

УДК 537.635

Взаимодействие ультразвукового импульса с ферромагнитной пластиной в условиях магнитоакустического резонанса

Юрий Г. Пейсахович*

Александр А. Штыгашев†

Новосибирский государственный технический университет,
К.Маркса, 20, Новосибирск, 630092,
Россия

Получена 29.12.2010, окончательный вариант 29.02.2011, принята к печати 02.03.2011

Изучается рассеяние ультразвукового волнового пакета нормально падающего на поперечно намагниченную ферромагнитную пластину в области магнитоупругого резонанса. За счет образования связанных правополяризованных упругих и спиновых волн имеется серия нулей и полюсов в спектре амплитуд отражения и прохождения. Показано, что за эволюцию волнового поля ответственны два типа полюсов амплитуд рассеяния. В тонких пластинах можно возбудить квазистационарные состояния, связанные с квазиспиновыми полюсами, в более толстых пластинах усиливается роль квазиакустических полюсов. Рассчитываются форма и времена жизни вторичных волновых структур.

Ключевые слова: ультразвуковой импульс, волновой пакет, магнитоупругий резонанс, ферромагнитная пластина, квазистационарное состояние.

Введение

В последнее десятилетие в связи с интенсивным изучением нанокристаллов и сверхрешеток активизировался интерес к распространению волновых пакетов через слоистые квазиодномерные структуры конечной длины [1–3]. Теоретическое описание этого процесса сводится к анализу спектральных интегралов, дающих волновую функцию нестационарного состояния рассеяния как вне области действия рассеивающей системы, где формируются падающий, отраженный и прошедший пакеты, так и внутри области действия потенциала, в которой могут сформироваться распространяющиеся навстречу друг другу импульсы, а также долгоживущие квазистационарные состояния. В отдельных слоях может возникать сильное взаимодействие рассеиваемого волнового поля с волновым полем собственных возбуждений этих слоев, имеющих порой иную физическую природу, что существенно влияет на результат рассеяния.

В настоящей статье будет приведено решение задачи о рассеянии упругого циркулярно поляризованного волнового импульса, нормально падающего на ферромагнитную пластину, намагниченную перпендикулярно поверхности, причем спектр импульса лежит в области частот, близких к частоте магнитоакустического резонанса [4–8] пластины. Из-за магнитоупругой связи в этой области происходит сильное перемешивание правовинтовых циркулярных упругих и спиновых волн. Спиновые волны локализованы в магнитоупорядоченной пластине, а упругие волны существуют во всей системе и их рассеяние имеет ярко

*yugp@rambler.ru

†shtyg@rambler.ru

© Siberian Federal University. All rights reserved

выраженный резонансный характер, что проявляется в спектрах амплитуд отражения и прохождения.

Ранее в нашей работе [9] было показано, что в окрестности магнитоакустического резонанса для указанных волн появляется серия узких линий стационарного полного резонансного отражения от пластины, которые накладываются на обычную полуволновую гребенку резонансной прозрачности коэффициентов отражения и прохождения. Путем решения системы связанных волновых уравнений были получены аналитические выражения для стационарных волновых полей и амплитуд рассеяния, которые включают физические и геометрические характеристики и отражают граничные условия для волновых полей на поверхностях раздела сред, в частности условия закрепления спинового волнового поля. Амплитуда прохождения упругих волн имеет нули при некоторых значениях реальной частоты, что и указывает на появление линий полного отражения от магнитного слоя, которые особенно заметны в окрестности точек резонансного пересечения спектральных кривых упругих и спиновых волн в этом слое. Естественно, что нули амплитуды прохождения существенно определяют рассеяние ультразвуковых волновых пакетов соответствующего спектрального состава, усиливая их отражение. Однако при взаимодействии волновых пакетов со слоистой системой могут заметным образом проявиться и полюсные особенности амплитуд рассеяния, расположенные недалеко от реальной оси в плоскости комплексной частоты. Они ответственны за образование квазистационарных состояний.

Структура волнового поля, образующаяся при рассеянии, предопределяется спектральным составом исходного импульса, а также фазовыми и амплитудными соотношениями между монохроматическими компонентами, в результате интерференции которых формируются вторичные импульсы, локализованные вблизи рассеивающей системы или расходящиеся от нее. Теоретическому и числовому анализу движения и рассеяния волновых пакетов разной физической природы в последнее время посвящено много публикаций [1–3]. Сложность теоретического описания рассеяния пакетов даже на простейших квазиодномерных препятствиях связана с необходимостью достаточно точно решить две задачи. Первая из них требует нахождения аналитических функций, дающих монохроматические частные решения волновых уравнений, включая определение парциальных амплитуд при экспоненциальных (или каких-либо иных) факторах, характеризующих координатную зависимость этих решений, в частности амплитуд и коэффициентов рассеяния. Здесь могут встретиться резонансные явления резкого возрастания модулей парциальных амплитуд и быстрого изменения их фаз в узком частотном диапазоне из-за наличия границ слоев и смешивания волновых полей. С математической точки зрения так проявляются полюсные или иные особенности частных решений в плоскости комплексной частоты. Вторая задача заключается в вычислении спектральных интегралов, описывающих нестационарное волновое поле при разных значениях координат и времени. В принципе, всегда возможен числовой расчет этих интегралов, если первая задача решена и заданы все требуемые количественные характеристики системы. Качественное объяснение получаемых таким образом профилей волнового поля, а также приближенные оценки амплитуд и времен жизни различных движущихся пиков и порогов основаны на асимптотических методах оценивания спектральных интегралов, среди которых наиболее часто применяемыми являются метод стационарной фазы и метод перевала с соответствующим контурным интегрированием в плоскости комплексной частоты. Полное решение первой задачи для одномерного рассеяния ферромагнитной пластиной ультразвукового волнового пакета, составленного из монохроматических компонент с частотами, близкими к магнитоакустическому резонансу, приведено нашей работе [9]. Теперь мы воспользуемся полученными там результатами и сосредоточим свое внимание на второй задаче и экспериментально проверяемых следствиях.

1. Постановка задачи и математическая модель

Пусть ось x перпендикулярна ферромагнитной пластине, намагниченной до насыщения поперек поверхности и занимающей область $0 < x < a$. Слева и справа от пластины расположена немагнитная среда, в которой могут распространяться поперечно поляризованные упругие волны. Рассмотрим задачу об эволюции падающего слева на пластину гауссова упруговолнового пакета, спектральный центр которого лежит вблизи области магнитоупругого резонанса. Волновой пакет представляет собой суперпозицию монохроматических компонент, которые рассеиваются независимо друг от друга.

Вне пластины монохроматические компоненты упруговолнового поля удовлетворяют волновому уравнению теории упругости

$$\left(v^2 \frac{d^2}{dx^2} + \omega^2 \right) u_\omega = 0, \quad (1)$$

где v — скорость звука в среде вне пластины. Решения краевой задачи рассеяния для этого уравнения таковы, что слева при $x < 0$ имеются падающие и отраженные, а справа при $x > a$ прошедшие монохроматические упругие волны с частотами $\omega > 0$ и волновыми числами $k = \omega/v$:

$$u_\omega = \begin{cases} e^{ikx} + r_\omega e^{-ikx}, & x < 0, \\ t_\omega e^{ik(x-a)}, & x > a, \end{cases} \quad (2)$$

где r_ω и t_ω — амплитуды отражения и прохождения упругих монохроматических волн (множитель $\exp(-i\omega t)$ здесь и далее опущен). Эти амплитуды, а также коэффициенты отражения $R = |r_\omega|^2$ и прохождения $T = |t_\omega|^2$ удобно находить с помощью метода трансфер-матрицы [9].

Внутри ферромагнитной пластины при $0 < x < a$ магнитоупругое волновое поле описывается системой связанных уравнений теории упругости и Ландау–Лифшица [4–10]. Для рассматриваемых геометрии пластины, направлений распространения волн, намагниченности и магнитного поля после линеаризации и разделения переменных нетрудно получить следующую систему связанных динамических уравнений [9]:

$$\begin{cases} Z_1 u_\omega(x) + \Delta_1 m_\omega(x) = 0, \\ \Delta_2 u_\omega(x) + Z_2 m_\omega(x) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $u_\omega = u_y + i u_z$ и $m_\omega = m_y + i m_z$ — правовинтовые циркулярные монохроматические компоненты поля упругости и колебаний намагниченности; $Z_1 = \omega^2 - v_t^2 k^2$, $Z_2 = \omega - \omega_H - \eta k^2$, $\Delta_1 = -ikB_2/(\rho M_0)$, $\Delta_2 = ik\gamma B_2$; v_t — фазовая скорость звука в пластине, η — эффективная обменная постоянная, M_0 — статическая намагниченность, B_2 — константа магнитоупругой связи, $\omega_H = gH$ — частота ферромагнитного резонанса, H — напряженность магнитного поля, g — магнитомеханическое отношение, ρ — плотность пластины. Эти уравнения имеют монохроматические решения, образованные суперпозицией четырех нормальных компонент:

$$u_\omega = \sum_{j=1}^4 A_j e^{ik_j x}, \quad m_\omega = \sum_{j=1}^4 l_j A_j e^{ik_j x}, \quad 0 < x < a, \quad (4)$$

где волновые числа $k_j = k_j(\omega)$ находятся из характеристического уравнения

$$(k^2 - k_{10}^2)(k^2 - k_{20}^2) - k^2 b^2 = 0 \quad (5)$$

и равны

$$k_{1,2} = \left(0.5B_{10} \mp \sqrt{0.25B_{10}^2 - B_{20}} \right)^{1/2}, \quad k_{3,4} = -k_{1,2}, \quad (6)$$

здесь $k_{10}^2 = (\omega - \omega_H) / \eta$, $k_{20}^2 = (\omega / v_t)^2$, $b^2 = \gamma B_2^2 / (\rho M_0 \eta v_t^2)$, $B_{10} = k_{10}^2 + k_{20}^2 + b^2$, $B_{20} = k_{10}^2 \cdot k_{20}^2$. Коэффициенты $l_j = l_j(\omega)$ когерентной связи m_ω - и u_ω -волн определяются выражениями

$$l_j = -\frac{Z_1(k_j)}{\Delta_1(k_j)} = -\frac{\Delta_2(k_j)}{Z_2(k_j)}, \quad l_{3,4} = -l_{1,2}. \quad (7)$$

Если на границах пластины заданы обменные условия и параметры закрепления спин-волнового поля m_ω и если выполняются обычные условия непрерывности функции u_ω и ее производной по x , то можно найти парциальные амплитуды A_j и амплитуды рассеяния t_ω и r_ω [9]. За счет магнитоупругой связи происходит расталкивание спектральных ветвей в точках магнитоакустического резонанса (рис. 1).

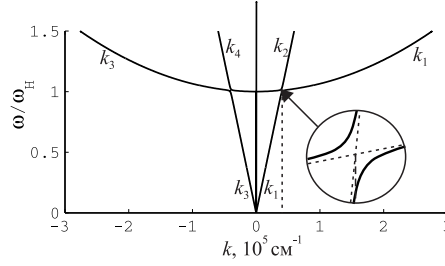


Рис. 1. Закон дисперсии магнитоупругих волн

Волновое поле в произвольный момент времени t можно представить в виде суперпозиции

$$u(x, t) = \int c(\omega) e^{-i\omega t} u_\omega d\omega, \quad m(x, t) = \int c(\omega) e^{-i\omega t} m_\omega d\omega, \quad (8)$$

причем $m_\omega = 0$ и $m(x, t) = 0$ вне пластины при $x < 0$ и $x > a$. Спектральную функцию $c(\omega)$ выберем в виде осциллирующей экспоненты с гауссовой огибающей, которая имеет амплитуду C_0 , ширину v/σ и центрирована на основной частоте Ω_0 :

$$c(\omega) = \begin{cases} C_0 \exp\left(i(\Omega_0 - \omega) x_0 / v - \sigma^2 (\Omega_0 - \omega)^2 / 2v^2\right), & \omega > 0, \\ 0, & \omega < 0. \end{cases} \quad (9)$$

Это значит, что при $x, x_0 < 0$, но $|x|, |x_0| \gg \sigma$ и $|x|, |x_0| \gg vt > 0$ огибающая рассеиваемого импульса имеет гауссову форму

$$u(x, t) = \sqrt{2\pi} \frac{v}{\sigma} C_0 \exp\left(-i\left(t - \frac{x}{v}\right) \Omega_0 - \frac{v^2}{2\sigma^2} \left(t - \frac{x - x_0}{v}\right)^2\right). \quad (10)$$

Мы ограничимся рассмотрением волновых пакетов со спектральным максимумом вблизи нижней точки резонанса $\omega_0 = \bar{\omega} \left(1 - \sqrt{1 - 2\omega_H / \bar{\omega}}\right)$, $k_0 = \omega_0 / v_t$, где $\bar{\omega} = v_t^2 / 2\eta$, в частотном диапазоне $|\omega - \omega_0| \leq \Delta\omega$, где $\Delta\omega \approx B\omega_0 v_t^{-2} \sqrt{g\eta / \rho M_0}$ — ширина области магнитоакустического резонанса [9].

3. Особенности подынтегральных выражений и асимптотические оценки спектральных интегралов

В аналитическом виде интегралы (8) не вычисляются, но можно выполнить их численное интегрирование, а при достаточно узкой спектральной функции можно также сделать качественные и количественные оценки для наблюдаемых пространственно-временных структур упругого и спинового поля [12–14]. Основные вклады в интегралы связаны с тремя

типами особенностей подынтегральных выражений. Во-первых, это положение и ширина максимума спектральной функции $c(\omega)$, во-вторых, положение точек стационарной фазы и крутизна склонов седловых поверхностей вокруг них и, в-третьих, положение и мощность особенностей парциальных амплитуд в виде полюсов, расположенных в нижней полуплоскости комплексной частоты $\omega = \omega' + i\omega''$ недалеко от действительной оси и предыдущих особенностей.

Спектральные интегралы представляют собой сумму вкладов четырех слагаемых внутри пластины и двух слагаемых вне пластины. В подынтегральном выражении каждого из этих слагаемых имеется произведение быстро осциллирующей экспоненты на резонансный множитель $|c(\omega)|A_j(\omega)$; при этом оказывается [3, 13, 14], что вклады фазовых седловых точек ω_{Sj} и полюсов амплитуд рассеяния $\omega_{Rj\nu}$ могут быть аддитивными. В результате упругое поле можно оценить выражением в виде суммы

$$u(x, t) \approx \sum_j u_{Sj}(x, t) + \sum_{j,\nu} u_{Rj\nu}(x, t), \quad (11)$$

в которой седловые u_{Sj} и полюсные $u_{Rj\nu}$ вклады в соответствии с известными асимптотическими оценками [13] можно описать выражениями

$$u_{Sj}(x, t) = \sqrt{\frac{i\pi}{k''_j(\omega_{Sj})}} c(\omega_{Sj}) A_j(\omega_{Sj}) e^{ik_j(\omega_{Sj})x - i\omega_{Sj}t} \quad (12)$$

$$u_{Rj\nu}(x, t) = \pm 2\pi i \Theta(t - t_R - x/v_j) \text{Res}\{c(\omega_{Rj\nu}) A_j(\omega_{Rj\nu})\} e^{ik_j(\omega_{Rj\nu})x - i\omega_{Rj\nu}t}. \quad (13)$$

Здесь $k''_j(\omega_{Sj}) = d^2k_j(\omega_{Sj})/d\omega^2$, знак в (13) определяется направлением обхода полюса [3, 14], а появление Θ -функции связано с пороговыми условиями $|\omega_{Sj} - \omega'_{Rj\nu}| \geq |\omega''_{Rj\nu}|$ зацепления полюса линией наибольшего ската после некоторого момента t_R при прохождении пакета через пластину (возбуждение квазистационарного состояния). В аналогичных выражениях для $m(x, t)$ нужно добавить множители $l_j(\omega_{Sj})$ и $l_j(\omega_{Rj\nu})$.

Нас интересуют вклады полюсов амплитуд A_j , r_ω и t_ω , которые взаимно пропорциональны и имеют одни и те же полюсы. Шесть этих величин можно найти из системы линейных уравнений, полученной подстановкой (2) и (4) в граничные условия $u_\omega(0+) = u_\omega(0-)$, $du_\omega(0+)/dx = du_\omega(0-)/dx$, $u_\omega(a+) = u_\omega(a-)$, $du_\omega(a+)/dx = du_\omega(a-)/dx$ и условия закрепления спинов на поверхности пластины. Для определенности мы рассмотрим случай жесткого закрепления спин-волнового поля на границах пластины $m_\omega(0) = 0$, $m_\omega(a) = 0$ (другие условия закрепления могут быть рассмотрены аналогичным образом [9] и приводят к сходным результатам). Тогда амплитуда прохождения t_ω дается следующим аналитическим выражением [9, формулы (23)–(25)]:

$$t_\omega = \frac{(l_2\chi_1 - l_1\chi_2)(l_2 \sin k_2a - l_1 \sin k_1a)}{l_2^2\chi_1 t_{\omega 1}^{-1} \sin k_2a + l_1^2\chi_2 t_{\omega 2}^{-1} \sin k_1a + il_1l_2(1 - \alpha_1\alpha_2)}, \quad (14)$$

где $\chi_j = k_j/k$, $\alpha_j = \cos k_ja - i\chi_j \sin k_ja$,

$$t_{\omega j}^{-1} = \cos k_ja - i \frac{1 + \chi_j^2}{2\chi_j} \sin k_ja, \quad j = 1, 2. \quad (15)$$

При изменении частоты коэффициенты когерентной связи $l_j = l_j(\omega)$ резко изменяются, осуществляя переключение между ветвями k_1 и k_2 в узкой области $\Delta\omega$. В отсутствие магнитоупругого взаимодействия ($B_2 = 0$) величины $t_{\omega j}$ представляют собой амплитуды пропускания упругих волн при такой нумерации ветвей спектра, что упругим волнам ниже

точки магнитоакустического резонанса ω_0 соответствует k_1 , а выше — k_2 . При этом амплитуда пропускания t_{ω_j} имеет полюсы, которые являются решениями уравнения $t_{\omega_j}^{-1} = 0$ и лежат в нижней полуплоскости комплексной частоты при $\omega_{ja} = \omega'_{ja} + i\omega''_{ja}$, так что

$$\omega'_{ja} = \frac{v}{a}n\pi, \quad \omega''_{ja} = -\frac{v}{a}\text{arth} \left\{ 2\frac{v_t}{v} \left(1 + \left(\frac{v_t}{v} \right)^2 \right)^{-1} \right\}, \quad (16)$$

где n — целое число. При увеличении толщины пластины a эти полюсы, сгущаясь, смещаются влево и к действительной оси. Полюсы (16) лежат точно под нулями функции $\sin k_j a$ на акустической ветви, которые определяют частоты полного резонансного пропускания упругих волн; в этих же условиях ($B_2 = 0$) уравнение $\sin k_j a = 0$ на спин-волновой ветви (ниже точки магнитоакустического резонанса ω_0 ей соответствует k_2 , а выше — k_1) есть условие образования стоячих спиновых волн (полуволновая пластина).

Из выражения (14) можно усмотреть, что при включении магнитоупругой связи $B_2 \neq 0$ у амплитуд A_j , r_ω и t_ω имеются два типа полюсов, совпадающих с нулями знаменателя. Полюсы первого типа происходят от параметров $t_{\omega_j}^{-1}$ и связаны с эволюцией полюсов (16) квазиакустической ветви (квазиупругие резонансы). Полюсы второго типа появляются за счет их отделения от нулей функций $\sin k_j a$ на спин-волновой ветви и схода в нижнюю полуплоскость с ростом B_2 (квазиспин-волновые резонансы), при удалении от точки бифуркации нули t_ω продолжают оставаться на реальной оси.

Обычно все эти полюсы простые, вблизи них знаменатели парциальных амплитуд пропорциональны $k_j(\omega) - k_j(\omega_{Rj\nu}) \approx (\omega - \omega_{Rj\nu})/v_j(\omega'_{Rj\nu})$, то есть спектральный вклад полюса $\omega_{Rj\nu}$ (мощность полюса) пропорционален значению групповой скорости $v_j(\omega'_{Rj\nu}) = (dk_j(\omega)/d\omega)_{\omega=\omega'_{Rj\nu}}^{-1}$ на соответствующей ветви. Но в окрестности нижнего магнитоакустического резонанса групповая скорость упругих волн $\sim v_t$ много больше групповой скорости спиновых волн $\sim 2\eta k_0 \sim 2\eta\omega_0/v_t$, поэтому квазиакустические полюсы значительно мощнее квазиспин-волновых полюсов (рис. 2). При этом $\omega_{R1\nu} = \omega_{R2\nu} \equiv \omega_{R\nu}$, таким образом, возбуждаемые в пластине квазистационарные состояния представляют собой суперпозицию пар сдвинутых по фазе достаточно медленно затухающих со временем почти стоячих волн, огибающие которых близки к $\sin(k_1(\omega'_{R\nu})x + \varphi_1)$ и $\sin(k_2(\omega'_{R\nu})x + \varphi_2)$.

4. Результаты численного моделирования

Для модельных расчетов мы использовали обычно приводимые в литературе по магнитоупругим волнам [5] параметры железиттриевого граната (ЖИГ): $\rho = 5,17$ г/см³, $v_t = 3,84 \cdot 10^5$ см/с, $\eta = 0,10$ см²/с, $B_2 = 6,69 \cdot 10^6$ эрг/см², $M_0 = 140$ Гс, $H = 870$ Э, скорость звука в немагнитных средах $v = 3 \cdot 10^5$ см/с. При таких данных пороговая частота для спиновых волн $\omega_H = 1,5295 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, частота и волновое число магнитоупругого резонанса $\omega_0 = 1,5456 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $k_0 = 4,0207 \cdot 10^4$ см⁻¹, а ширина резонансной области $\Delta\omega = 3,6643 \cdot 10^7$ с⁻¹ = $2,3958 \cdot 10^{-3}\omega_H$ весьма мала (рис. 1). Расчеты проводились для случая полной циркулярной поляризации волн, так что их левовинтовые компоненты равны нулю, то есть $u_y = i u_z$ и $2\text{Re}u_y = \text{Re}u$, $2\text{Re}u_z = \text{Im}u$, с аналогичными соотношениями для m_y , m_z , m ; амплитуду акустического импульса мы приняли порядка $u \sim C_0 v / \sigma \sim 10^{-11}$ см, что соответствует плотности потока энергии $\Pi \sim \rho\omega^2 |u|^2 v \sim 0,1$ Вт/см².

Выход в комплексную плоскость частоты осуществлялся аналитическим продолжением всех функций ω , прежде всего $k_j(\omega)$, со спектра рис. 1. Полюсы определялись как по аналитическому выражению амплитуды прохождения (14), так и численным исследованием поведения нулей элементов эффективной трансфер-матрицы [9].

Для эффективного возбуждения квазистационарных состояний следует использовать волновые пакеты, у которых несущая частота Ω_0 близка к реальным частям полюсов $\omega'_{R\nu}$,

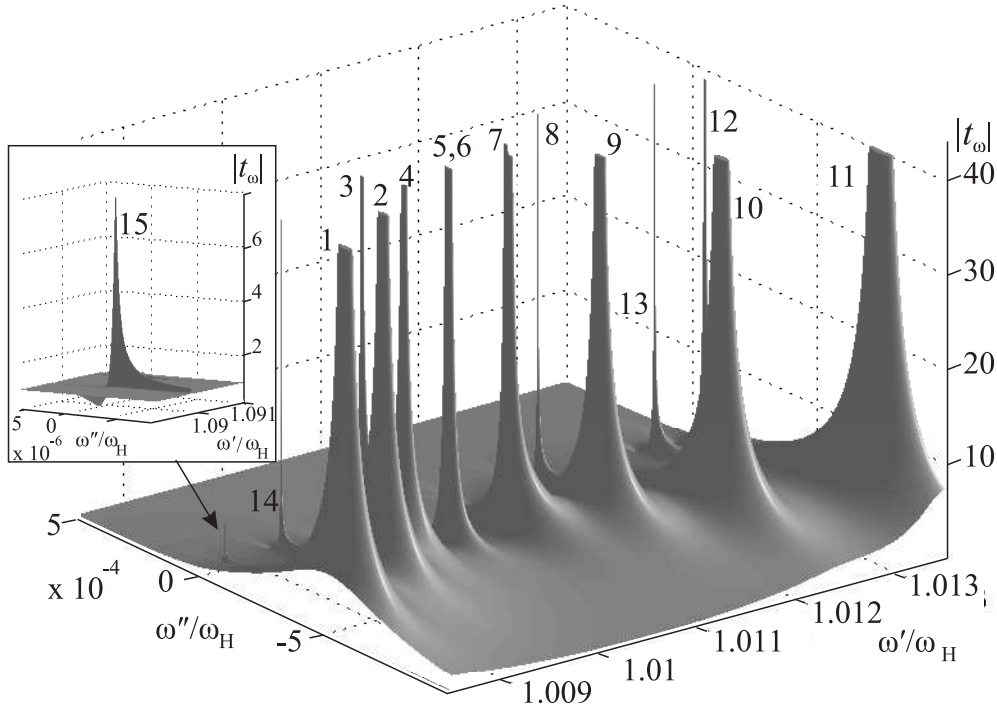


Рис. 2. Поверхность $|t_\omega|$ в области магнитоакустического резонанса для системы с параметрами из раздела 4. Видны мощные квазиакустические (№1,2,4,6,7,9,10,11) и слабые квазиспин-волновые (№3,5,8,12,14,15) полюсы. На врезке близкий к нулю слабый полюс №15

расположенных вблизи ω_0 , а спектральная ширина ν/σ меньше или порядка расстояний между соседними полюсами одного типа $\Delta\omega'_{R\nu}$, которые должны быть малы по сравнению с $\Delta\omega$. Но спектрально узкие пакеты имеют большую пространственную протяженность $\sim \sigma$ и находятся внутри пластины в течение промежутка времени прохождения $\Delta t \sim (2\sigma + a)/v_t$. При малой толщине пластины $a \sim 2\pi/k_0$ они заслоняют своей большой интенсивностью сравнительно малую интенсивность заселенных квазистационарных состояний, поэтому после прохождения основного тела пакета мы можем наблюдать только достаточно долгоживущие квазистационарные состояния, время жизни которых $\sim |\omega''_{R\nu}|^{-1}$ превосходит Δt . С увеличением толщины пластины становится существенной роль квазиупругих полюсов и интерференция между волнами квазиспинволновой и квазиупругой ветвей спектра. Если же толщина пластины больше или сопоставима с длиной пакета, то во время и после прохождения пакета внутри пластины образуются вторичные упруго- и спин-волновые импульсные структуры, определяемые смешиванием полюсов обоих типов. Они движутся согласованным образом с определенными скоростями и периодически испытывают внутреннее отражение от границ пластины с выходом упругих импульсов наружу; при таких отражениях может происходить интенсивная перекачка энергии из спиновой подсистемы в упругую.

В этой статье мы приведем результаты расчетов для пластины промежуточной толщины $a = 5,29 \cdot 10^{-3}$ см $\sim 2\pi/(k_1(\omega_0) - k_2(\omega_0)) \gg 2\pi/k_0$. В этом случае в области магнитоакусти-

ческого резонанса мощные квазиакустические полюсы, локализованные вдоль своеобразной дуги (рис. 2 и рис. 3,б), приближаются к реальной оси настолько, что начинают определять рассеивающие свойства системы и структуру квазистационарных состояний. На рис. 2

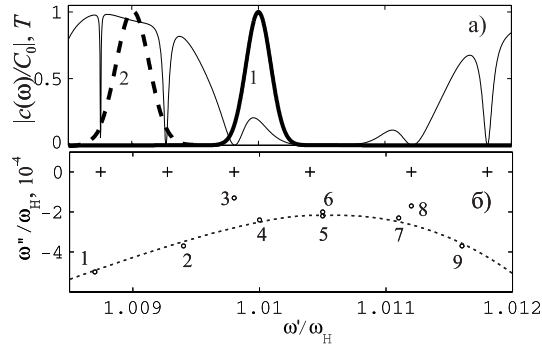


Рис. 3. а) Спектр коэффициента прохождения (тонкая линия) и модули спектральных функций пакетов 1 и 2; б) расположение нулей (крестики) и полюсов (кружки) амплитуды прохождения t_ω

изображен рельеф $|t_\omega|$ в области магнитоакустического резонанса, видно, что квазиспин-волновые полюсы весьма слабые, расположены как около квазиакустических полюсов, так и недалеко от реальной оси вблизи нулей (врезка). Рис. 3,а изображает спектр коэффициента пропускания $T(\omega)$ пластины в области магнитоакустического резонанса, а также спектральные функции двух волновых пакетов, с которыми производился числовой эксперимент. Оба пакета центрированы на максимумах коэффициента прозрачности, но пакет 1 с параметрами $\Omega_0/\omega_H = 1,0100$, $\sigma = 0,20$ см, $x_0 = -0,75$ см покрывает, в основном, один квазиакустический полюс №4, так что $\Omega_0 \approx \omega'_{R4}$, слегка задевая левым крылом квазиспин-волновой полюс №3; пакет 2 с параметрами $\Omega_0/\omega_H = 1,0090$, $\sigma = 0,10$ см, $x_0 = -0,50$ см, покрывает почти симметрично своими боковыми крыльями два квазиакустических полюса №1 и №2.

Первый пакет рассеивается обычным образом (рис. 4,а), однако в процессе этого рассеяния мгновенные распределения акустического и спин-волнового полей внутри пластины демонстрируют четкую картину пространственных биений (рис. 4б, в). Период огибающей равен $7,1 \cdot 10^{-4}$ см, а период несущей синусоиды равен $1,5 \cdot 10^{-4}$ см, что хорошо соответствует обычным оценкам $2\pi/(k_1(\omega'_{R4}) - k_2(\omega'_{R4})) \approx 7 \cdot 10^{-4}$ см, $4\pi/(k_1(\omega'_{R4}) + k_2(\omega'_{R4})) \approx 1,6 \cdot 10^{-4}$ см. Пространственное распределение упругого поля в пластине изображено на рис. 4б, спин-волновое поле имеет почти такой же вид, хотя оно сдвинуто по фазе и на границах пластины принимает нулевые значения. После выхода основных тел отраженного и прошедшего импульсов внутри пластины продолжает существовать квазистационарное состояние, соответствующее полюсу ω_{R4} с почти тем же пространственным распределением поля. На рис. 4г представлена рассчитанная временная зависимость логарифма отношения интенсивности упругого поля внутри пластины $I(t) = \int_0^a |u(x,t)|^2 dx$ к интенсивности исходного пакета $I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} |u(x,0)|^2 dx$; наклон прямой дает время жизни квазистационарного состояния $\tau = 2,4 \cdot 10^{-7}$ с, тогда как время жизни, оцененное по мнимой части полюса ω_{R4} , равно $\tau_{R4} = 2\pi/\omega''_{R4} = 2,7 \cdot 10^{-7}$ с.

Изучение рассеяния второго пакета интересно тем, что он возбуждает два квазистационарных состояния, связанных с полюсами $\omega_{R1} = (1,0087 - i0,0005)\omega_H$ и $\omega_{R2} = (1,0094 - i0,0004)\omega_H$, рис. 3,б), которые дают сопоставимый вклад в $u(x,t)$. Время жизни указанных состояний $\tau_{R1} = 2\pi/\omega''_{R1} \approx 8,2 \cdot 10^{-7}$ с и $\tau_{R4} = 2\pi/\omega''_{R4} = 1,0 \cdot 10^{-6}$ с. Смешивание их волновых функций приводит к временным и пространственным осцилляциям поля на

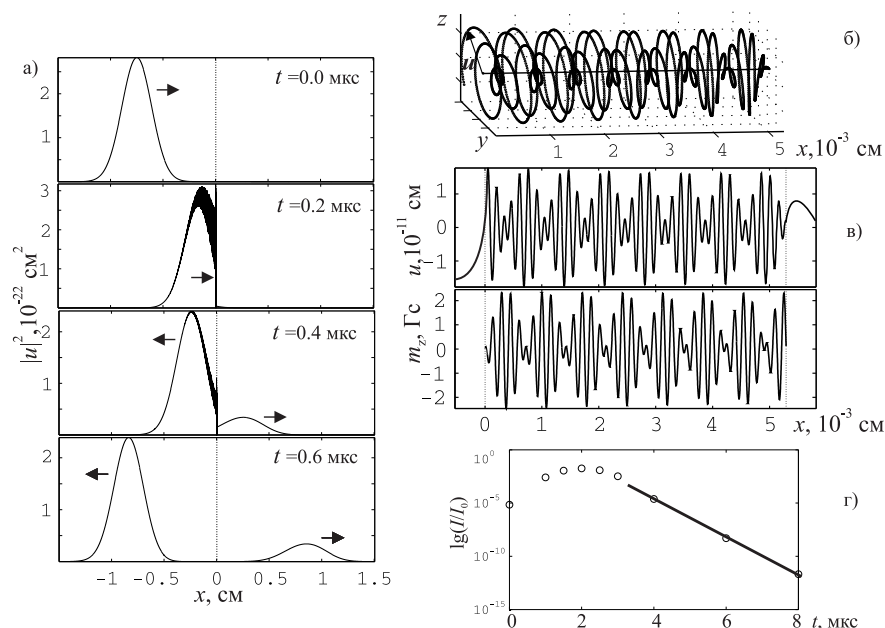


Рис. 4. а) Основные прошедший и отраженный ультразвуковые импульсы при рассеянии волнового пакета 1 (толщина пластины a в этом масштабе не разрешена); б) пространственное распределение упругого поля; в) Z — компоненты упругого поля u_z и поля колебаний намагниченности m_z внутри пластины в момент времени 0.2 мкс; г) временная зависимость интенсивности упругого поля внутри пластины

разностной частоте $\omega'_{R2} - \omega'_{R1} \approx 7 \cdot 10^{-4} \omega_H$. В результате выходящий из пластины сигнал имеет характер пульсаций, следующих за основными телами прошедшего и отраженного импульсов с пространственным периодом $l \approx 2\pi v / (\omega'_{R2} - \omega'_{R1}) \approx 0,2$ см. Такое поведение демонстрирует рис. 5, при этом амплитуда винтовых колебаний внутри пластины (полоска в начале координат) остается весьма значительной.

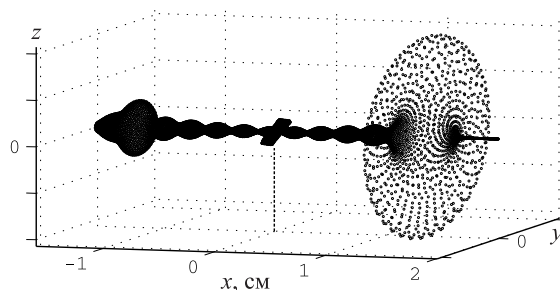


Рис. 5. Рассеянное упругое поле второго пакета из рис. 3.а внутри (над штриховой вертикалью в начале координат) и вне пластины в момент времени 5 мкс после начала процесса

Заключение

В работе изложена методика теоретического и числового анализа резонансного взаимодействия линейного волнового импульса с квазиодномерной системой, в которой под влиянием этого импульса происходит возбуждение нормальных колебаний волнового поля другой физической природы. Это сделано на примере моделирования рассеяния циркулярно-поляризованных ультразвуковых импульсов ферромагнитной пластиной в области магнитоупругого резонанса. Асимптотические оценки спектральных интегралов позволяют дать качественное и количественное объяснение пространственно-временных профилей эволюционирующих волновых полей. Существование и структура этих профилей связываются как со спектральным составом рассеиваемого волнового пакета, так и с поведением нулей и полюсов амплитуд рассеяния и парциальных амплитуд нормальных волн в пластине. Выделены два типа полюсов. При соответствующей настройке исходного волнового пакета в пластине можно целенаправленно возбуждать квазистационарные состояния, обусловленные интерференцией и перекачкой энергии между упругой и спиновой подсистемами. Рассеянные импульсы могут иметь определенную модуляцию. Аналогичный подход можно применить и к другим системам, в которых имеет место поляритонный эффект связи рассеиваемого волнового поля с собственными модами рассеивающей системы. Обсуждаемые в работе эффекты могут проявляться при использовании коротких ультразвуковых импульсов типа тех, что применяются в эксперименте [6, 10, 11].

При нахождении полюсов и последующих расчетах мы пренебрегли диссипативным затуханием упругих и спиновых волн, поэтому наши результаты следует рассматривать, прежде всего, как модельные. Теоретическое описание распространения волновых пакетов в диссипативных средах представляет собой сложную задачу статистической кинетики и требует решения кинетических уравнений для соответствующих матриц плотности или функций Грина. Такая задача для рассматриваемых систем в полном объеме не решена. Затухание волн можно учесть феноменологически, посредством мнимых добавок к собственным частотам и волновым числам [5, 9], что сдвигает нули и полюсы амплитуд рассеяния и размывает особенности малой мощности, делая их вклад ненаблюдаемым. Последнее обстоятельство существенно в области магнитоакустического резонанса, где без учета диссипации основную роль играют узкие пики, связанные с квазиспин-волновыми полюсами. Наши результаты относятся к пластинам с толщинами меньше длины диссипативного затухания волн (например, у ЖИГ длина затухания спиновых волн порядка $\sim 10^{-2}$ см, а упругих волн — 0,5 см [5]) и сравнительно большим магнитоупругим взаимодействием в них.

Список литературы

- [1] P.Pereyra, V.G.Ibarra-Sierra, J.L.Cardoso, Space-time evolution of spin-wave packets, *Microelectronics Journal*, **40**(2009), №4-5, 779-785.
- [2] del A.Campo, G.Garcia Calderon, J.G.Muga, Quantum transients, *Physics Reports*, **476** (2009), 1-50.
- [3] Y.G.Peisakhovich, A.A.Shtygashev, Formation of a quasistationary state by scattering of wave packets on a finite lattice, *Physical Review B*, **77**(2008), 075326(11).
- [4] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский, Спиновые волны, М., Наука, 1967.
- [5] А.Г.Гуревич, Г.А.Мелков, Магнитные колебания и волны, М., Наука, 1994.

- [6] В.В.Леманов, Магнитоупругие взаимодействия. В кн.: Физика магнитных диэлектриков / Под ред. Г.А.Смоленского, Л., Наука, 1974, 284-355.
- [7] Г.А.Петраковский, Магнитоупругие взаимодействия. В кн.: Физика магнитоупорядоченных веществ / Под ред. Г.А.Петраковского, Новосибирск, Наука, 1976, 144-209.
- [8] V.A.Ignatchenko, O.N.Laletin, Magnetoelastic ground state and waves in ferromagnetic dielectric multilayer structures, *Physical Review B*, **76**(2007), 104419(11).
- [9] Ю.Г.Пейсахович, А.А.Штыгашев, Полное отражение ультразвука от ферромагнитной пластины при закреплении спинов на поверхности, *ЖЭТФ*, **118**(2000), №1(7), 213-222.
- [10] В.В.Леманов, А.В.Павленко, А.Н.Гришмановский, Взаимодействие упругих и спиновых волн в кристаллах феррита-граната иттрия, *ЖЭТФ*, **59**(1970), №3(9), 712-721.
- [11] Х.Г.Богданова, В.А.Голенищев-Кутузов, М.И.Куркин, В.Е.Леонтьев, М.Р.Назипова, В.В.Николаев, М.М.Шакирзянов, Акустическое возбуждение ядерных спиновых волн в легкоплоскостном антиферромагнетике $KMnF_3$, *ЖЭТФ*, **112**(1997), №5, 1830-1840.
- [12] М.Б.Виноградова, О.В.Руденко, А.П.Сухоруков, Теория волн, М., Наука, 1979.
- [13] А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов, Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, М., Наука, 1971.
- [14] Ю.Г.Пейсахович, А.А.Штыгашев, Одномерная квантовая механика, Новосибирск, Изд-во НГТУ, 2007.

Interaction Ultrasound Pulse with Ferromagnet Plate in Magnetoelastic Resonance Condition

Yuri G. Peisakhovich
Alexander A. Shtygashev

The scattering of ultrasound wave packet which normally falls on ferromagnetic plate near of magnetoelastic resonance is studied. The spectra of reflection and transmission amplitude contain zeros and poles connected with elastic and spin clockwised polarized waves coupling. Two types of zeros and poles responsables for evolution of wave field. The quasistationary state connected with quasispin wave poles can be induced in the thin plates. The role of quasioacoustic wave poles arise in the thick plates. The decay times and form are calculated.

Keywords: ultrasound pulse, wave packet, magnetoelastic wave, ferromagnetic plate, quasistationary state.