}$ — частота ОМСВ в безграничном однородном ферромагнетике с параметрами равными их поверхностным значениям в неоднородной среде, а

$$\alpha = H_0^2 DH_A(0)\frac{\mathrm{sign}\,\psi_0(0)}{\left[4\pi M_0 - H_A(0)\right]^3 k}\sqrt{-\frac{\pi M_0}{H_A(0)}} \quad (17)$$

— малая поправка, приводящая к дисперсии $\sim k^{-1}$.

В случае отсутствия внешнего магнитного поля ($H_0 = 0$) $\omega_S = \omega_V(0)$. Для определения модуля волнового вектора по формуле (12) вычислим производную спектральной функции на поверхности, дисперсией ПМСВ в коротковолновой области можно пренебречь. В результате получим

$$|k| = -\beta\frac{DH_A(0)}{H_A(0)}\left\{1 - \frac{2H_0^2 H_A(0)}{\left[4\pi M_0 - H_A(0)\right]^3}\right\}. \quad (18)$$

Все результаты получены для коротковолнового диапазона $|k| \gg L^{-1}$. Это приводит к условию на поверхностное значение логарифмической производной локального поля магнитной анизотропии

$$D\ln\left[-H_A(0)\right] \gg \frac{1}{\beta L}\left\{1 + \frac{2H_0^2 H_A(0)}{\left[4\pi M_0 - H_A(0)\right]^3}\right\}, \quad (19)$$

т. е. локальное поле магнитной анизотропии должно возрастать вблизи поверхности. При иных значениях логарифмической производной локального поля магнитной анизотропии на поверхности коротковолновое приближение не выполняется и наши формулы неприменимы. Если условие (19) выполняется, то окончательное выражение для частоты ПМСВ получается из (16) подстановкой волнового вектора

$$\begin{aligned}\omega_S = {} & \omega_V(0)\left\{1 - \sigma\,\mathrm{sign}\,\psi_0(0)\frac{H_0^2\sqrt{-\pi M_0 H_A(0)}}{\left[4\pi M_0 - H_A(0)\right]^3}\right\}, \\ & \sigma = \mathrm{sign}\,k,\end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\omega_V(0) = 2\gamma\sqrt{-\pi M_0 H_A(0)}\left\{1 - \frac{H_0^2}{2\left[4\pi M_0 - H_A(0)\right]^2}\right\}$$

— частота ОМСВ однородного ферромагнетика с параметрами равными их значениям на поверхности неоднородной среды.

Если $\psi_0(0) > 0$, то при распространении в положительном направлении оси Y ($\sigma = +1$) частота ПМСВ ω_S (20) будет немного меньше частоты ОМСВ $\omega_V(0)$, а если волна распространяется в отрицательном направлении ($\sigma = -1$), то ω_S больше $\omega_V(0)$. В случае $\psi_0(0) < 0$ для положительного направления оси Y ($\sigma = +1$) частота ПМСВ ω_S (20) будет немного больше частоты ОМСВ $\omega_V(0)$, а для отрицательного ($\sigma = -1$) меньше. Таким образом проявляется эффект невзаимности. Он заключается в различии частот при одинаковых значениях модуля волнового вектора, но различных направлениях распространения волны. Из (20) следует, что он наблюдается только во внешнем магнитном поле H_0. Если поле отсутствует ($H_0 = 0$), то $\omega_S = \omega_V(0)$ и эффекта невзаимности нет.

Условие (11), обеспечивающее положительность спектральной функции при отсутствии внешнего магнитного поля ($H_0 = 0$), выполняется для любого профиля локального поля магнитной анизотропии с

$$H_A(z) \geq H_K = H_A(0). \tag{21}$$

В области низких полей $H_0 \ll 4\pi M_0 - H_A(z)$ несколько изменяется выражение для критического поля

$$H_K = H_A(0) - \frac{H_0^2 H_A(0)\sqrt{-\pi M_0 H_A(0)}}{\left[4\pi M_0 - H_A(0)\right]^3}\left\{1 - \frac{DH_A(z)}{DH_A(0)}\right\}. \tag{22}$$

Если $DH_A(z)/DH_A(0)$ не будет константой, равной 1, то следует ожидать слабой зависимости H_K от направления распространения волны. Таким образом, определены фиксированные значения частоты (20) и волнового вектора (18) ПМСВ в случае реализации в ферромагнетике неоднородного основного состояния. Показано, что эти значения во внешнем магнитном поле различны для разных направлений распространения волны (эффект невзаимности). Локальное поле магнитной анизотропии внутри ферромагнетика должно быть больше критического и возрастать вблизи поверхности. Значение критического поля определяется в основном поверхностным значением локального поля магнитной анизотропии.

ПМСВ в ферромагнетике с однородным основным состоянием

Получим результаты для однородного состояния (1b). Частота ПМСВ (8) в этом случае равна

$$\omega_S = \omega_V(0), \tag{23}$$

где $\omega_V(0) = \sqrt{\Omega_0(0)[\Omega_0 + 4\pi\gamma M_0]}$ — частота ОМСВ однородного ферромагнетика с параметрами, равными их значениям на поверхности неоднородной среды. Для волнового вектора k из (12) получаем

$$|k| = -\beta\,\frac{DH_A(0)}{18\pi M_0}\,\frac{\Omega_0(0) + 2\pi\gamma M_0}{\Omega_0(0)}. \tag{24}$$

Следовательно, такая ПМСВ может существовать только при неоднородностях локального поля магнитной анизотропии, убывающих вблизи поверхности $DH_A(0) < 0$. Поскольку наши результаты получены в коротковолновом диапазоне, то должно выполняться условие (13), что эквивалентно требованию

$$DH_A(0) \ll -\frac{18\pi M_0}{\beta L}\,\frac{\Omega_0(0)}{\Omega_0(0) + 2\pi\gamma M_0}. \tag{25}$$

В глубине ферромагнетика при $z > 0$ спектральную функцию $Q(\omega_S, z)$ считали положительной. Тогда верхний локальный предел $\Omega_{V2}(z)$ при любом $z \geq 0$ должен удовлетворять неравенству (9), которое приводит к неравенству для локального поля магнитной анизотропии

$$H_A(z) \leq H_A(0). \tag{26}$$

Итак, ПМСВ с частотой (23) и волновым вектором (24) существует при локальном поле магнитной азизотропии, меньшем его поверхностного значения и убывающем вблизи поверхности.

Выводы

Таким образом, показана возможность существования единственной ПМСВ с фиксированным значением частоты и волнового вектора в неоднородном ферромагнетике с точкой поворота спектральной функции на поверхности. Такая ПМСВ получается из объемной магнитостатической волны, распространяющейся на поверхности ферромагнетика, путем подбора профиля локального поля магнитной анизотропии, запрещающего существование ОМСВ в глубине ферромагнетика и обеспечивающего экспоненциальное затухание магнитного потенциала. Этот существенно новый результат наиболее интересен для ферромагнетика намагниченного перпендикулярно его поверхности, где в однородном случае могут существовать только ОМСВ. Нетрадиционным является фиксированность значений частоты и волнового вектора. Они однозначно определены поверхностными значениями локального поля магнитной анизотропии и ее производной. Условия существования предсказанной ПМСВ зависят от выбора основного состояния ферромагнетика.

Список литературы

[1] *Vittoria C., Schelleng J.H.* // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 18. N 9. P. 4020–4031.

[2] *Borghese C., De Gasperies P., Tappa R.* // Sol. St. Commun. 1978. Vol. 25. N 1. P. 21–24.

[3] *Эшенфельдер А.* Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.

[4] *Speriosu V.S., Wilts C.H.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 6. P. 3325–3343.

[5] *Wilts C.H., Awano H., Speriosu V.S.* // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 6. P. 2161–2167.

[6] *Wilts C.H., Prased S.* // IEEE Trans. Magn. 1981. Vol. MAG-17. N 5. P. 2045–2414.

[7] *Осуховский В.Э., Линкова Д.Е., Дитина З.З.* и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 3. С. 1533–1534.

[8] *Шматов Г.А., Филиппов В.Н., Садков В.Б., Крюков И.И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 17. С. 86–90.

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

[10] *Барьяхтар В.Г., Каганов М.И.* Неоднородный резонанс и спиновые волны // Ферромагнитный резонанс. М.: Физматгиз, 1961. С. 266–284.

[11] *Вугальтер Г.А., Гилинский И.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187–1220.

[12] *Филиппов Б.Н.* // ФММ. 1971. Т. 32. Вып. 5. С. 911–924.

[13] *Филиппов Б.Н., Титяков И.Г.* // ФММ. 1973. Т. 35. № 1. С. 28–38.

[14] *De Wames R.E., Wolfram T.* // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 3(1). P. 987–993.

[15] *Tittman B.R., De Wames R.E., Henry R.D., Besser P.J.* // Труды МКМ-73. 1974. Т. 2. С. 19–27.

[16] *Yu J.T., Turk R.A., Wigen P.E.* // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 5. N 2(1). P. 420–434.

[17] *Morgenthaler F.R.* // IEEE Trans. Magn. 1977. Vol. MAG-13. N 5. P. 1252–1254.

[18] *Morgenthaler F.R.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 3. P. 2267–2269.

[19] *Hartemann P., Fontaine D.* // IEEE Trans. Magn. 1982. Vol. MAG-13. N 6. P. 1595–1597.

[20] *Ляшенко Н.И., Талалаевский В.М.* // УФЖ. 1986. Т. 31. № 11. С. 1716–1718.

[21] *Гуляев Ю.В., Игнатьев И.А., Попков А.Ф., Шабунин В.М.* // Тез. докл. 10 Всесоюз. школы-семинара "Навые магнитные материалы микроэлектроники". Рига, 1986. Ч. 1. С. 176–177.

[22] *Кудряшкин И.Г., Крутогин Д.Г., Ладыгин Е.А.* и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 70–77.

[23] *Яковлев Ю.М., Ржахина Е.Г., Крылова Т.А.* и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 2. С. 622–624.

[24] *Завислян И.В., Калайда А.Ф.* // Вестник Киевского ун-та. Сер. Физика. 1982. № 23. С. 75–79.

[25] *Гайович И.Ю., Головач Г.П., Завислян И.В., Романюк В.Ф.* // ФТТ. 1992. Т. 34. Вып. 6. С. 1680–1686.

[26] *Викторов И.А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.

[27] *Дьелесан Э., Руане Д.* Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982. 434 с.

[28] *Найфе А.* Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. 534 с.

[29] *Федорюк М.В.* Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1983. 352 с.

[30] *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции. М.: Наука, 1977. 344 с.