

05:08

Магнитоупругие волны в касательно намагниченной ферромагнитной пластине

© Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев

Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия
e-mail: khiv@sfire.san.ru

(Поступило в Редакцию 23 марта 2001 г.)

В безобменном приближении численно исследован спектр магнитоупругих волн, распространяющихся в касательно намагниченной ферромагнитной пластине вдоль магнитного поля. При этом не накладывалось каких-либо ограничений ни на характер распределения полей по толщине пластины для обратных объемных магнитостатических (ОМСВ) или упругих волн, поддерживаемых пластиной в выбранной геометрии, ни на соотношение скорости звука v_s и фазовой скорости магнитоупругих волн $v = \omega/q$ (ω — частота, q — волновое число). Резонансное взаимодействие ОМСВ и упругих волн сопровождается, как правило, образованием полос "непропускания" $\delta\omega$, пропорциональных константе магнитоупругой связи b . Значения магнитоупругих "щелей" $\delta\omega$ в условиях $v \approx v_s$ оказываются одного порядка при резонансе ОМСВ как с лэмбовскими, так и сдвиговыми упругими модами, тогда как при $v \gg v_s$ эффективность взаимодействия ОМСВ с поперечными модами Лэмба почти на порядок выше. Если расстояние по частоте между упругими модами $\Delta\omega$ меньше магнитоупругой "щели" в спектре ($\Delta\omega \leq \delta\omega$), что реализуется, в частности, в области "сгущения" спектра упругих мод ($v \approx v_s$), то резонансное взаимодействие приводит к "перепутыванию" законов дисперсии упругих мод — поверхностная мода может трансформироваться в объемную, а сдвиговая мода перейти в моду Лэмба или сдвиговую моду другого номера. Резонансное взаимодействие сдвиговых и лэмбовских упругих мод приводит не только к образованию магнитоупругих "щелей" $\delta\omega \sim b^2$, но и изменению эффективности связи упругих волн с магнитной подсистемой, что может проявляться в виде сосуществования эффектов "расталкивания" как законов дисперсии, так и декрементов упругих волн на частоте резонанса. Показано, что магнитострикция "снимает" вырождение частот отсечки как поперечных лэмбовских и сдвиговых мод, так и длинноволновых ($q \rightarrow 0$) границ f_0 мод ОМСВ, что приводит к резонансному взаимодействию мод ОМСВ одинаковой четности в узкой полосе частот $\Delta \sim b$ вблизи f_0 .

Введение

Решение задачи о спектре магнитоупругих волн (МУВ) имеет решающее значение при исследовании особенностей возбуждения и распространения в ферромагнетиках как спиновых, так и упругих волн [1]. Применительно к ферромагнитным слоям и тонкопленочным структурам спектр МУВ исследовался, как правило, для областей частот ω и волновых чисел q , отвечающих распространению в структуре либо поверхностных акустических волн (ПАВ) или однородного объемного звука, когда фазовые скорости МУВ $v = \omega/q$ оказывались порядка скорости звука в среде v_s , либо магнитостатических волн (МСВ), когда $v \gg v_s$ [1]. Между тем выяснение особенностей формирования спектра МУВ ферромагнитных слоев без каких-либо ограничений на соотношение v и v_s необходимо для составления полной картины спектра МУВ. Цель данной работы — исследовать спектр МУВ касательно намагниченной пластины ферромагнетика для случая, когда волны распространяются вдоль магнитного поля \mathbf{H}_0 .

Следует отметить, что спектр МУВ ферромагнитной пластины для выбранной геометрии намагничивающего поля исследовался ранее в работе [2]. При этом рассматривался случай резонансного взаимодействия обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ) с

упругими модами пластины, имеющими распределение по толщине, близкое к однородному, когда выполняется $v \approx v_s$. В данной работе для анализа спектра МУВ касательно намагниченной пластины феррита использовался численный подход, что позволило не накладывать каких-либо ограничений на характер распределения полей волн по толщине пластины и рассмотреть взаимодействие ОМСВ не только с ПАВ или объемными модами низших номеров, но и с объемными упругими модами вблизи их частот отсечки, приводящее к образованию так называемых "быстрых" МУВ с $v \gg v_s$ [1]. Использование численного подхода позволило, кроме того, отказаться от обычно используемого при аналитическом подходе приближения "слабой" магнитоупругой связи волн, когда расстояние по частоте $\Delta\omega$ между упругими или магнитостатическими модами в спектре пластины много больше величины "расталкивания" дисперсионных кривых $\delta\omega$ на частоте фазового синхронизма $\Delta\omega \gg \delta\omega$. Характерные особенности резонансного взаимодействия магнитостатических и упругих волн при "сильной" магнитоупругой связи рассмотрены для случая $v \approx v_s$, где имеет место "сгущение" объемных упругих мод и условие $\Delta\omega \leq \delta\omega$ может быть выполнено при значениях магнитных и упругих параметров типичных для ферритовых пластин. Наконец, в работе рассмотрены вызванные магнитострикцией наиболее характерные изменения в спектрах волн,

возникающие вдали от мест пересечения дисперсионных кривых ООМСВ и упругих волн: эффекты резонансного взаимодействия лэмбовских и сдвиговых упругих мод между собой, а также снятие вырождения частот отсечки (длинноволновых границ) дипольных ООМСВ и чисто сдвиговых мод с поперечными модами Лэмба.

Постановка задачи и вывод дисперсионного уравнения

Будем рассматривать распространение волн в изотропной ферромагнитной пластине, расположенной в плоскости xOz и занимающей пространство $-d/2 \leq y \leq d/2$. Пусть волны распространяются вдоль оси Ox , совпадающей с направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 (вставка на рис. 1). Считаем выполненными условия применимости магнитостатического и безобменного приближений [1].

В этом случае уравнения магнитостатики и линеаризованные уравнения движения намагниченности и упругости в ферритовой пластине можно представить в виде [2]

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + 4\pi \frac{\partial m_y}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\gamma H_0 m_z - \gamma M_0^2 b \frac{\partial u_z}{\partial x}, \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= \gamma H_0 m_y - \gamma M_0 \frac{\partial \psi}{\partial y} + \gamma M_0^2 b \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= \frac{M_0 b}{\rho} \frac{\partial m_y}{\partial y} + v_l^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + v_t^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + (v_l^2 - v_t^2) \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y}, \\ \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= \frac{M_0 b}{\rho} \frac{\partial m_y}{\partial x} + v_t^2 \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + v_l^2 \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + (v_l^2 - v_t^2) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y}, \\ \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= \frac{M_0 b}{\rho} \frac{\partial m_z}{\partial x} + v_t^2 \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ — плотность вещества; M_0 — намагниченность насыщения; v_t и v_l — соответственно скорости поперечного и продольного звука; γ — гиромагнитное отношение; b — безразмерная константа магнитоупругости; ψ — магнитостатический потенциал; m_y и m_z — высокочастотные компоненты вектора намагниченности ($m_y, m_z \ll M_0$); u_x, u_y и u_z — компоненты вектора смещений.

Решение системы уравнений (1) бралось в виде $\exp(py) \exp(i[qx - \omega t])$, где p — характеризует распределение полей по толщине структуры. Условие совместности системы уравнений (1) дает уравнение четвертой степени относительно p^2 , которое может быть записано в безразмерных переменных и параметрах,

$$\begin{aligned} \Delta_1 \Delta_2^2 \Delta_3 + \xi Q^2 (\Delta_2 A (\Delta_3 (\chi^2 + 1) - 4 \Delta_2 \chi^2)) \\ + \Delta_2 \Delta_3 (A (\chi^2 - 1) + \chi^2) \\ + \xi Q^2 (\Delta_3 (\chi^2 + 1) - 4 \Delta_2 \chi^2) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

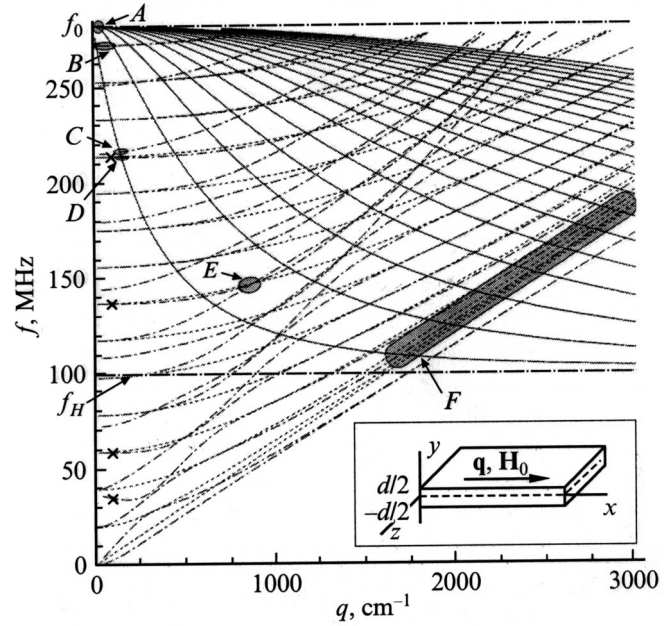


Рис. 1. Дисперсия ООМСВ (сплошные кривые), сдвиговых (штриховые) и лэмбовских (штрихпунктир) упругих мод в отсутствие магнитоупругости и пренебрежении диссипацией. На вставке — геометрия задачи.

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= (F^2 - A^2)(\chi^2 - 1) - A\chi^2, \quad \Delta_2 = F^2 + BQ^2(\chi^2 - 1), \\ \Delta_3 &= F^2 + CQ^2(\chi^2 - 1), \quad \xi = ((4\pi)^3 \rho)^{-1} (b/(\gamma d))^2, \\ A &= H_0/(4\pi M_0), \quad B = (v_l/(\gamma 4\pi M_0 d))^2, \\ C &= (v_l/(\gamma 4\pi M_0 d))^2, \quad F = \omega/(\gamma 4\pi M_0), \\ Q &= qd, \quad \chi = p/q. \end{aligned}$$

Общее решение системы уравнений (1) бралось в виде

$$\begin{aligned} \psi, m_y, m_z, u_x, u_y, u_z \sim \sum_{j=1}^8 \alpha_{jk} A_j \exp(p_j y) \\ \times \exp(i[qx - \omega t]), \end{aligned} \quad (3)$$

где α_{jk} ($k = \psi, m_y, m_z, u_x, u_y, u_z$) — амплитудные коэффициенты волновых компонент, которые находились из (1) исключением одного уравнения и принятием амплитудных коэффициентов одной из волновых компонент равными единице.

На поверхностях пластины ($y = \pm d/2$) решения (3) должны удовлетворять условиям отсутствия внешних сил [3]

$$\begin{aligned} \sigma_{zy} = \frac{\partial u_z}{\partial y} &= 0, \quad (4) \\ \sigma_{xy} = \frac{M_0 b}{\rho} m_y + v_t^2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) &= 0, \\ \sigma_{yy} = v_l^2 \frac{\partial u_y}{\partial y} + (v_l^2 - 2v_t^2) \frac{\partial u_x}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

и условиям непрерывности нормальных компонент магнитной индукции и тангенциальных компонент магнитного поля, которые могут быть записаны в виде [3]

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \mp i \frac{\partial \psi}{\partial x} + 4\pi m_y = 0, \quad (6)$$

где верхний и нижний знаки отвечают верхней и нижней границам пластины.

Подставляя (3) в (4), получаем систему алгебраических уравнений относительно A_j . Условие совместности этой системы, определяющее при известных p_j связь между ω и q , выражается в равенстве нулю определителя восьмого порядка

$$\det(a_{ij}) = 0, \quad (7)$$

элементы которого можно записать в виде

$$\begin{aligned} a_{1j} &= \left(\Delta_2(\chi_j) + \frac{\xi}{A} Q^2 \right) \Delta_2(\chi_j) \Delta_3(\chi_j), \\ a_{3j} &= (\chi_j^2 - \chi_j) \left(\Delta_2(\chi_j) + \frac{\xi}{A} Q^2 \right), \\ a_{5j} &= (1 - \chi_j) (F^2 \Delta_3(\chi_j) - 4B(C - B)Q^4 \chi_j^2) \\ &\quad \times \left(\Delta_2(\chi_j) + \frac{\xi}{A} Q^2 \right), \\ a_{7j} &= (\chi_j^2 - \chi_j) \Delta_2(\chi_j) \Delta_3(\chi_j), \\ a_{kj} &= a_{(k-1)j} \exp(\chi_j Q) \quad (k = 2, 4, 6, 8). \end{aligned}$$

Таким образом, задача о расчете спектра МУВ сводится к нахождению ω и q , удовлетворяющих одновременно уравнениям (2) и (7). Нами она решалась численно, по аналогии с тем, как это делалось в [3]. Диссипация вводилась стандартной заменой [1] $H_0 \Rightarrow H_0 - i\Delta H$, $v_l^2 \Rightarrow v_l^2(1 - i\omega\eta_{11}/c_{11})$, $v_t^2 \Rightarrow v_t^2(1 - i\omega\eta_{44}/c_{44})$, где ΔH — полуширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР); η_{11} , η_{44} и c_{11} , c_{44} — соответственно вязкости и упругие модули продольного и поперечного звука. При этом наличие затухания учитывалось сообразно тому, какая задача решалась: о бегущих или стоячих волнах [1]. В первом случае фиксировалась действительная ω и находились комплексные $q = q' + iq''$, вещественная часть (q') которых определяет дисперсию, а мнимая (q'') — пространственный декремент волн. Во втором случае граничными условиями фиксировалось действительное q и находились комплексные $\omega = \omega' - i\omega''$, где ω' определяет частоты собственных колебаний, а ω'' — их затухание.

Следует отметить, что структуру определителя (5) можно представить в виде

$$\begin{vmatrix} \|S\| & \sim b & \sim b & \sim b \\ \sim b & \left\| \begin{matrix} T & \sim q \\ \sim q & L \end{matrix} \right\| & \sim b & \\ \sim b & \sim b & \sim b & \|M\| \end{vmatrix} = 0, \quad (8)$$

где стоящие по диагонали элементы определителя, объединенные в матрицы $\|S\|$, $\|T\|$, $\|L\|$, $\|M\|$ порядка 2×2 , отвечают дисперсионным уравнениям чисто сдвиговых ($\Delta S = 0$), лэмбовских ($\Delta L = TL + \delta = 0$, где $\delta \sim q^2$) и обратных объемных магнитостатических волн ($\Delta M = 0$), которые получаются в отсутствие магнитоупругой связи из граничных условий (4)–(6) соответственно. Элементы определителя $\sim b$ отвечают за магнитоупругое взаимодействие в пластине и приводят к связи названных волн. Определитель (8) можно представить в виде

$$\Delta S \Delta L \Delta M = \delta_1 \Delta S + \delta_2 \Delta L + \delta_3 \Delta M + \delta_4, \quad (9)$$

где члены $\delta_{1,2,3,4}$ отвечают за взаимодействие волн и содержат слагаемые $\sim I^{2n}$, где I — интеграл перекрытия волновых полей взаимодействующих волн, n ($1 \leq n \leq 4$) характеризует порядок магнитоупругой связи.

В свою очередь интеграл перекрытия можно выразить через распределения намагниченности $\mathbf{m}(y)$ одной волны и магнитоупругое поле $\mathbf{h}_{me}(y)$ другой

$$I = \int_{-d/2}^{d/2} \mathbf{m}(y) \mathbf{h}_{me}(y) dy. \quad (10)$$

Из (10) легко видеть, что при резонансе магнитостатической и упругой волн $I \sim b$ и члены связи $\delta_{1,2}$, отвечающие за взаимодействие лэмбовских и сдвиговых упругих волн с ООМСВ, имеют порядок b^2 . Резонанс лэмбовских и сдвиговых упругих волн характеризует член связи $\delta_3 \sim b^4$ ($I \sim b^2$).

В нашем случае наличие в задаче симметрии относительно плоскости $y = 0$ устанавливает связь только между модами, обладающими соответственно одинаковой четностью $\mathbf{m}(y)$ и $\mathbf{h}_{me}(y)$. Исходя из характера распределения высокочастотной намагниченности $\mathbf{m}(y)$ в модах ООМСВ [4] и смещений $\mathbf{u}(y)$ в упругих модах [5], а также учитывая связь последних с магнитоупругими полями \mathbf{h}_{me} в уравнениях (1), можно показать, что моды ООМСВ взаимодействуют со сдвиговыми и продольными лэмбовскими упругими модами, имеющими ту же четность, а также с поперечными лэмбовскими модами противоположной четности.

Результаты расчета

Расчеты проводились для пластины толщиной $d = 100 \mu\text{m}$ и параметров, отвечающих Ga, Sc-замещенному железиттриевому гранату (Ga, Sc:ЖИГ): $4\pi M_0 = 250 \text{Gs}$, $\Delta H = 0.2 \text{Oe}$, $\gamma/(2\pi) = 2.8 \text{MHz/Oe}$, $\rho = 5.17 \text{g/cm}^3$, $v_l = 7.11 \cdot 10^5 \text{cm/s}$, $v_t = 3.85 \cdot 10^5 \text{cm/s}$, $\eta_{11}/c_{11} = 2.4 \cdot 10^{-15} \text{s}$ и $\eta_{44}/c_{44} = 3.0 \cdot 10^{-16} \text{s}$, $b = 1600$. Внешнее магнитное поле (там, где это не оговорено особо) считалось равным $H_0 = 35 \text{Oe}$.

Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, отметим, что в отсутствие магнитоупругости ($b = 0$) в такой пластине возможно распространение мод обратной объемной магнитоэластической волны (ООМСВ) [4] и упругих мод пластины [5]. На рис. 1 показана дисперсия этих волн в отсутствие диссипации. Сплошными кривыми показаны моды ООМСВ, занимающие частотный $f = \omega/2\pi$ диапазон $f_H \leq f \leq f_0$, где $f_H = \gamma H_0/(2\pi)$ — коротковолновая, а $f_0 = \sqrt{f_H^2 + f_M^2}$ — длинноволновая границы спектра ООМСВ, $f_M = \gamma 4\pi M_0/(2\pi)$. В дипольном приближении частоты отсечки мод ООМСВ с различным числом m полувольт по толщине пластины совпадают с частотой f_0 .

Моды Лэмба со смещениями, поляризованными в сагиттальной плоскости xOy , показаны штрихпунктиром. Дисперсия мод Лэмба, как правило, прямая. Однако некоторые лэмбовские моды имеют участки отрицательной дисперсии в области малых волновых чисел q (крестики на рис. 1). Частоты отсечки мод Лэмба определяются выражениями

$$f_L = \frac{v_l l}{2d}, \quad f_T = \frac{v_t t}{2d}, \quad (11), (12)$$

где l и t — номера продольных и поперечных мод Лэмба, совпадающие с числом полувольт укладываемых по толщине пластины.

Моды Лэмба, имеющие начало дисперсионных кривых на частотах отсечки, определяемых (11), называют продольными модами, а начинающиеся с частот (12) — поперечными модами.¹

Штриховыми линиями показаны дисперсионные кривые чисто сдвиговых упругих мод пластины, у которых смещения поляризованы вдоль оси Oz . Дисперсия сдвиговых упругих мод прямая, а частоты отсечки f_s , характеризующиеся числом s полувольт по толщине, оказываются вырожденными с частотами отсечки поперечных лэмбовских мод номера $t = s$ и определяются (12).

Наличие магнитоупругости ($b \neq 0$) приводит к взаимодействию ООМСВ с упругими модами и образованию единого спектра гибридных МУВ. Отражением этого процесса являются перестройки в дисперсии и затухании взаимодействующих волн, которые происходят не только на частотах синхронизма волн, но и вдали от точек пересечения дисперсионных кривых ООМСВ и упругих волн. Рассмотрим наиболее яркие проявления таких перестроек.

Снятие вырождения частот отсечки ООМСВ и упругих мод

При наличии магнитоупругой связи снимается вырождение частот отсечки сдвиговых и поперечных лэмбовских упругих мод одинаковых номеров ($s = t$), а

¹ При удалении от частот отсечки лэмбовские моды имеют одновременно поперечную и продольную компоненты, соотношение между которыми может меняться. При этом чтобы избежать путаницы, мы в дальнейшем по-прежнему будем называть их продольными или поперечными в зависимости от того, какие частоты отсечки являются началом их дисперсионных кривых.

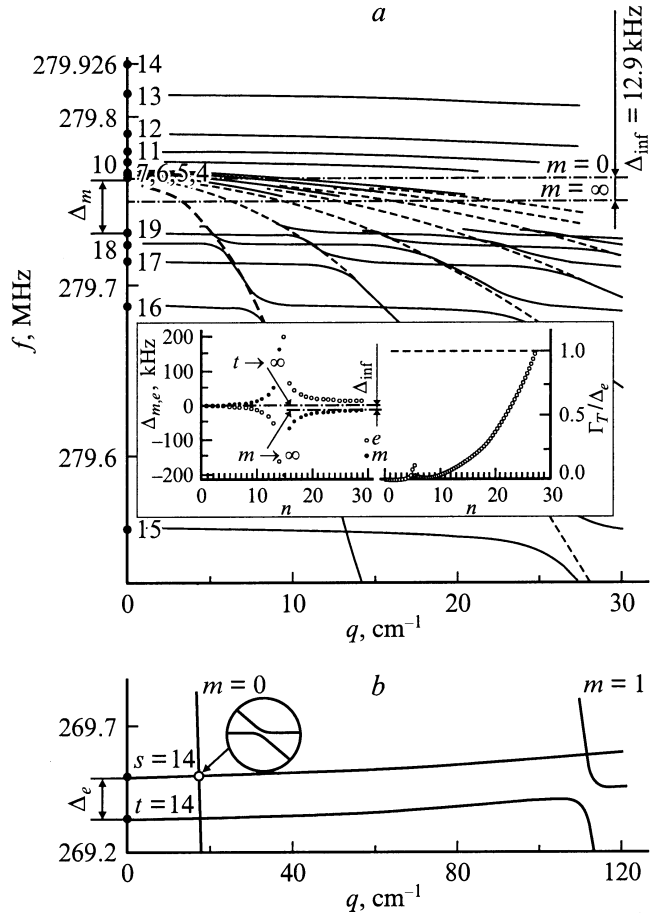


Рис. 2. Поведение дисперсии ООМСВ (а) и поперечных упругих (б) мод номеров $s = t = 14$ вблизи их частот отсечки при наличии магнитоупругости и пренебрежении диссипацией. Штриховые кривые — дисперсия ООМСВ в отсутствие магнитоупругости. Частоты отсечки обозначены кружочками, рядом указаны номера мод. На вставке — зависимости величины отстройки частот отсечки ООМСВ (Δ_m) и поперечных мод Лэмба (Δ_e) от номера моды, а также отношения частотного декремента к указанной отстройке для лэмбовской моды (Γ_T/Δ_e).

также мод ООМСВ различных номеров m на частоте f_0 (соответственно области А и В на рис. 1). Снятие вырождения в данном случае достигается за счет взаимодействия поперечных мод Лэмба с модами ООМСВ и проявляется в отстройке частот отсечки указанных мод от первоначального положения на величины Δ_e и Δ_m (рис. 2). Эти отстройки могут быть рассчитаны с помощью выражения для спектра МУВ в безграничном ферромагнетике, бегущих под прямым углом к намагничивающему полю, при учете в нем поля размагничивания и устанавливаемого граничными условиями ограничения на волновое число $q = \pi n/d$ [6] ($n = s = t = m$)

$$\Delta_m = \sqrt{\frac{1}{2}(f_0^2 + f_T^2 \pm R)} - f_0,$$

$$\Delta_e = \sqrt{\frac{1}{2}(f_0^2 + f_T^2 \mp R)} - f_T,$$

где

$$R = \sqrt{(f_0^2 - f_T^2)^2 + (M_0 b n / d)^2 f_H f_M / (4\pi\rho)},$$

f_T — определяется (12), верхние знаки относятся к модам номеров $n < 2df_0/v_t$, а нижние — к $n > 2df_0/v_t$.

Зависимости $\Delta_e(n)$ и $\Delta_m(n)$, рассчитанные без учета диссипации в системе, показаны на вставке к рис. 2, а. Видно, что отстройки максимальны для мод с номерами $n = 14$ и 15 , при которых частоты отсечки f_T наиболее близки к частоте f_0 и, следовательно, упругие волны наиболее близки к фазовому синхронизму с модами ООМСВ. При $n \rightarrow \infty$ отстройка упругих мод $\Delta_e \rightarrow 0$, тогда как мода ООМСВ остается конечной и в нашем случае достигает величины $\Delta_m(n \rightarrow \infty) = \Delta_{\text{inf}} \approx 13$ kHz (рис. 2, а). Отметим также, что одновременно со снятием вырождения частот отсечки мод ООМСВ между указанными модами возникает резонансное взаимодействие, подчиняющееся правилу отбора, навязываемому симметрией задачи (поведение сплошных и штриховых кривых на рис. 2, а).

Условие наблюдения эффекта снятия вырождения частот отсечки мод ООМСВ и упругих мод можно записать в виде

$$\Delta'_m(n) - \Delta'_m(n+1) > \max\{\Gamma_M(n), \Gamma_M(n+1)\}, \quad (13)$$

$$\Delta'_e(n) > \max\{\Gamma_S(n), \Gamma_T(n)\}, \quad (14)$$

где $\Delta'_m(n)$ и $\Delta'_e(n)$ — значения отстроек мод ООМСВ и мод Лэмба с учетом потерь; $\Gamma_M(n)$, $\Gamma_S(n)$, $\Gamma_T(n)$ — мнимые части частоты ($\omega''/(2\pi)$) мод ООМСВ, сдвиговых и лэмбовских мод, которые с учетом малости потерь ($\omega'' \ll \omega'$) можно записать в виде

$$\Gamma_S = \pi\eta f_S^2,$$

$$\Gamma_M = \Gamma_M^0 - \frac{\Gamma_M^0 - \Gamma_T^0}{2} (1-t),$$

$$\Gamma_T = \Gamma_M^0 + \frac{\Gamma_M^0 - \Gamma_T^0}{2} (1-t),$$

где $\Gamma_M^0 = (\gamma\Delta H/(2\pi))(f_H + f_M/2)/f$, $\Gamma_T^0 = \Gamma_S$, $t = |f_0^2 - f_T^2|/R$.

При выбранных параметрах диссипации значения $\Delta'_m(n)$ и $\Delta'_e(n)$ отличаются от значений раздвижек, рассчитанных без потерь менее чем на 2%. Затухание мод ООМСВ $\Gamma_M(n)$ в основном определяется собственными процессами релаксации, тогда как для упругих мод помимо собственных вязких потерь существенны также магнитные потери, обусловленные магнитоотрицательной (для мод номеров $n < 20$ при выбранных параметрах магнитные потери преобладают над вязкими). Соответственно в выполнении условия (14) решающую роль играет затухание лэмбовских упругих мод. Причем если условие (13) не выполняется ни для одной моды ООМСВ, то (14) выполняется для упругих мод номеров $n < 80$ (вставка на рис. 2).

Резонансное взаимодействие ООМСВ и упругих мод

В условиях фазового синхронизма, которым отвечают точки пересечения дисперсионных кривых на рис. 1, ООМСВ и упругие волны взаимодействуют резонансно. При этом с модами ООМСВ кроме симметричной и антисимметричной ПАВ могут резонансно взаимодействовать чисто сдвиговые и поперечные моды Лэмба номеров $s, t \leq 15$ и продольные моды Лэмба номеров $l \leq 7$ (рис. 1). Мы ограничимся анализом взаимодействия с упругими модами только двух первых мод ООМСВ ($m = 0.1$).

Резонансное взаимодействие ООМСВ с упругими модами, частоты отсечки которых лежат ниже коротковолновой границы спектра f_H , происходит при фазовых скоростях $v \approx v_S$ (область F на рис. 1). Резонансы ООМСВ с теми упругими модами, частоты отсечки которых попадают в полосу частот $f_H \leq f \leq f_0$, приходится на область так называемых "быстрых" магнитоупругих волн, где $v \gg v_S$.

Отметим, что в случае "слабой" магнитоупругой связи совокупность резонансов распадается на резонансы ООМСВ с чисто сдвиговыми или лэмбовскими модами. Тогда уравнение (9) сводится к паре уравнений вида

$$\Delta L \Delta M = \delta_1 \quad (15)$$

в случае резонанса ООМСВ с модами Лэмба и

$$\Delta S \Delta M = \delta_2 \quad (16)$$

в случае резонанса ООМСВ с чисто сдвиговыми модами.

Считая отклонения частоты $\Delta\omega$ и волнового числа Δq малыми ($\Delta\omega \ll \omega$, $\Delta q \ll q$) от точек резонанса (ω^* , q^*), стандартной процедурой [1] уравнения (9) можно свести к виду

$$(\Delta\omega - \Delta q V_M^g + i Q_M V_M^g) \times (\Delta\omega - \Delta q V_{L(T,S)}^g + i Q_{L(T,S)} V_{L(T,S)}^g) = \delta\omega_{me}^2, \quad (17)$$

где V_M^g и $V_{L(T,S)}^g$ — групповые скорости ООМСВ и упругой волны на частоте резонанса, Q_M и $Q_{L(T,S)}$ — пространственные декременты ООМСВ и упругой волны на частоте резонанса (с учетом связи магнитной и упругой подсистем), $\delta\omega_{me}^2 = \delta_{1(2)} (\partial\Delta M/\partial\omega \cdot \partial\Delta L(S)/\partial\omega)^{-1}$ характеризует величину магнитоупругой "щели" в точке резонанса ($\Delta q = 0$) в отсутствие потерь $Q_M = Q_{L(T,S)} = 0$ [1]: $\delta f_{me} = \delta\omega_{me}/\pi$ (вставка I к рис. 3).

В области частот, где $v \gg v_S$, групповая скорость упругих волн, как правило, положительна ($V_{L(T,S)}^g > 0$), а ООМСВ отрицательна ($V_M^g < 0$). В свою очередь различие знаков групповых скоростей ООМСВ и упругих мод приводит к тому, что результатом их взаимодействия становится образование полос "непропускания" [7] в спектре. Характерные особенности, возникающие при этом в дисперсии и затухании МУВ, продемонстрированы на вставке I к рис. 3, где представлена область

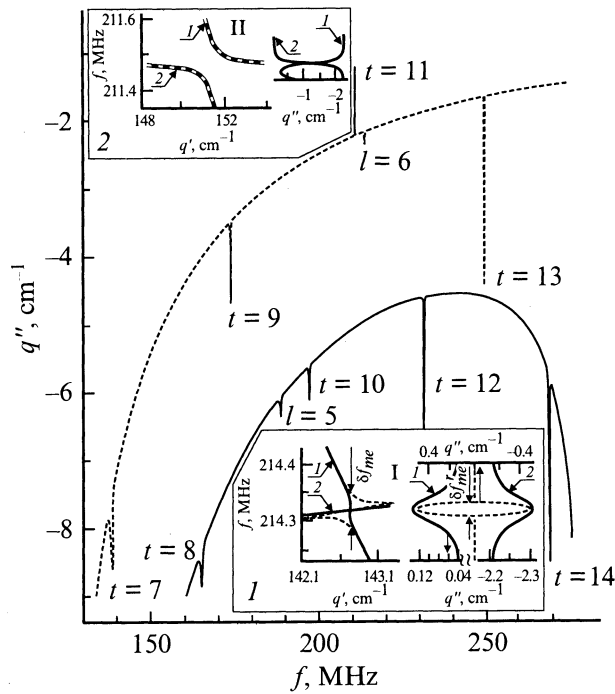


Рис. 3. Частотные зависимости пространственного декремента ООМСВ номеров $m = 0$ (штриховые кривые) и 1 (сплошные кривые) в области спектра, отвечающего "быстрым" МУВ. Рядом с пиками, отвечающими гибридизации с упругими модами, указаны номера этих мод. На вставках I и II — дисперсия и затухание МУВ в окрестности резонанса ООМСВ номера $m = 0$ соответственно с продольной модой Лэмба $l = 6$ и поперечной модой Лэмба номера $t = 11$. Штриховые кривые — без учета диссипации, сплошные — с учетом. На вставках I, 2 — дисперсионные зависимости $f(q')$ и частотные зависимости затухания $q''(f)$ соответственно.

резонанса моды ООМСВ номера $m = 0$ с продольной модой Лэмба номера $l = 6$, отвечающая области C на рис. 1. Видно, что в отсутствие диссипации (штриховые кривые) дисперсионные кривые взаимодействующих волн расталкиваются, формируя полосу "непропускания" $\delta f_{me}^r \leq \delta f_{me}$, в пределах которой волны находятся в синхронизме и затухают, имея максимальный декремент на частоте синхронизма [1]

$$q'' = \delta \omega_{me} \text{Im} \left(V_M^g V_{L(T,S)}^g \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

В том случае, когда синхронизм волн достигается на частотах, отвечающих участкам отрицательной дисперсии мод Лэмба (на рис. 1 они помечены крестиком), групповые скорости волн сонаправлены и резонансное взаимодействие сопровождается характерным для этого случая [1] расталкиванием дисперсионных кривых. Данное обстоятельство демонстрирует вставка II на рис. 3, на которой представлена область фазового синхронизма моды ООМСВ номера $m = 0$ с поперечной модой Лэмба номера $t = 11$, отвечающая области D на рис. 1.

При выбранных значениях параметров диссипации расталкивание дисперсионных кривых в большинстве

случаев сменяется появлением аномальных участков аналогично тому, как показано сплошными кривыми на вставке I к рис. 3. В то же время поведение дисперсионных кривых в области резонанса моды ООМСВ номера $m = 0$ с модой Лэмба номера $t = 11$ практически не меняется. Оказывается, что для формирования аномальных участков дисперсии для указанного резонанса требуется увеличение ширины линии ФМР почти в три раза или упругой вязкости в 200 раз.

На рис. 3 показаны частотные зависимости пространственного декремента двух первых мод ООМСВ в пластине. Отрицательные значения декремента отражают направление групповой скорости ООМСВ против оси x . Можно видеть, что наибольший рост затухания ООМСВ, отвечающий полосам непропускания, возникает на частотах резонансов с поперечными модами Лэмба, а также на частотах резонансов с теми продольными модами Лэмба, когда их частоты оказываются достаточно близки к резонансам с поперечными модами. Затухание ООМСВ на частотах резонансов с чисто сдвиговыми модами оказывается на один-два порядка слабее и на рис. 3 не показано. Столь слабое влияние чисто сдвиговых волн на затухание ООМСВ объясняется тем, что их связь в уравнениях движения (1) имеет порядок $\sim qb$ и

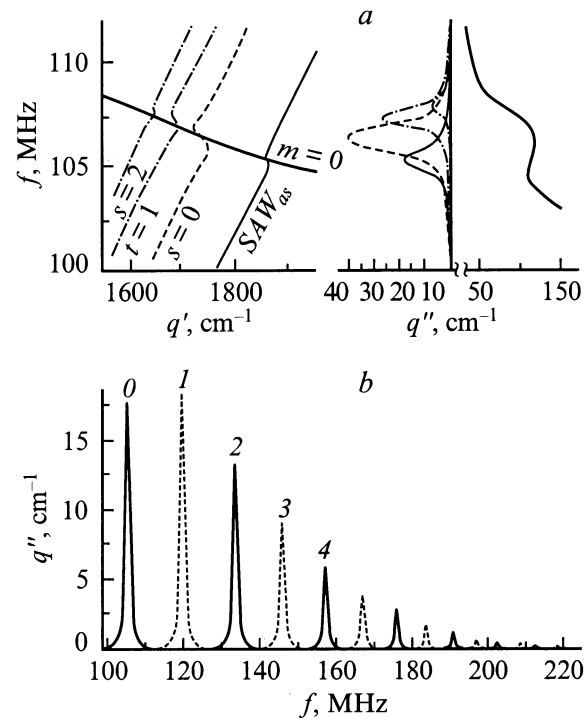


Рис. 4. *a* — дисперсия и затухание МУВ в окрестности резонанса моды ООМСВ номера $m = 0$ с антисимметричной поверхностной модой Лэмба (SAW_{as}), поперечной лэмбовской модой номера $t = 1$ и со сдвиговыми модами номеров $s = 0$ и 2 при наличии диссипации; *b* — частотные зависимости пространственного декремента симметричной (штриховые кривые) и антисимметричной (сплошная кривая) поверхностных мод Лэмба. Рядом с пиками, отвечающими гибридизации с модами ООМСВ, указаны номера этих мод.

оказывается малой в области быстрых МУВ, где $q \rightarrow 0$. В целом в области $v \gg v_S$ моды ООМСВ наиболее эффективно взаимодействуют с поперечными модами Лэмба.

Отметим также, что поскольку диссипация в магнитной подсистеме выше, чем в упругой, взаимодействие с модой Лэмба, имеющей отрицательный наклон дисперсии ($t = 11$), приводит к понижению затухания ООМСВ.

Резонансное взаимодействие при $v \approx v_S$ мы рассмотрим на примере резонансов, попадающих в область F на рис. 1. На рис. 4 представлены результаты расчета законов дисперсии и затухания магнитоупругих волн из данной области.² Отличаем данного случая от области быстрых МУВ является одинаковая эффективность взаимодействия ООМСВ как с модами Лэмба, так и с чисто сдвиговыми модами. В рассматриваемом случае величина магнитоупругих щелей $\delta f_{me} \approx 1$ МГц, что почти на порядок превышает наибольшие значения δf_{me} из области быстрых МУВ.

Потери приводят к формированию ярко выраженных участков аномальной дисперсии и осцилляциям затухания для упругих мод на частотах резонансов. На рис. 4, б, для примера, показаны частотные зависимости затухания симметричной и антисимметричной поверхностных мод Лэмба. Видно, что величина этих осцилляций убывает с ростом номера ООМСВ, что отражает падение величины интеграла перекрытия по закону, близкому к экспоненциальному, а отклонение от этого правила проявляется только для резонанса с модой ООМСВ номера $m = 0$ и, очевидно, связано с влиянием на него резонансов соседних объемных упругих мод. Понятно, что в последнем случае подход, основанный на анализе уравнений (17), неприменим, так как во взаимодействии участвуют более двух волн.

Резонансное взаимодействие лэмбовских и сдвиговых упругих мод

Как видно из уравнений (1), при $b \neq 0$ сдвиговые и лэмбовские упругие моды связаны между собой посредством магнитной подсистемы. Рассмотрим проявления такого взаимодействия в условиях фазового синхронизма волн на примере резонанса поперечной моды Лэмба номера $t = 6$ со сдвиговой модой $s = 7$, который реализуется в данном случае при $f_E \approx 144.8$ МГц и $q_E \approx 865$ см⁻¹ (область E на рис. 1) (как показывают расчеты особенности взаимодействия упругих мод других номеров качественно носят тот же характер). При этом уравнение (9) принимает вид

$$\Delta S \Delta L = \delta_3.$$

Условия синхронизма упругих волн в области E выполняются при любых значениях магнитного поля.³

² На рис. 4, а показаны лишь те упругие моды, которые удовлетворяют правилу отбора на взаимодействие с модой ООМСВ номера $m = 0$.

³ Положение точки пересечения дисперсионных кривых (f_E, q_E) упругих мод зависит от магнитного поля за счет изменения перенормировки скорости звука.

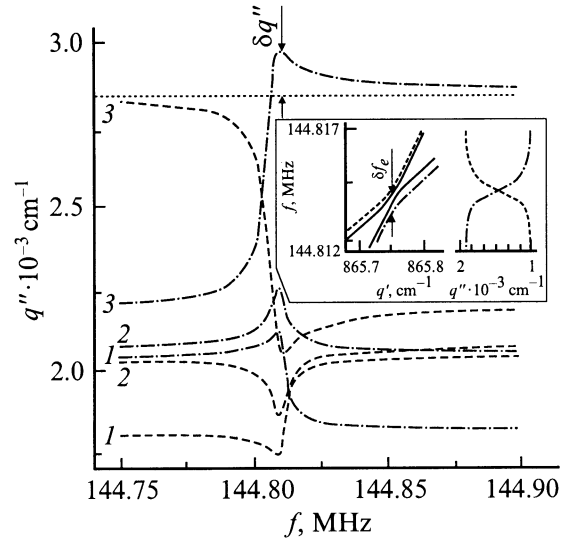


Рис. 5. Частотные зависимости декрементов упругих мод в области резонанса сдвиговой моды номера $s = 7$ с поперечной лэмбовской модой номера $t = 6$. H_0, Oe : 1 — 60, 2 — 55, 3 — 45. На вставке — поведение дисперсии и затухания этих мод при $H_0 = 125$ Oe (сплошные кривые — без диссипации, штриховые и штрихпунктир — при ее наличии).

Однако следует ожидать, что эффективность взаимодействия упругих волн будет определяться тем, насколько близко от точек пересечения дисперсионных кривых упругих волн проходят дисперсионные кривые магнито-статических волн. Действительно, амплитуда вынужденных колебаний намагниченности, сопровождающих распространение упругих волн и обеспечивающих их связь, непосредственно зависит от степени фазовой расстройки упругих волн и ООМСВ.

На вставке к рис. 5 показан характер дисперсии и затухания упругих волн в области E для поля $H_0 = 125$ Oe, при котором нижняя (коротковолновая) граница области существования ООМСВ $f_H = 350$ МГц, что заметно превышает частоту резонанса f_E . В отсутствие потерь величина расталкивания $\delta f_e \sim b^2$ и составляет в данном случае $\delta f_e \approx 1$ kHz. При выбранных параметрах релаксации в упругой и магнитной подсистемах ферромагнетика расталкивание в области E при $H_0 = 125$ Oe сохраняется в отличие от взаимодействия упругих мод с ООМСВ (вставка II к рис. 3, в данном случае перестройки спектра, вызванные наличием диссипации и резонансным взаимодействием, оказываются одного порядка). При этом "щель" в частотных зависимостях декрементов упругих волн в области резонанса [1] отсутствует (штриховые кривые на вставке к рис. 5). Такое поведение законов дисперсии и затухания волн в окрестности резонанса отвечает случаю "малых" потерь [1]

$$\delta \omega_e^2 \gg (Q_S - Q_T)^2 V_T^g V_S^g.$$

В целом для поля $H_0 = 125$ Oe резонансное взаимодействие проявляется в дисперсии и затухании упругих волн

вполне аналогично случаям резонансов магнитостатических волн с упругими [1] или обменными [8] волнами. Однако в тех случаях, когда область E оказывается близка к области существования ООМСВ, поведение частотных зависимостей декрементов $q''(\omega)$ упругих волн в области резонанса существенно иное (рис. 5). Можно видеть, что в узкой полосе частот вблизи резонансной частоты f_E наряду с пересечением частотных зависимостей декрементов возникает их "расталкивание". Существенно, что при этом сохраняется "расталкивание" дисперсионных кривых сдвиговых и лэмбовских мод, которое имеет вид, аналогичный показанному на вставке к рис. 5, а добавки в декременты $\delta q''$ (рис. 5) не превосходят дополнительного затухания, вызванного связью с магнитной подсистемой.

Ход зависимостей $q''(\omega)$ в окрестности резонанса сдвиговых и лэмбовских упругих волн, показанный на рис. 5, можно объяснить с помощью (10), где нужно провести соответствующие данному случаю изменения. Необходимо учесть вклад процессов релаксации в связь волн δ_3 [9]

$$\tilde{\delta}_3 \Rightarrow \delta_3 \left(1 - i \frac{\gamma \Delta H}{\omega_H} \Phi \right),$$

где Φ — некоторая функция ω и q порядка единицы и отброшены добавки за счет упругой вязкости, которые в рассматриваемом диапазоне частот и выбранных параметрах несущественны.

При этом если декременты упругих мод близки настолько, что $|Q_S - Q_T| \ll \sqrt{\delta \omega_e^2 / V_S^2 V_T^2} (\gamma \Delta H / \omega_H) \Phi$ (кривые на рис. 5, отвечающие $H_0 = 55$ Ое), то запись выражения для $\delta q''$ сильно упрощается и оно принимает вид

$$\delta q'' \approx \mp \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\delta \omega_e^2}{V_S^2 V_T^2}} \frac{\gamma \Delta H}{\omega_H} \Phi.$$

Качественно картину "расталкивания" декрементов упругих волн на частоте резонанса можно связать с изменением связи упругих волн с магнитной подсистемой, сопровождающимся соответствующей перестройкой внесистемного затухания. При этом очевидно, что проявление этого эффекта будет наиболее заметным, т. е. $\delta q'' \sim Q_{S,T}$, в случаях, когда вклад магнитных потерь в затухание упругих мод существенно превосходит собственные вязкие потери.

На рис. 6 показана зависимость величины расталкивания δf_e от величины магнитного поля. Видно, что δf_e заметно возрастает в области полей $H_1 - H_2$, отвечающих существованию ООМСВ. При $H_0 = 0$ величина расталкивания конечна, тогда как с ростом поля $\delta f_e \rightarrow 0$. Внутри интервала полей $H_1 - H_2$ имеется ряд значений, при которых в область резонанса упругих волн начинают попадать моды ООМСВ и резонансно взаимодействуют три волны — см. места разрывов.⁴ В окрестности

⁴ Для заштрихованной области полей, где высока плотность мод ООМСВ и упругие моды взаимодействуют сразу с несколькими из них, расчет не проводился.

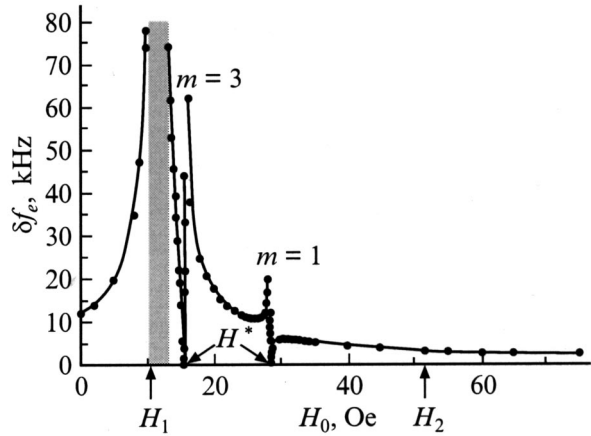


Рис. 6. Зависимость резонансной раздвижки дисперсионных кривых упругих мод δf_e в точке синхронизма сдвиговой моды номера $s = 7$ с поперечной лэмбовской модой номера $t = 6$ от величины магнитного поля в отсутствие диссипации.

тройных резонансов наблюдается как увеличение эффективности взаимодействия упругих мод (δf_e оказываются близки к значениям δf_{me} из области быстрых МУВ), что является следствием повышения восприимчивости магнитной подсистемы к внешним возбуждениям, так и подавление упругих резонансов — см. значения полей H^* . Последнее, очевидно, связано с конкуренцией между перестройками дисперсии, вызванными взаимодействием упругих мод между собой, с одной стороны, и взаимодействием упругих мод с ООМСВ, с другой.

Для того чтобы охарактеризовать поведение волн в условиях "тройного" резонанса, обратимся к рис. 7, где показаны дисперсия (левая колонка) и затухание (правая колонка) волн в области E при значениях поля H_0 , отвечающих попаданию в область E моды ООМСВ с номером $m = 1$. Результаты расчетов, выполненные без учета диссипации в спиновой и упругой системах, показаны тонкими сплошными линиями. Законы дисперсии и частотные зависимости мнимых частей волновых чисел q'' волн, рассчитанные с учетом потерь, показаны толстой сплошной кривой для моды ООМСВ, штриховой кривой и штрихпунктиром для упругих мод.

Рис. 7, а демонстрирует случай, когда дисперсионные кривые волн пересекаются практически в одной точке — "тройной" резонанс. Можно видеть, что в пренебрежении диссипацией резонансное взаимодействие проявляется только в поведении законов дисперсии и затухания ООМСВ и моды Лэмба, которые ведут себя аналогично случаю, показанному на вставке 1 к рис. 3. При этом сдвиговая мода на плоскости $(\text{Re } f, \text{Re } q)$ своего положения практически не меняет, а значение "щели" составляет $\delta f_e \approx \delta f_{me} / 2 \approx 100$ кГц, где δf_{me} характеризует расталкивание дисперсионных кривых ООМСВ и моды Лэмба на частоте резонанса.

Сказанное легко понять, если учесть, что резонанс E приходится на область "быстрых" МУВ, где связь ООМСВ с чисто сдвиговыми модами как минимум на

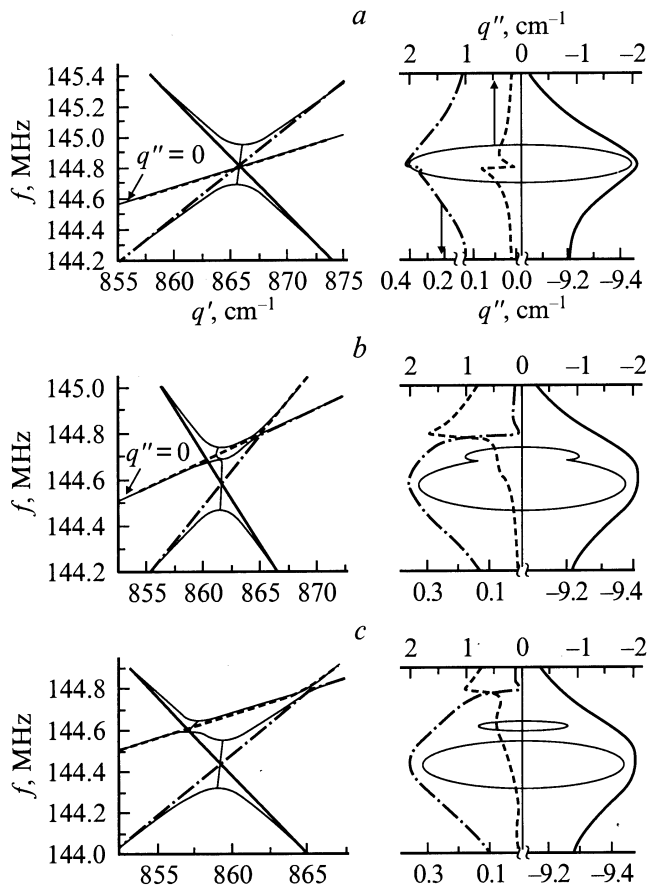


Рис. 7. Дисперсия и затухание МУВ в окрестности резонанса моды ООМСВ номера $m = 1$ с поперечной модой Лэмба номера $t = 6$ и сдвиговой модой номера $s = 7$. H_0, Oe : $a - 28.259$, $b - 28.1$, $c - 28$. Тонкие сплошные кривые — без диссипации, жирные — с учетом.

порядок слабее, чем с модами Лэмба. Поэтому иерархия взаимодействий такова, что именно ООМСВ и мода Лэмба взаимодействуют прежде всего и образуют полосу "непропускания", в пределах которой испытывают потери (11). Отражением этого процесса является "выход" дисперсионных кривых из действительной плоскости ($\text{Re } f, \text{Re } q$) в комплексное пространство ($\text{Re } f, \text{Re } q, \text{Im } q$). Учет связи со сдвиговой модой (член δ_2 в уравнении (8)) практически не меняет положение дисперсионных кривых, поскольку дисперсионная кривая сдвиговой моды отстоит на величину $\Delta\omega = 2\pi\delta f_e \gg \sqrt{\delta_2}, \sqrt{\delta_3}$ от точки резонанса ООМСВ и моды Лэмба.

Расчеты, выполненные с учетом выбранных параметров релаксации, показывают, что поведение законов дисперсии практически совпадает со случаем отсутствия резонансного взаимодействия, тогда как в частотных зависимостях декрементов видны аномальные участки, обусловленные как взаимодействием упругих мод с ООМСВ, так и между собой.

Рис. 7, b и c иллюстрируют поведение законов дисперсии и затухания волн по мере того, как мода ООМСВ

"покидает" область резонанса упругих волн за счет изменения магнитного поля. Оказалось, что до тех пор, пока точка пересечения дисперсионных кривых упругих мод E находится в пределах полосы "непропускания", образованной взаимодействием ООМСВ и моды Лэмба, поведение дисперсионных кривых и затухание волн в окрестности резонанса аналогично показанному на рис. 7, a . Для значений поля H_0 , при которых частота резонанса E выходит за границы полосы "непропускания", образованной в результате резонанса ООМСВ с модой Лэмба, наблюдается преобразование "тройного" резонанса в три "парных" резонанса (рис. 7, b). При этом в результате перекрытия резонансов ООМСВ с лэмбовскими и сдвиговыми упругими модами в спектре формируется интегральная полоса "непропускания", а поведение законов дисперсии и затухания упругих волн в окрестности резонанса E приобретает характер, аналогичный показанному на рис. 5. При поле $H_0 = 28 \text{ Oe}$ мода ООМСВ "выходит" из области резонанса упругих волн и практически перестает влиять на резонансное взаимодействие упругих волн (рис. 7, c).

Взаимодействие волн в условиях "сильной" магнитоупругой связи

В большинстве рассмотренных выше случаев волны взаимодействовали в условиях "слабой" магнитоупругой связи, когда величина расталкивания ($\delta f_e, \delta f_{me}$) дисперсионных кривых на частоте резонанса значительно меньше частотного интервала Δf между соседними модами в спектрах волн $\Delta f \gg \delta f_{me}, \delta f_e$.

Между тем в формировании спектра МУВ слоистых ферритовых структур при определенном соотношении параметров задачи (частоты волны, толщины и постоянной магнитоупругой связи слоя феррита, магнитного поля) могут принимать участие многоволновые резонансы, когда оказываются выполненными условия "сильной" магнитоупругой связи $\Delta f \leq \delta f_{me}, \delta f_e$.

Одним из примеров многоволнового резонанса является рассмотренный ранее "тройной" резонанс с участием моды ООМСВ номера $m = 1$ со сдвиговой и поперечной лэмбовской модами номеров $s = 7$ и $t = 6$. Однако такой резонанс носит "случайный" характер — он возникает лишь при определенном значении магнитного поля и при незначительной вариации поля $\sim 1 \text{ Oe}$ мода ООМСВ фактически "выходит" из области синхронизма. Следует также отметить, что низкая эффективность взаимодействия ООМСВ со сдвиговой модой сводит по существу участие последней в "тройном" резонансе к роли слабого возмущения по отношению к более сильному взаимодействию ООМСВ с модой Лэмба (рис. 7).

Кроме отмеченных "тройных" резонансов в рассматриваемом случае возможны резонансы, которые характеризуются, во-первых, участием в них большего числа волн, во-вторых, эффективности взаимодействия всех упругих волн с ООМСВ сопоставимы. К указанным

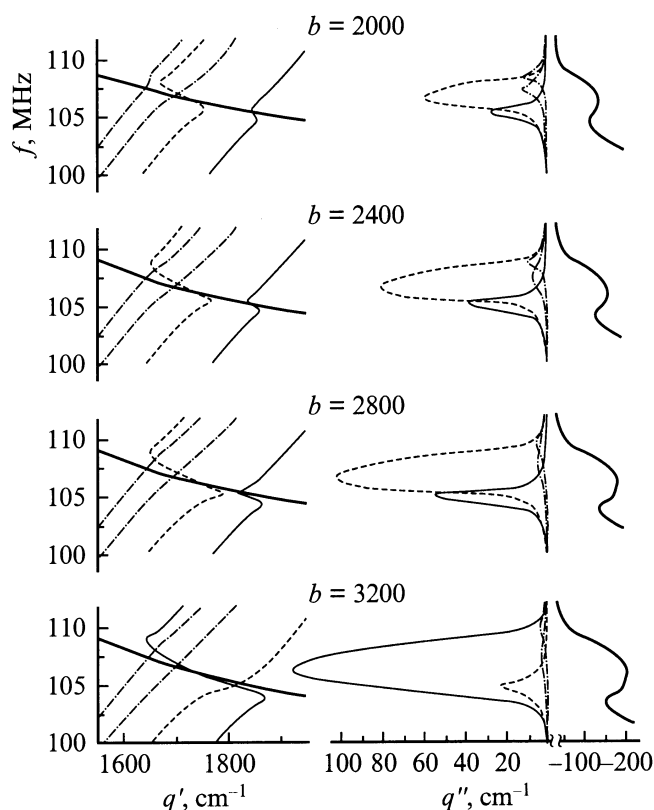


Рис. 8. Дисперсия и затухание МУВ в окрестности резонанса моды ООМСВ номера $m = 0$ с антисимметричной поверхностной модой Лэмба (SAW_{as}), поперечной лэмбовской модой номера $t = 1$ и сдвиговыми модами номеров $s = 0$ и 2 при наличии диссипации и различных значениях константы магнитоупругости.

случаям можно отнести, например, резонансное взаимодействие ООМСВ с упругими волнами в области $v \approx v_S$, где в области достаточно больших частот происходит "сгущение" упругих мод (область F на рис. 1).

Рассмотрим поведение дисперсии и затухания волн в условиях "сильной" магнитоупругой связи на примере резонанса основной моды ООМСВ с антисимметричной поверхностной модой Лэмба (SAW_{as}), поперечной модой Лэмба номера $t = 1$ и сдвиговых мод номеров $s = 0$ и 2 (рис. 8). Резонансное взаимодействие указанных волн в случае "слабой" связи показано на рис. 4, a и отвечает значению параметра магнитоупругой связи $b = 1600$. Видно, что по мере увеличения b ветви спектра сближаются на участке аномальной дисперсии и при достижении некоторого критического значения начинают пересекаться. В этом случае каждая из дисперсионных кривых по разные стороны от точки пересечения отвечает разному типу упругих мод. Кривые затухания также испытывают качественную перестройку — в месте их пересечения образуется щель. Причем затухание одной из ветвей становится существенно меньше, чем в случае $\Delta f_e > \delta f_{me}$, что можно интерпретировать как разрушение для нее резонанса с ООМСВ. Особен-

ностью многоволновых резонансов в рассматриваемой области является то, что в их формировании может участвовать большое количество упругих мод. Вовлечение в единый магнитоупругий резонанс более чем двух упругих мод происходит по цепочке за счет ближайших "соседей". При этом участок аномальной дисперсии, которому соответствует максимальная величина затухания, имеет началом моду с наименьшей фазовой скоростью, концом — моду с наибольшей фазовой скоростью. Дисперсия остальных мод плавно переходит на место "соседей" с меньшей фазовой скоростью, а их пики затухания заметно уменьшаются по сравнению со случаем $\Delta f_e > \delta f_{me}$. При значении постоянной магнитоупругого взаимодействия $b = 3200$ в резонансное взаимодействие ООМСВ и объемных упругих мод оказывается втянута поверхностная мода. При этом происходит преобразование поверхностной моды в объемную.

Заключение

Таким образом, в работе показано следующее.

1) Магнитоупругость приводит к снятию вырождения частот отсеки как поперечных лэмбовских и сдвиговых мод, так и мод ООМСВ, что проявляется в "отстройках" частот отсеки поперечных мод Лэмба и мод ООМСВ от первоначального положения и резонансом взаимодействии мод ООМСВ одинаковой четности.

2) ООМСВ могут взаимодействовать как с лэмбовскими, так и с сдвиговыми модами пластины, что проявляется, как правило, в образовании полос непропускания сигнала δf_{me}^r и осцилляциях затухания на частотах синхронизма волн. В области $v \approx v_S$ эффективность резонансного взаимодействия всех упругих мод с ООМСВ оказывается одного порядка. В области "быстрых" магнитоупругих волн ($v \gg v_S$) ООМСВ наиболее эффективно взаимодействуют с поперечными модами Лэмба, что отчасти отражает факт "перестройки" частот отсеки именно этих мод.

3) Магнитоупругость приводит к резонансному взаимодействию сдвиговых и лэмбовских упругих мод пластины. При этом значение параметра δf_e в отличие от случая резонансов с участием ООМСВ оказывается, во-первых, квадратичными по параметру магнитоупругой связи и, во-вторых, может соответствовать случаю "расталкивания" как законов дисперсии, так и затухания волн.

4) В области $v \approx v_S$, когда имеет место "сгущение" законов дисперсии упругих мод, в резонансном взаимодействии с модой ООМСВ участвуют сразу несколько упругих мод пластины. Особенность таких многоволновых резонансов — возможность трансформации поверхностных мод в объемные и переход сдвиговых мод в моды Лэмба или сдвиговые моды других номеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 99-02-17660, 01-02-06108), гранта CDRF (№ REC-006) и программы "Интеграция" (грант № 696.3).

Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 6–23.
- [2] Филиппов Б.Н., Лукомский В.П. // ФММ. 1972. Т. 34. № 4. С. 682–690.
- [3] Camley R.E. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 8. P. 5272–5284.
- [4] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. N 3/4. P. 308–320.
- [5] Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
- [6] Ле-Кроу Р., Комсток Р. // Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках: Физическая акустика / Под ред. У.Мэзона. М.: Мир, 1968. С. 156–243.
- [7] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
- [8] Луговской А.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 2. С. 458–462.
- [9] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.