

01:05:08:09

Магнитоэлектронный аналог поверхностных упругих волн Лява

© И.А. Кайбичев, В.Г. Шавров

Институт радиотехники и электроники РАН,
103907 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 9 декабря 1996 г. В окончательной редакции 3 июня 1997 г.)

Предсказана возможность существования магнитоэлектронного аналога поверхностных упругих волн Лява. Они появляются в ситуации, когда в верхнем слое двухслойной ферромагнитной пленки выполняются условия существования объемных магнитоэлектронных волн, а в нижнем слое — нет.

Введение

Упругие волны Лява в системе твердый слой–пространство впервые теоретически предсказаны Бромвичем для длинноволновой области [1], более детальное исследование при произвольных частотах проведено в [2]. Они наблюдаются в эксперименте [3] и используются в акустоэлектронике [4–6]. В последние годы активно развернулись исследования в области физики и техники СВЧ устройств [7,8]. При этом большое внимание уделялось исследованию свойств поверхностных магнитоэлектронных волн (ПМСВ) в двухслойных и многослойных ферромагнитных пленках, содержащих слои с различными намагниченностями насыщения с целью их использования в линиях задержки, фильтрах, направленных ответвителях и невзаимных устройствах [9–13]. Длительное время существовали различия во мнениях исследователей по вопросу количества ветвей в спектре ПМСВ. Авторы [9,10] считали, что существует только одна ветвь, в [14,15] допускали существование одной или двух ветвей в зависимости от направления распространения, в [16–18] доказывали существование двух ветвей. Были расхождения и по типу волн: в работах [9–11,15] они прямые, а в [14,16,17,18] — прямые при одних волнах векторах k и обратные при других. Эти противоречия устранены в [19], где показано, что число ветвей в спектре равно количеству ферромагнитных слоев и не зависит от направления распространения волны. Кроме того, показано, что ПМСВ, распространяющиеся по внешним поверхностям пленки, являются прямыми, а по внутренним — прямыми при $|k| < k_0$ и обратными при $|k| > k_0$ (k_0 — некоторая предельная величина волнового числа $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$). Двухслойные пленки могут также иметь различные величины констант магнитной анизотропии. Эта ситуация выпала из внимания исследователей, а в ней, естественно, можно ожидать новые результаты для ПМСВ. Различие констант магнитной анизотропии в слоях при соответствующем подборе величин позволяет в принципе реализовать случай, аналогичный условиям задачи существования поверхностных упругих волн Лява: в верхнем отдельно взятом слое существуют только объемные магнитоэлектронные волны (ОМСВ), а в нижнем отдельно взятом слое они существовать не могут. Тогда в пленке, состоящей из этих слоев, в определенной

области частот могут распространяться магнитоэлектронные волны, в которых магнитный потенциал будет осциллировать в верхнем слое и экспоненциально затухать в нижнем слое. Полученные таким образом ПМСВ будут магнитоэлектронными аналогами поверхностных упругих волн Лява.

Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим двухслойную ферромагнитную пленку с различными значениями поля магнитной анизотропии $H_{Aj} = 2K_j/M_{0j}$ ($j = 1$ для $0 \leq z \leq d_1$ и $j = 2$ для $d_2 \leq z \leq 0$), K_j — константы магнитной анизотропии, M_{0j} — намагниченности насыщения в слоях. Считаем, что оси легкого намагничивания ферромагнетиков совпадают и направлены по оси Z , перпендикулярной их поверхностям (рис. 1). Внешнее постоянное магнитное поле H_0 ориентировано вдоль оси Z и перпендикулярно поверхностям ферромагнетиков. Намагниченности в основном состоянии отклонены на угол Ψ_{0j} от нормали n поверхности. Считаем, что поле магнитной анизотропии $H_{Aj} < 4\pi M_{0j}$, тогда в слабых магнитных полях $H_0 < \min(4\pi M_{01} - H_{A1}, 4\pi M_{02} - H_{A2})$ устойчиво состоя-

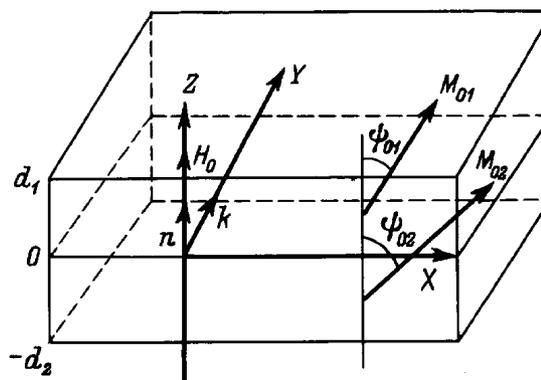


Рис. 1. Двухслойная ферромагнитная пленка. Принято, что намагниченности насыщения слоев M_{0j} лежат в плоскости ZX ; в общем случае они образуют угол Ψ_{0j} с нормалью к поверхности. ПМСВ распространяется в направлении оси Y с волновым вектором k .

ние с намагниченностями, отклоненными от легких осей

$$\Psi_{0j} = \pm \arccos(H_0/[4\pi M_{0j} - H_{Aj}]), \quad j = 1, 2, \quad (1a)$$

а в сильных полях $H_0 \geq \max(4\pi M_{0j} - H_{Aj})$ устойчиво основное состояние с намагниченностями, направленными вдоль легкой оси

$$\Psi_{0j} = 0. \quad (1b)$$

Последнее устройство также в случае $H_{Aj} \geq 4\pi M_{0j}$ и $H_0 \geq 0$. В ситуации $H_{Aj} \geq 4\pi M_{0j}$ и при выполнении условия на величину внешнего магнитного поля $\max(4\pi M_{0j} - H_{Aj}) \leq H_0 \leq 0$ фаза (1b) метастабильна. Поэтому результаты для спектра ПМВС 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 $\Psi_0 = \pi$. При определении основного состояния обменное взаимодействие не учитывали. Это возможно, если размеры ферромагнитной пленки больше обменной длины. На плоскости контакта двух ферромагнитных слоев ($z = 0$) должны выполняться граничные условия непрерывности тангенциальных компонент магнитного поля и нормальных компонент вектора магнитной индукции. Это приводит к необходимости выполнения условия

$$M_{01} \cos \Psi_{01} = M_{02} \cos \Psi_{02} \\ \rightarrow \frac{M_{01}}{4\pi M_{01} - H_{A1}} = \frac{M_{02}}{4\pi M_{02} - H_{A2}} \quad (2a)$$

для основного состояния с намагниченностями, отклоненными от легких осей (1a) и

$$M_{01} = M_{02} = M_0 \quad (2b)$$

для основного состояния с намагниченностями, направленными вдоль легких осей (1b). Если условие (2) не выполняется, то в двухслойной пленке вблизи плоскости контакта слоев появится переходная неоднородная область, такую ситуацию рассматривать не будем.

Считаем, что ПМСВ распространяется вдоль оси Y , поэтому все переменные задачи пропорциональны $\exp(i\omega t -iky)$, где ω — частота. Далее рассматриваем диапазон частот до нескольких GHz, так как он обычно используется на практике [20–23]. При таких частотах волновой вектор $k \leq 10^5 \text{ cm}^{-1}$. 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. При определении уравнений, описывающих распространение ПМСВ, будем рассматривать только один из ферромагнитных слоев. Для второго слоя процедура вывода аналогична, отличие заключается только в значениях поля магнитной анизотропии и намагниченности. Будем исходить из системы уравнений магнитостатики

$$\text{rot } H_M = 0, \quad \text{div } (H_M + 4\pi M) = 0. \quad (3)$$

Здесь H_M — размагничивающее поле. Намагниченность M удовлетворяет уравнению Ландау–Лившица

$$\partial M / \partial t = -\gamma [M \cdot H_{\text{eff}}], \quad (4)$$

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

Вектор намагниченности в основном состоянии имеет компоненты $(M_0 \sin \Psi_0, 0, M_0 \cos \Psi_0)$, а размагничивающее поле — $(0, 0, -4\pi M_0 \cos \Psi_0)$. Отклонения вектора намагниченности m и размагничивающего поля h от этих равновесных значений считаем малыми. Линеаризуем уравнение Ландау–Лившица (4), в результате получаем связь между компонентами векторов m и h , которую запишем в виде

$$m_i = \chi_{ij} h_j, \quad i, j = x, y, z, \quad (5)$$

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

Его компоненты имеют вид

$$\chi_{xx} = \Gamma \Omega_1 \cos^2 \Psi_0, \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \Gamma i \omega \cos \Psi_0,$$

$$\chi_{yy} = \Gamma \Omega_2, \quad \chi_{yz} = -\chi_{zy} = \Gamma i \omega \sin \Psi_0,$$

$$\chi_{zx} = \chi_{xz} = -\Gamma \Omega_1 \cos \Psi_0 \sin \Psi_0, \quad \chi_{zz} = \Gamma \Omega_1 \sin^2 \Psi_0.$$

Здесь использованы обозначения $\Gamma = \gamma M_0 / [\Omega_1 \Omega_2 - \omega^2]$,

$$\Omega_1 = \gamma [H_0^{(i)} + H_A \cos \Psi_0] \cos \Psi_0,$$

$$\Omega_2 = \gamma [H_0^{(i)} \cos \Psi_0 + H_A \cos 2\Psi_0],$$

а $H_0^{(i)} = H_0 - 4\pi M_0 \cos \Psi_0$ — внутреннее магнитное поле. Отметим, что при переходе к системе координат с осью Z , совпадающей с намагниченностью основного состояния ферромагнетика, получаем ранее известный вид тензора высокочастотной магнитной восприимчивости [24]. Подставляя (5) в уравнения магнитостатики (3), после введения магнитного скалярного потенциала $\Phi (h = -\nabla \Phi)$ получаем дифференциальное уравнение второго порядка

$$D^2 \Phi(z) - k^2 Q(\omega) \Phi(z) = 0, \quad (6)$$

где $Q(\omega) = 1 + 4\pi \gamma M_0 \Omega_2 / [\Omega_1 \Omega_2 - \omega^2]$ — функция, определяющая характер решений, назовем ее спектральной, $D^2 = \partial^2 / \partial z^2$.

После вычисления частот Ω_1 и Ω_2 для основных состояний (1) оказывается

$$Q(\omega) = [\omega^2 - \omega_{VU}^2] / \omega^2 \quad (7a)$$

для основного состояния с намагниченностью, отклоненной от легкой оси (1a), и

$$Q(\omega) = [\omega_{VU}^2 - \omega^2] / [\omega_{VL}^2 - \omega^2] \quad (7b)$$

для фазы с намагниченностью вдоль легкой оси (1b). Величины ω_{vL} и ω_{vU} — это нижний и верхний пределы спектра ОМСВ однородной пластины. Их вид зависит от выбора основного состояния. Для состояния с намагниченностью, отклоненной от легкой оси (1a)

$$\omega_{vL} = 0, \quad \omega_{vU} = 2\gamma |\sin \Psi_0| \sqrt{-\pi M_0 H_A}, \quad (8a)$$

а для фазы (1b)

$$\omega_{vL} = \Omega_0, \quad \omega_{vU} = \sqrt{\Omega_0 [\Omega_0 + 4\pi\gamma M_0]}, \quad (8b)$$

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

При определении вида граничных условий рассматриваем уже два ферромагнитных слоя. Переменные, относящиеся к верхнему слою, пометим индексом 1, а к нижнему — 2. Нижний слой с дальнейшим будем рассматривать как полупространство (т.е. $|k|d_2 \gg 1$). Тогда граничные условия задачи заключаются в непрерывности на поверхности верхнего слоя ($z = d_1$) и границе раздела ($z = 0$) нормальной компоненты магнитной индукции и тангенциальной компоненты напряженности магнитного поля. Это эквивалентно следующим граничным условиям на магнитный потенциал:

$$\begin{aligned} \Phi_1(d_1) &= \Phi_B(d_1), \quad \Phi_1(0) = \Phi_2(0), \\ -D\Phi_1(d_1) + 4\pi m_{z1}(d_1) &= -D\Phi_B(d_1), \\ -D\Phi_1(0) + 4\pi m_{z1}(0) &= -D\Phi_2(0) + 4\pi m_{z2}(0), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Phi_j(z)$ — магнитный потенциал в j -слое, $D = \partial/\partial z$ — производная по z , $\Phi_B(z)$ — магнитный потенциал в области вакуума ($z \geq d_1$)

$$\Phi_B(z) = \Phi_0 \exp[-|k|(z - d_1)], \quad (10)$$

где Φ_0 — константа.

Таким образом, для исследования распространения ПМСВ в двухслойной ферромагнитной пленке необходимо решить дифференциальное уравнение второго порядка для магнитного потенциала (6) с граничными условиями (9).

Дисперсионное соотношение ПМСВ

Допустим, что в верхнем слое могут распространяться ОМСВ, т.е. спектральная функция $Q_1(\omega) < 0$, а в нижнем — нет, т.е. $Q_2(\omega) > 0$. Тогда уравнение (6) имеет решение

$$\begin{aligned} \Phi_1(z) &= A \cos \left[|k|(z - d_1/2) \sqrt{-Q_1(\omega)} \right] \\ &+ B \sin \left[|k|(z - d_1/2) \sqrt{-Q_1(\omega)} \right] \end{aligned} \quad (11a)$$

для верхнего слоя ($0 \leq z \leq d_1$) и

$$\Phi_2(z) = C \exp \left[|k|z \sqrt{Q_2(\omega)} \right] \quad (11b)$$

для нижнего слоя ($-d_1 \leq z \leq 0$). Нижний слой при этом рассматривается как полупространство.

После подстановки решений (11) в граничные условия (9) получаем дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned} |k|d_1 \sqrt{-Q_1(\omega)} &= \operatorname{arctg} \\ &\times \left\{ -\frac{Q_1(\omega) + \beta_1(\omega) \left[\sqrt{Q_2(\omega)} + \beta_2(\omega) - \beta_1(\omega) \right]}{\sqrt{-Q_1(\omega)} \left[\beta_2(\omega) + \sqrt{Q_2(\omega)} \right]} \right\} \\ &+ \pi N, \quad N = 0, 1, 2, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\beta_j(\omega) = 1 + 4\pi\gamma M_{0j} \sigma \sin \Psi_{0j} / \omega$, $j = 1, 2$ для верхнего и нижнего слоя соответственно; $\sigma = \operatorname{sign} k$.

Из (12) видно, что имеется целая полоса частот волн, соответствующих различным модам с номерами N . Такие волны по характеру появления аналогичны поверхностным упругим волнам Лава [25,26], и мы будем называть их поверхностными магнитостатическими. Распределение магнитного потенциала в таких ПМСВ осциллирует в верхнем слое ($0 \leq z \leq d_1$)

$$\begin{aligned} \Phi_1(z) &= A \left\{ \cos \left[|k|(z - d_1/2) \sqrt{-Q_1(\omega)} \right] \right. \\ &\left. + E \sin \left[|k|(z - d_1/2) \sqrt{-Q_1(\omega)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (13a)$$

экспоненциально спадает в нижнем слое ($-d_2 \leq z \leq 0$)

$$\Phi_2(z) = A \{ \cos \alpha - E \sin \alpha \} \exp \left[|k|z \sqrt{Q_2(\omega)} \right] \quad (13b)$$

и в вакууме ($z \leq d_1$)

$$\Phi_B(z) = A \{ \cos \alpha + E \sin \alpha \} \exp \left[-|k|(z - d_1) \right]. \quad (13c)$$

Здесь

$$\begin{aligned} E &= \frac{\sqrt{-Q_1(\omega)} \sin \alpha - \beta_1(\omega) \cos \alpha}{\sqrt{-Q_1(\omega)} \cos \alpha + \beta_1(\omega) \sin \alpha}, \\ \alpha &= |k| \frac{d_1}{2} \sqrt{-Q_1(\omega)}. \end{aligned}$$

Таким образом, дисперсионное соотношение (12) описывает ПМСВ, магнитный потенциал в котором осциллирует в верхнем слое и экспоненциально спадает в нижнем слое (13). Вид дисперсионных кривых зависит от выбора основного состояния.

Спектр ПМСВ в двухслойной ферромагнитной пленке с отклоненными от легкой оси намагниченностями

Допустим, что в обоих слоях пленки реализуются состояния с намагниченностями, отклоненными от легкой оси (1a). Тогда вещественные корни дисперсионного соотношения (12) могут быть только в случае $\omega_{vU2} < \omega_{vU1}$.

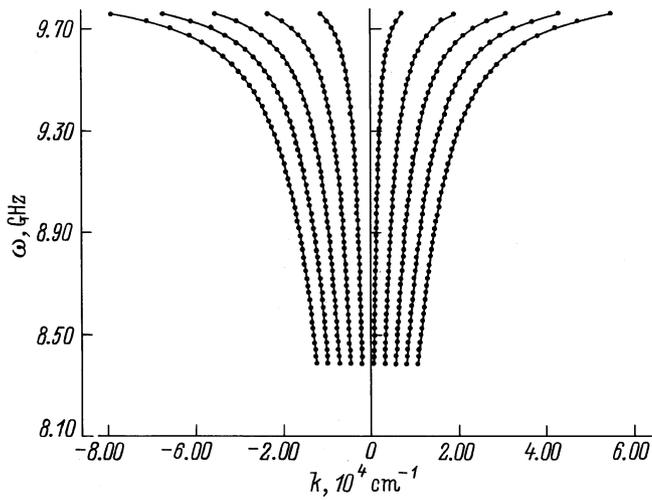


Рис. 2. Спектр магнитостатического аналога упругих волн Лява (моды с номерами $N = 0, 1, 2, 3, 4, 5$), когда в ферромагнитных слоях реализуется отклоненные от легкой оси основные состояния. Параметры пленки: $K_1 = -1.24 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$, $K_2 = -9.007 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$, $H_0 = 100 \text{ Oe}$, $M_{01} = 140.06$, $M_{02} = 119.37 \text{ Gs}$, $\omega_{vU1} = 9.8432 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, $\omega_{vU2} = 8.3849 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, $d_1 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$.

Спектр ПМСВ (рис. 2) напоминает спектр ОМСВ в ферромагнитной пластине, отличие заключается в обрезании снизу при частоте ω_{vU2} и волновых векторах

$$|k_N| = \frac{\omega_{vU2}}{d_1 \sqrt{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vU2}^2}} \times \left\{ \text{arccctg} \left[\frac{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vU2}^2 + \omega_{vU2}^2 \beta_1(\omega_{vU2}) S(\omega_{vU2})}{\omega_{vU2} \sqrt{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vU2}^2} \beta_2(\omega_{vU2})} \right] + \pi N \right\}, \quad S(\omega) = \beta_1(\omega) - \beta_2(\omega), \quad (14)$$

а также в невзаимности.

В коротковолновом диапазоне $|k|d_1 \gg 1$ дисперсионное соотношение (12) допускает аналитическое решение в виде ПМСВ с частотой

$$\omega_S = \frac{\omega_{vU1}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi(N+1/2)}{|k|d_1} \right)^2}} \quad (15a)$$

и глубиной проникновения магнитных потенциалов в нижний слой

$$L \approx \frac{\omega_S}{|k| \sqrt{\omega_S^2 - \omega_{vU2}^2}} \ll d_1, \quad (15b)$$

много меньшей толщины верхнего слоя.

Таким образом, магнитостатический аналог упругих волн Лява [25,26] в ферромагнетике с отклоненным от легкой оси основным состоянием существует только в случае, когда верхний предел спектра ОМСВ в нижнем

слое меньше его значения для верхнего слоя. По виду спектр ПМСВ напоминает спектр ОМСВ ферромагнитной пластины. Отличие заключается в обрезании снизу при частоте верхнего предела спектра ОМСВ нижнего слоя и в невзаимности. В коротковолновом диапазоне частота исследованных волн немного меньше верхнего предела спектра ОМСВ верхнего слоя, а глубина проникновения магнитных потенциалов в нижний слой много меньше толщины верхнего слоя.

Спектр ПМСВ в двухслойной ферромагнитной пленке с намагниченностями, направленными вдоль легкой оси

Рассмотрим спектр ПМСВ в случае реализации в обоих случаях пленки основных состояний с намагниченностями, направленными вдоль легкой оси (1b). Вещественные корни дисперсионного уравнения (12) могут быть только в диапазонах частот $\omega_{vL1} < \omega < \omega_{vU1}$ и $\omega < \omega_{vL2}$ или $\omega > \omega_{vU2}$. Если $\omega_{vU1} < \omega_{vL2}$, то спектр ПМСВ напоминает (рис. 3, a) спектр ОМСВ ферромагнитной пластины. Аналогичная картина имеет место в случае $\omega_{vU2} < \omega_{vL1}$. В этих двух ситуациях дисперсионное соотношение (12) в длинноволновой области $|k|d_1 \ll 1$ имеет аналитическое решение в виде ПМСВ с частотой

$$\omega_S = \omega_{vL1} + 2\pi\gamma M_{01} \left[\frac{-\pi N + \sqrt{(\pi N)^2 + 4|k|d_1\rho}}{2\rho} \right]^2, \quad (16a)$$

где $\rho = 1 + \sqrt{[\omega_{vU2}^2 - \omega_{vL1}^2] / [\omega_{vL2}^2 - \omega_{vL1}^2]}$.

Глубина проникновения магнитного потенциала в нижний слой

$$L \approx \frac{1}{|k|} \sqrt{\frac{\omega_{vL2}^2 - \omega_{vL1}^2}{\omega_{vU2}^2 - \omega_{vL1}^2}} > d_1 \quad (16b)$$

оказывается большей толщины верхнего слоя. Для коротковолнового диапазона $|k|d_1 \gg 1$ решением дисперсного уравнения (12) является ПМСВ с частотой

$$\omega_S = \omega_{vL1} \sqrt{1 + \frac{4\pi\gamma M_{01}/\Omega_{01}}{1 + \left[\frac{\pi(N+1/2)}{|k|d_1} \right]^2}} \quad (17a)$$

и глубиной проникновения магнитных потенциалов в нижний слой

$$L \approx \frac{1}{|k|} \sqrt{\frac{\omega_{vL2}^2 - \omega_S^2}{\omega_{vU2}^2 - \omega_S^2}} < d_1, \quad (17b)$$

меньшей толщины верхнего слоя. В случае $\omega_{vL1} < \omega_{vL2} < \omega_{vU1}$ происходит "обрезание" спектра ПМСВ сверху (рис. 3) при частоте $\omega = \omega_{vL2}$ и волновых

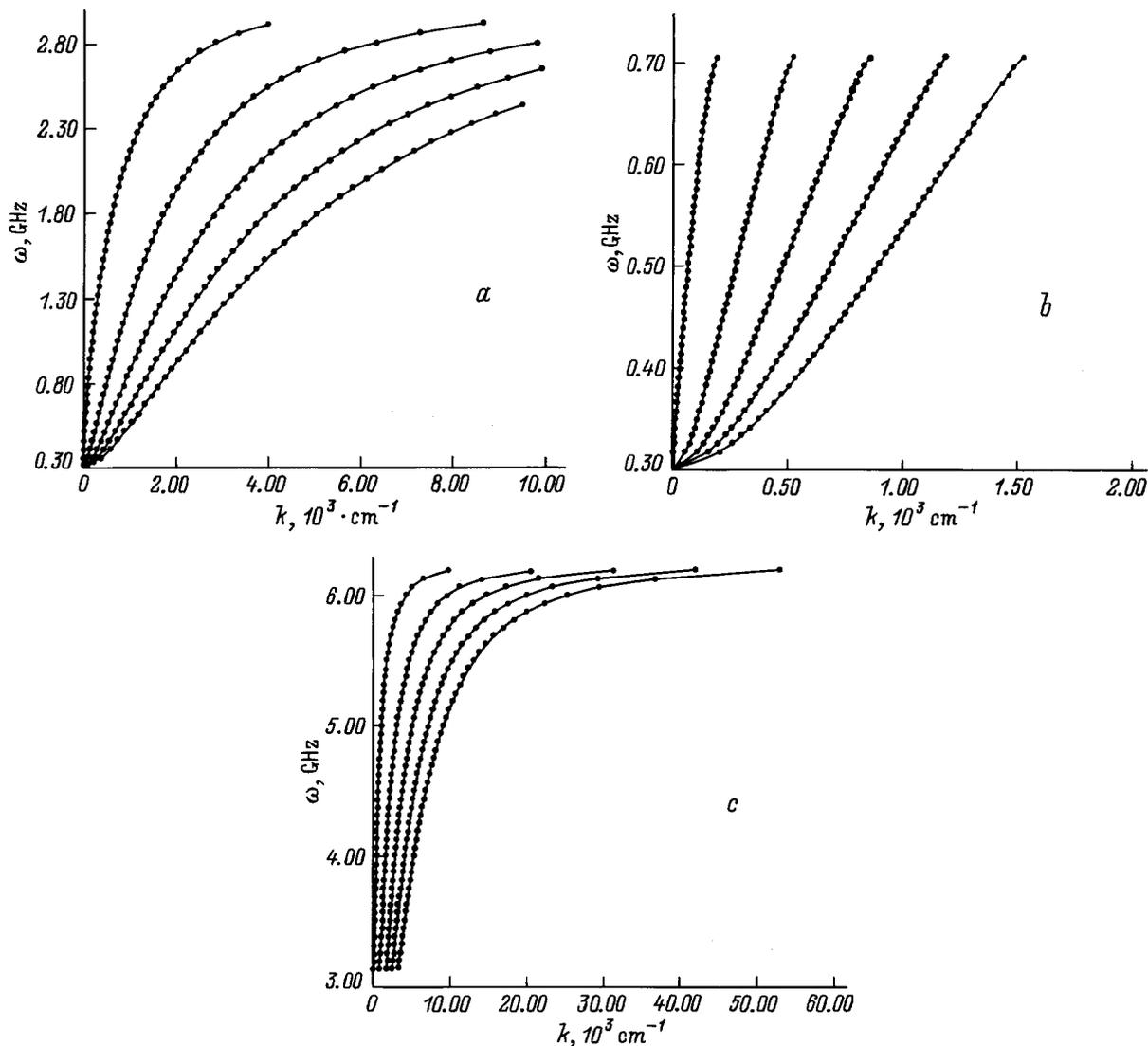


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для случая реализации в ферромагнитных слоях состояний с намагниченностями насыщения, направленными вдоль легкой оси: *a* — $\omega_{vU1} < \omega_{vL2}$ (аналогично при $\omega_{vU2} < \omega_{vL1}$). Параметры пленки: $K_1 = 1.24 \cdot 10^4$ эрг/см³, $K_2 = 3 \cdot 10^4$ эрг/см³, $H_0 = 1600$ Ое, $M_{01} = M_{02} = M_0 = 140.06$ Гс, $d_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ см; *b* — $\omega_{vL1} < \omega_{vL2} < \omega_{vU1}$; от параметров рис. 3, *a* отличается только величина $K_2 = 1.4 \cdot 10^5$ эрг/см³; *c* — $\omega_{vU2} < \omega_{vU1}$; параметры пленки: $K_1 = 1.6 \cdot 10^4$ эрг/см³, $K_2 = 1.24 \cdot 10^4$ эрг/см³, $H_0 = 1600$ Ое, $M_{01} = M_{02} = M_0 = 140.06$ Гс, $d_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ см.

векторах

$$|k_N| = \frac{1}{d_1} \sqrt{\frac{\omega_{vL2}^2 - \omega_{vL1}^2}{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vL2}^2}} \times \left[\text{arccctg} \left\{ -\sqrt{\frac{\omega_{vL2}^2 - \omega_{vL1}^2}{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vL2}^2}} \right\} + \pi N \right]. \quad (18)$$

Тогда для длинноволнового диапазона $|k|d_1 \ll 1$ дисперсионное соотношение имеет решение (16а) с глубиной проникновения магнитного потенциала в нижний слой (16б), большей толщины верхнего слоя. Если $\omega_{vU2} < \omega_{vU1}$, то имеет место "обрезание" спектра ПМСВ снизу (рис. 3, *c*) при частоте $\omega = \omega_{vU2}$ и волновых

векторах

$$|k_N| = \frac{1}{d_1} \sqrt{\frac{\omega_{vU2}^2 - \omega_{vL1}^2}{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vU2}^2}} \times \left[\text{arccctg} \left\{ \sqrt{\frac{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vU2}^2}{\omega_{vU2}^2 - \omega_{vL1}^2}} \right\} + \pi N \right]. \quad (19)$$

Дисперсионное соотношение (12) в коротковолновом диапазоне $|k|d_1 \gg 1$ имеет решение в виде ПМСВ с частотой

$$\omega_S = \omega_{vU1} \left[1 - \frac{\omega_{vU1}^2 - \omega_{vL1}^2}{2\omega_{vU1}^2} \left\{ \frac{\pi[N+1]}{|k|d_1} \right\}^2 \right] \quad (20)$$

и глубиной проникновения магнитных потенциалов в нижний слой

$$L \approx \frac{1}{|k|} \sqrt{\frac{\omega_{vL2}^2 - \omega_S^2}{\omega_{vU2}^2 - \omega_S^2}} \ll d_1, \quad (21)$$

много меньшей толщины верхнего слоя.

Таким образом, показана возможность существования магнитостатического аналога упругих волн Лява [25,26] в двухслойном ферромагнетике, намагниченном вдоль легкой оси. Установлено, что в случаях, когда частотные области существования ОМСВ верхнего и нижнего слоев не пересекаются, спектр ПМСВ напоминает спектр ОМСВ верхнего слоя. При этом частота ПМСВ в длинноволновой области несколько больше частоты нижнего предела спектра ОМСВ, а глубина локализации в нижнем слое превышает толщину верхнего слоя. В коротковолновом пределе частота ПМСВ несколько меньше частоты верхнего предела спектра ОМСВ, а глубина локализации в нижнем слое меньше толщины верхнего слоя. Если частота нижнего предела спектра ОМСВ нижнего слоя попадает в частотную область существования ОМСВ верхнего слоя, то имеет место "обрезание" спектра сверху. "Обрезание" снизу происходит в случае попадания частоты верхнего предела спектра ОМСВ нижнего слоя в частотную область существования ОМСВ верхнего слоя.

Выводы

Итак, показана возможность существования ПМСВ в двухслойной пленке, обусловленных различием констант магнитной анизотропии. Магнитный потенциал в предсказанных волнах осциллирует в верхнем слое и экспоненциально спадает в нижнем. Поэтому их можно считать магнитостатическим аналогом поверхностных упругих волн Лява [25,26].

Список литературы

- [1] *Bromwich T.J.A.* // Proc. London Math. Soc. 1989. Vol. 30. P. 98–120.
- [2] *Love A.E.H.* Some Problems of Geodynamics. Cambridge: Univ. Press, 1911. 180 p.
- [3] *Matthews H., van de Vaart H.* // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 14. N 5. P. 171–172.
- [4] *Torniois P., Lardat C.* // Rep. 6th Intern. Congress on Acoustics. Tokyo, 1968. Vol. 6. P. 37–40.
- [5] Тр. Ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. М.: Мир, 1976. Т. 64. № 5. 324 с.
- [6] *Каринский С.С.* Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах. М.: Сов. радио, 1975. 176 с.
- [7] *Ваннэ Г.М.* // СВЧ устояства на магнитостатических волнах. Обзоры по электронной технике. Сер. 1. М.: ЦНИИ "Электроника", 1984. Вып. 8. С. 1060.
- [8] *Никитов В.А., Никитов С.А.* // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 2. С. 41–52.
- [9] *Adkins L.R., Glass H.L.* // Electron. Lett. 1980. Vol. 16. N 15. P. 590–592.
- [10] *Chang N.S., Matsuo Y.* // Proc. IEEE. 1978. Vol. 66. N 11. P. 1577–1578.
- [11] *Sasaki H., Mikoshiba N.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 5. P. 2546–3552..
- [12] *Carter R.L., Owens J.M., Smith C.V., Reed K.W.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 2633–2657.
- [13] *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1993. 312 с.
- [14] *Wolfram F.* // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 11. P. 4748–4749.
- [15] *Вашковский А.В., Стальмахов А.В.* // РЭ. 1984. Т. 29. № 5. С. 901–907.
- [16] *Беснятых Ю.И., Зубков В.И.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 11. С. 2386–2394.
- [17] *Гилинский И.А.* // ФММ. 1983. Т. 55. № 3. С. 455–458.
- [18] *Вашковский А.В., Стальмахов А.А.* // РЭ. 1984. Т. 29. № 12. С. 2409–2411.
- [19] *Зубков В.И., Епанечников В.А.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 23. С. 1419–1423.
- [20] *Hartemann P., Fontaine D.* // IEEE Trans. Magn. 1982. Vol. MAG-18. N 6. P. 1595–1597.
- [21] *Лященко Н.И., Талалаевский В.М.* // УФЖ. 1986. Т. 31. № 11. С. 1716–1718.
- [22] *Гуляев Ю.В., Игнатьев И.А., Попков А.Ф., Шабунин В.М.* // Тез. докл. 10 Всесоюз. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". Рига, 1986. Ч. 1. С. 176–177.
- [23] *Кудряшкин И.Г., Крутогин Д.Г., Ладыгин Е.А. и др.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 70–77.
- [24] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [25] *Викторов И.А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
- [26] *Дьелесан Э. Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982. 424 с.