УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

534.222:537.625

МАГНИТОАКУСТИКА ФЕРРИТОВ И МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

О.Ю. Беляева, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев

(Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова)

СОДЕРЖАНИЕ

Вве	едение	107
1.	Теория магнитоупругого взаимодействия и магнитоакустический резонанс	108
	1.1. Поперечные волны. 1.2. Продольные волны. 1.3. Нелинейный МАР.	
2.	Условия возбуждения и контуры линии МАР в магнетиках с неоднородными	
	внутренними полями	116
3.	Эксперимент	121
4.	Восстановление внутреннего магнитного поля по форме контура МАР	135
Зак	лючение	136
Пр	имечания	137
Сп	исок литературы	137

Введение

Магнитоакустика как область исследования влияния магнитного поля на особенности распространения акустических волн в магнитоупорядоченных средах имеет уже большую историю, насчитывающую не один десяток лет. В монокристаллах магнетиков хорошего качества степень магнитного упорядочения может быть достаточно высока, и в такого типа материалах становится возможным четкое наблюдение ряда интересных эффектов магнитоупругого взаимодействия. Эти эффекты в определенной мере условно могут быть разделены на динамические и статические; к числу последних относятся ΔE -эффект (который, впрочем, широко исследовался динамическими методами), спонтанное нарушение симметрии, обсуждаемое в ряде обзоров [1, 2], а также некоторые другие эффекты. К динамическим эффектам, рассматриваемым в данной работе, относится вращение плоскости поляризации, акустическое двулучепреломление и магнитоакустический резонанс (МАР). МАР был предсказан в середине 50-х годов [3 — 5]. Он проявляется в резком увеличении поглощения акустической волны по достижении резонансных условий со спиновой^(1*) (при совпадении их частот и волновых векторов). Это сравнительно редко встречающийся в акустике случай резонансного отклика среды. К числу явлений такого рода можно также отнести акустический ядерный резонанс и другие эффекты квантовой акустики, в которых среда может быть представлена, например, как двухуровневая система. Отметим, что рассматриваемый резонанс связан со спинами электронов. Фононная и магнонная подсистемы, как правило, слабо связаны; однако, с одной стороны, в области МАР эта связь существенным образом увеличивается, а с другой — в высококачественных кристаллах ферродиэлектриков благодаря высокой добротности спиновой прецессии магнонные возбуждения имеют достаточно большое время жизни и даже при слабой связи могут оказывать сильное влияние на звуковые возмущения. Таким образом, даже в условиях, далеких от резонансных (когда имеет место магнитная релаксация), сильная подвижность, а также большая нелинейность магнитной подсистемы оказывают значительное влияние на акустические характеристики этих материалов. Здесь, в отличие от большинства случаев релаксационных явлений в акустике, представляются возможности управления характеристиками (временем релаксации и т.д.) с помощью внешних магнитных полей. В этом отношении магнитоакустическая спектроскопия позволяет более полно разобраться в разнообразных кинетических процессах, происходящих в магнетиках. Вопросы, относящиеся в той или иной степени к MAP, были затронуты в обзорах [2, 7 — 12].

В настоящей работе помимо обобщения основных экспериментальных и теоретических результатов проводится также обсуждение и ряда новых эффектов, исследование которых развивалось в последнее время: уширение линии МАР в неоднородном внутреннем поле, тонкая структура спектров МАР, нелинейные эффекты в резонансной области.

В последние десятилетия шел интенсивный поиск всевозможных материалов, обладающих большой эффективной нелинейностью. Интерес к ним обусловлен перспективами их применения в разнообразных датчиках, а также для обработки радиосигналов в акустоэлектронике. В классе антиферомагнетиков удалось обнаружить эффект обменного усиления акустической нелинейности, приводящий к ее увеличению на три-четыре порядка [13]. В области МАР в ферритах типа железо-иттриевого граната (ЖИГ) происходит резонансное увеличение квадратичной магнитоупругой нелинейности более чем на пять порядков (см. ниже). Обнаружение порошкового и доменного эха в поликристаллах, а также долговременной памяти в ферритах [14, 15] открывает широкие возможности использования этих материалов в акустоэлектронике.

Следует также отметить, что магнитоакустический резонанс и вообще магнитоакустическая спектроскопия являются мощным экспериментальным методом исследования различных магнитных характеристик (внутреннего магнитного поля, локальных полей насыщения, доменной структуры, эффективных времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации и т.д.). Несмотря на очевидную перспективность практического применения магнитоакустики, нельзя не отметить, что в этой области имеется сравнительно немного работ, систематизированный обзор которых и является, по существу, целью данной статьи.

1. Теория магнитоупругого взаимодействия и магнитоакустический резонанс

Для теоретического анализа распространения магнитоупругих волн можно воспользоваться как квантовым, так и феноменологическим подходом. Квантовый подход развит в работе [16], где для описания резонансного взаимодействия спиновых и упругих волн применен гамильтонов формализм. Несмотря на более полную общность такого подхода, в дальнейшем мы будем пользоваться феноменологическим, позволяющим получить практически все интересующие нас результаты с большей ясностью и простотой. Необходимо отметить, что достаточно полной теории магнитоупругих волн и магнитоакустического резонанса, учитывающей анизотропные свойства кристаллов, доменную структуру, особенности внутренних полей и их неоднородность, диссипативные свойства кристаллов, в настоящее время, насколько нам известно, не существует. Частная теория распространения магнитоупругих волн приведена, например, в [9]. В этой теории не учитывается неоднородность внутреннего поля, которая в значительной мере сказывается на всех характеристиках магнитоупругий волны, на резонансных частотах, на форме контура МАР и др. Ниже приводятся результаты теоретического анализа взаимодействия продольных и поперечных волн со спин-системой в кубическом ферромагнетике с учетом плавной неоднородности размагничивающего поля. В иерархии релятивистских внутренних полей для характерных магнитоупорядоченных кристаллов (ЖИГ, шпинели) в однодоменном приближении это поле имеет наибольшую величину, и его влиянием нельзя пренебречь.

Феноменологическая теория магнитоупругих волн исходит из того, что термодинамический потенциал магнетика, как известно [1, 9, 17], может быть представлен в виде

$$\Phi = \Phi_{y} + \Phi_{My} + \Phi_{M}, \qquad (1.1)$$

где Φ_y — упругая часть, Φ_{My} — магнитоупругая часть и Φ_M — магнитная часть потенциала. Из (1.1) могут быть определены упругие напряжения и магнитные поля, и система уравнений магнитоупругости имеет вид [1, 9]

$$\rho \dot{\mathbf{U}}_{i} = \frac{\delta \,\delta\Phi}{\partial x_{f} \delta U_{ij}} \frac{1 + \delta_{ij}}{2},\tag{1.2}$$

$$\dot{\mathbf{m}} = \gamma \left[\mathbf{m} \frac{\delta \Phi}{\delta \mathbf{m}} \right]; \tag{1.3}$$

здесь \mathbf{m} — единичный векторнамагниченности, U_{ij} — компоненты тезора деформации, γ — магнитомеханическосотношение, δ_{ij} — символ Кронеккера, а эффективное поле $\delta \Phi / \delta m = -H_{eff}$ представляет собой векторную сумму всех полей, действующих на магнитный момент: $H_{eff} = H_0 + H_a + H_p + H_{of}$, где H_{a} — поле анизотропии, H_{0} — внешнее поле, H_{p} — поле диполь-дипольного взаимодействия (поле размагничения) и H_{ob} – обменное поле. Векторная сумма $H_a + H_p + H_{of}$ в дальнейшем будет называться внутренним полем *H*_{вн}. Уравнения Блоха—Ландау (1.3) записаны в бездиссипативном виде. Система уравнений (1.2) — (1.3) связанная и существенно нелинейная; основная нелинейность магнитная; что касается решеточной нелинейности, то она мала, и ею можно пренебречь, ограничиваясь для Фулишь первым членом разложения по малым деформациям. Обычная процедура решения этой системы уравнений заключается в определении равновесного для данной кристаллической структуры направления вектора намагниченности **m**₀ и использовании метода последовательных приближений для малых деформаций и малых отклонений вектора намагничения от равновесия. В линейном приближении система неоднократно решалась для простейших кристаллографических классов магнетиков с однородными эффективными магнитными полями (например, в [1]). При этом из рассмотрения исключались сложные случаи распространения магнитоупругих волн не только в полидоменных кристаллах, но и случаи распространения в магнетиках неэллиптической формы, представляющие наибольший интерес для практических приложений.

[T. 162

Рассмотрим далее магнитоупругие волны в магнетиках с неоднородным полем размагничения. Последнее представим в виде $H_p = -4\pi M_0 f(x, y, z)N$, где M_0 — намагничение насыщения, f(x, y, z) — медленно меняющаяся функция распределения внутреннего поля, находимая из решения уравнений магнитостатики, N — тензор размагничивающих коэффициентов. Считая тензор размагничения диагональным: $H_{pi} = -\sigma m_i N_{ii}$ ($\sigma = 4\pi M_0 f, m_i$ — направляющие косинусы вектора намагничения), из уравнений Блоха—Ландау (1.3) можно получить уравнения равновесия для m^0 при H_0 , направленном по оси z (i = x, y):

$$m_i^0 \left[H_0 - \left[2K_1 / M_0 m_z^0 (m_i^{02} - m_z^{02}) \right] - \sigma m_z^0 \Delta_{zi} \right] = 0,$$
(1.4)

 $m_x^0 m_y^0 \Big\{ o\Delta_{xy} - \left[\frac{2K_1}{M_0} (m_x^{02} - m_y^{02}) \right] \Big\} = 0,$

где K_1 — константа анизотропии; $\Delta_{pk} = N_p - N_k$. При $H_0 = 0$ решения (1.4) можно представить в виде табл. І. Отметим,

что учет неоднородного размагничивающего поля не повлиял на равновесные направления типа [100] и привел к изменению направлений типа [111].

m ⁰ _x	m _y ⁰	m ⁰ _z	Номер формулы
0	0	± 1	(1.5)
± 1	0	0	(1.6)
0	± 1	0	(1.7)
$+\frac{1}{\sqrt{3}}[1-\chi(\Delta_{yx}+\Delta_{zx})]^{1/2}$	$+\frac{1}{\sqrt{3}}[1-\chi(\Delta_{xy}+\Delta_{zy})]^{1/2}$	$+\frac{1}{\sqrt{3}}[1-\chi(\Delta_{xz}+\Delta_{yz})]^{1/2}$	(1.8)

Таблица I. Равновесные ориентации векторанамагничения ($\chi = \sigma M_0 / 2K_1$)

Отметим, что решение (1.5) соответствует случаю намагничения образца до насыщения в нулевом внешнем поле. Именно этот случай и подвергался ранее наиболее детальному исследованию. При этом равновесии и угле $(\mathbf{H}_0, \mathbf{k}) = \theta = 0$, где \mathbf{k} — волновой вектор связанной магнитоупругой волны, решение [9, 12, 18] полной системы уравнений магнитоупругости в случае цилиндрической симметрии $N_x = N_y$ приводит к тому, что с магнитной подсистемой не взаимодействует продольная волна в направлении [001]; связь существует лишь для одной из циркулярно поляризованных сдвиговых волн [19] (правополяризованной, т.е. с направлением вращения вектора поляризации по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления \mathbf{k}). Дисперсионное уравнение для этой волны [8, 9]^(2*)

$$\omega/\gamma = M_0 B_2^2 k^2 (\rho \omega^2 - k^2 C_{44}) + 2Ak^2 - \sigma \Delta_{zx} + H_0, \qquad (1.9)$$

где B_2 — вторая магнитоупругая константа, ρ — плотность, C_{44} — модуль упругости, A — обменная постоянная. Эти результаты близки к полученным в [9] с поправкой на размагничивающее поле. Аналогичное дисперсионное уравнение было получено в [20] для различных углов θ . На рис. 1 приведены



Рис. 1. Дисперсионные кривые: 1,2 — магнитоупругие волны, распространяющиеся вдоль направления магнитного поля ("+" и "-" — волны соответственно с положительной и отрицательной круговой поляризацией); 3 — невозмущенная упругая волна; 4 — невозмущенная спиновая волна

дисперсионные кривые для упругих и спиновых волн. Как известно, для упругих волн $\omega = kV$ (где V – скорость звука); спиновые же волны в пренебрежении анизотропией характеризуются следующим дисперсионным соотношением [7, 10, 12]:

$$\omega_{\rm c} = \gamma \left[(H_{\rm eff} + Ak_{\rm c}^2) (H_{\rm eff} + 4\pi M_0 \sin^2 \theta_{\rm c} + Ak_{\rm c}^2) \right]^{1/2}, \tag{1.10}$$

где $\omega_{\rm c}$ — частота спиновых волн, $k_{\rm c}$ — волновое число для спиновых волн, $\theta_{\rm c}$ — угол между внешним магнитным полем и направлением распространения волны.

1.1. Поперечные волны. В области пересечения дисперсионных кривых обычно наблюдается резонанс. В работе [20] показано, что для поперечных упругих волн, распространяющихся вдоль направления [100], магнитоупругая связь существует при всех углах θ и достигает максимума при $\theta = 0$. Поскольку, как уже отмечалось, со спиновыми волнами в этих условиях взаимодействует только одна циркулярно поляризованная компонента с направлением вращения, определяемым направлением прецессии спинов в магнитном поле, из-за этого возникает различие в скоростях распространения циркулярно поляризованных волн (на которые можно разложить плоскополяризованную волну), приводящее к эффекту вращения плоскости поляризации (акустическому эффекту Фарадея). Расчет удельного вращения приведен в [9, 21]. Волновые векторы для право- (k^+) и левополяризованных (k^-) волн выражаются следующим соотношением:

$$(k^{\pm})^{2} = \frac{\omega^{2}}{V_{t}^{2}} \left\{ 1 + \frac{\gamma b_{2}^{2}}{YM_{0}\rho V_{t}^{2} [(\omega^{2}/V_{t}^{2}) - (-\gamma H_{0} \pm \omega)Y^{-1}]} \right\},$$
(1.11)

где $Y = 2A\gamma/M_0$, $b_2 = B_2M_0$. При малом *k* выражение для удельного вращения плоскости поляризации

$$\frac{\varphi}{l} = \frac{1}{2}(k^+ - k^-) = -\frac{\gamma b_2^2 \omega^2}{2M_0 \rho V_t^3 (\omega^2 - \gamma^2 H_0^2)}.$$
(1.12)

На рис. 2 приведена характерная зависимость удельного угла вращения от внешнего поля. Из (1.12) следует, что φ/l резко увеличивается в области резонанса, когда H_{eff} приближается к значению ω/γ . Более полная теория



Рис. 2. Зависимость удельного вращения плоскости поляризации сдвиговой волны φ/l от внешнего магнитного поля в ЖИГ [21]

взаимодействия поперечных волн со спиновыми изложена в [10, 22], где рассмотрены три основных направления распространения. Для направлений [100] и [111] показано, что при $\theta = 0$ одна из двух циркулярно поляризованных волн взаимодействует со спиновой подсистемой. При $\theta = 45^{\circ}$ магнитоупругая связь существует только для поперечной волны, поляризованной перпендикулярно, а при $\theta = 90^{\circ}$ — в плоскости, содержащей магнитное поле и **k**. Направление [110] характерно тем, что при $\theta = 0$ упругие волны связаны со спиновыми, а при $\theta = 90^{\circ}$ связь существует для поперечных волн с поляризацией, параллельной приложенному магнитному полю.

Как уже было указано, рассматриваемое решение $m_x^0 = m_y^0 = 0$, $m_z^0 = 1$ относится к изначально намагниченному до насыщения магнетику и справедливо лишь в случае цилиндрической симметрии образца, иначе система (1.2) — (1.3) несовместна. Условие цилиндрической симметрии является геометрическим ограничением для большинства акустических задач. Другое возможное решение уравнений равновесия — (1.8). Решение этой задачи для магнитоупругих волн в процессе намагничения образца чрезвычайно громоздко и может быть получено только численными методами.

Третье решение: либо $m_x^0 = 0$ (1.7), либо $m_y^0 = 0$ (1.6). Этот случай подробно рассмотрен в [23] в пренебрежении обменным полем (поскольку обменный член вносит существенный вклад во внутреннее поле лишь в области очень высоких частот) и полем анизотропии (данное пренебрежение можно оправдать тем, что для большинства кристаллов это поле намного меньше поля размагничения).

Рассмотрим случай распространения поперечной магнитоупругий волны вдоль оси [001] и, следовательно, вдоль H_0 ; при этом, в отличие от [9], будем считать, что равновесная намагниченность подчиняется (1.7), т.е. учтем еще и возможные до наступления резонанса процессы вращения. При наложении внешнего поля равновесные значения компонент единичного вектора намагниченности из (1.4) определяются выражениями

$$m_x^0 = 0, \quad m_y^0 = \pm \left(\sigma^2 \Delta_{zy}^2 - H_0^2\right)^{1/2} / \sigma \Delta_{zy}, \quad m_z^0 = H_0 / \sigma \Delta_{zy}.$$
 (1.13)

Из уравнений магнитоупругости можно получить перенормировку модуля упругости:

$$C_{44}^{\text{eff}} = C_{44} + \frac{M_0 B_2^2 H_0^2 \omega_0^2}{3\sigma \Delta_{zy}^2 \Delta_{yx} (\omega_0^2 - \omega^2)},$$
(1.14)

где ω_0 — частота прецессии магнитного момента, определяемая из выражения

$$\omega_0^2 = \gamma^2 (H_0^2 - \sigma^2 \Delta_{zy}^2) \Delta_{yx} / \Delta_{zy}.$$
 (1.15)

Для скорости сдвиговой волны из (1.15) в терминах H₀ следует

$$V_{s}^{2} = \frac{C_{44}}{\rho} + \frac{M_{0}b_{2}^{2}H_{0}^{2}}{\rho\sigma^{3}\Delta_{zy}^{2}\Delta_{yx}} + \frac{M_{0}B_{2}^{2}H_{0}^{2}\omega^{2}}{\gamma^{2}\rho\sigma^{3}\Delta_{zy}\Delta_{yx}^{2}[H_{0}^{2} - \sigma^{2}\Delta_{zy}^{2} - (\Delta_{zy}\omega^{2}/\Delta_{yx}\gamma^{2})]}.$$
 (1.16)

Связь упругой подсистемы с магнитной приводит к дисперсии скорости звука. Для низких частот $\omega \ll \gamma H_0$ и длинного тонкого образца, как это видно из (1.15), из-за влияния поля размагничения становится возможным резонансное взаимодействие звука со спин-системой (S-MAP — резонанс: на поперечных волнах). Аналогично для случая $m_y^0 = 0$ можно получить следующие компоненты равновесного **m**⁰

$$m_x^0 = \pm \left(\sigma^2 \Delta_{zx}^2 - H_0^2\right)^{1/2} / \sigma \Delta_{zx}, \quad m_z^0 = H_0 / \sigma \Delta_{zx}$$
(1.17)

и дисперсионное уравнение свободной спиновой волны

$$\omega_0^2 = \gamma^2 (\sigma^2 \Delta_{zx}^2 - H_0^2) \Delta_{xy} / \Delta_{xz}.$$
 (1.18)

1.2. Продольные волны. Обратимся теперь к резонансу в монодоменном кубическом кристалле на продольных волнах (L-MAP). Из анализа (1.3) видно, что для возбуждения спин-системы необходима поперечная по отношению к постоянному полю переменная компонента магнитного поля. Расчет по [7], в отличие от [24], показывает, что L-волна в направлении [100] и [111] сопровождается продольным переменным магнитным полем, а в направлении [110] возникает переменное продольное поле с небольшой добавкой поперечной компоненты. Продольный по всем трем основным направлениям характер переменного магнитного поля, сопровождающего упругую волну, исключает возможность наблюдения L-MAP в продольном постоянном магнитном поле ($\theta = 0$) [9, 10, 16, 20, 22, 24, 25]. Однако это создает возможность его наблюдения в поперечном ($\theta = 90^\circ$) поле в трех основных направлениях: [100], [110], [111]. Отметим, что авторы ряда работ [9, 16, 18, 20] считают невозможным наблюдение МАР при $\theta = 90^{\circ}$ для направлений [100] и [111], а по [10, 24] для направления [110] МАР возможен лишь в случае магнитоупругой изотропии, т.е. если $2B_1 = B_2$. В работе [26] решена задача о магнитоупругом взаимодействии в кубических кристаллах с учетом плавно неоднородных внутренних полей для случая (1.17). Пусть в кристалле вдоль направления [100] ортогонально внешнему полю, направленному по [001], распространяется продольная упругая волна

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} = U_0 \cos(\omega t - kx). \tag{1.19}$$

При этом вынужденная прецессия спинов под действием сопровождающего магнитного поля дается решением уравнения Блоха—Ландау (1.3) первого приближения

$$m'_{x} = (\gamma^{2} H_{0} m_{x}^{0} \Delta_{xy} / \Delta_{zx}) \Lambda \cos(\omega t - kx),$$

$$m'_{y} = \gamma \omega m_{x}^{0} \Lambda \sin(\omega t - kx),$$

$$m'_{z} = (\omega^{2} / \sigma \Delta_{zx}) \Lambda \cos(\omega t - kx),$$

(1.20)

где $\Lambda = 2B_1 m_z^0 U_0 / (\omega_0^2 - \omega^2)$, а ω_0 дается выражением (1.8). Поскольку в соответствии с (1.17) начальная намагниченность была ортогональна внешнему полю, L-MAP наступает по (1.17) и (1.18) при завершении процесса вращения вектора намагничения до направления внешнего поля, т.е., по существу, в условиях, близких к локальному намагничению до насыщения. Подчеркнем, что в магнетике с неоднородным внутренним полем в соответствии с (1.18) это условие выполняется локально. Структура вынужденной спиновой волны такова, что конец вектора намагничения движется по поверхности эллипсоида, даваемого соотношениями (1.20). Для низкочастотного резонанса длинная ось эллипсоида сильно вытянута по направлению распространения звука.

Из уравнений магнитоупругости можно получить перенормированную скорость продольной волны

$$V_{\rm L}^2 = (C_1/\rho) - \{2B_1^2 M_0 H_0^2 \omega_0^2 / [(\omega_0^2 - \omega^2)\rho\sigma^3 \Delta_{zx}^3]\}.$$
(1.21)

1.3. Нелинейный МАР. Выше была приведена теория линейного МАР на поперечных и продольных волнах в магнетике без потерь. Конечно, исходные ограничения теории не позволили получить одного из основных эффектов МАР — резкого увеличения поглощения звука в резонансе. Однако многие существенные черты МАР, такие, как магнитоактивность волн, процессы вращения, предшествующие МАР, и, наконец, особенности зависимости скорости звука от магнитного поля в этой теории нашли свое отражение. Нелинейный МАР также имеет ряд особенностей, которые могут быть описаны без ввода диссипативных членов в уравнение Блоха—Ландау (1.3).

Одной из первых теоретических работ по нелинейным магнитоупругим волнам является [27]. Для описания изменений намагничения, вызванного упругой волной в изотропном феррите, в ней используются не уравнения Блоха-Ландау, а уравнения магнитостатики. Это приводит к тому, что исключается возможность исследования резонансного взаимодействия звука с магнитной подсистемой. По оценкам этой работы, из-за взаимодействия продольной волны с магнитной подсистемой квадратичный нелинейный параметр (в случае отсутствия магнитоупругий связи по порядку величины равный отношению упругих модулей третьего порядка к соответствующим модулям второго порядка) пропорционален M_0 и возрастает для ферритов более чем на порядок. Из этого можно сделать вывод о том, что при магнитных фазовых переходах (переход к магнитоупорядоченной фазе, спин-переориентационный переход) нелинейный параметр после перехода сильно изменяется. Однако в экспериментальных работах [28, 29] такого значительного изменения эффективной квадратичной нелинейности при переходе к магнитоупорядоченной фазе и спин-переориентационным переходе в гадолинии и переходе к парафазе в тербии не было обнаружено. В заключение [27] сделан ошибочный вывод о невозможности генерации поперечной второй гармоники поперечной волной.

Решение уравнений (1.2) и (1.3) для продольной волны во втором при-

ближении при условиях (1.17) было дано в [26]. Амплитуда второй гармоники дается соотношением

$$A_{2\omega} = \frac{\gamma^2 B_1^3 M_0^2 \Delta_{xy} k U_0^2 [4\gamma^2 H_0 \omega^2 (m_x^0)^4 q + \omega_0^2 (m_z^0)^4]}{(\omega_0^2 - \omega^2) \Delta_{zx}},$$
(1.22)

где

$$q \approx \frac{(C_{11}k^2 - \omega^2 \rho)(\omega_0^2 - \omega^2)H_0 + \gamma^3 H_0 \sigma^2 (m_z^0)^2 \Delta_{xy}^2 - 4\gamma^2 B_1^2 M_0 \sigma^2 (m_z^0)^5 \Delta_{xy}^2 k^2}{(\omega^2 \rho - C_{11}k^2)(4\omega^2 - \omega_0^2)}.$$
(1.23)

Резонанс второй гармоники достигается при двух значениях частот $\omega_{01} = \omega \, u \, \omega_{02} = 2\omega \, u$, следовательно, по (1.9) при двух значениях H_0 . Впервые этот дублет в области гиперзвука наблюдался в [30]. Для тонкого и длинного вдоль оси х стержня ($\Delta_{zx}/\Delta_{yx} \approx 1$, $\Delta_{yx} \approx \Delta_{zx} \approx 1$) в условиях низкочастотного резонанса ($H_0^2 \approx \sigma^2 \gg H_{eff}^2$) интервал между линиями

$$\Delta H_{\delta} \approx 3\omega_0^2 [1 + (5\omega_0^2/4\gamma^2\sigma^2)]/2\gamma^2\sigma, \qquad (1.24)$$

откуда видно, что условия разрешения дублета в области НЧ МАР резко ухудшаются.

Аналогичные результаты можно получить (см. [23]) и для случая поперечной волны в условиях (1.13):

$$A_{2\omega} = \frac{kB_2 M_0 \{qm_z^0 + [\gamma B_2^2 \omega \omega_0^2 m_y^0 (m_z^0)^2 U_0 / 2\sigma \Delta_{yx} (\omega_0^2 - \omega^2)]\}}{2(\rho \omega^2 - C_{44} k^2)}, \qquad (1.25)$$

где U_0 — амплитуда деформации в сдвиговой волне, а q — амплитуда колебаний магнитного момента m''_r во втором приближении:

$$q = \gamma^{3} \sigma B_{2}^{2} \Delta_{zy} m_{y}^{0} m_{z}^{0} \omega U_{0}^{2} \{4(C_{44}k^{2} - \omega^{2}\rho) [(2\omega^{2} + \omega_{0}^{2})(m_{z}^{0})^{2} + \omega^{2} - \omega_{0}^{2}] + \gamma^{2} B_{2}^{2} M_{0}^{0} (m_{z}^{0})^{2} (m_{y}^{0})^{4} \Delta_{zy} k^{2}\} \cdot (1/2) (\omega_{0}^{2} - \omega^{2})^{-2} \{4\omega^{2} (\omega^{2}\rho - C_{44}k^{2}) - \omega_{0}^{2} [\omega^{2}\rho - k^{2} (C_{44} + M_{0}B_{2}^{2} (m_{z}^{0})^{2} / \sigma \Delta_{yz})]\}^{-1}.$$
(1.26)

Будем в основном интересоваться резонансным поведением m''_x (и соответственно $A_{2\omega}$). Оценки показывают, что последним членом в квадратных скобках в знаменателе (1.26) можно пренебречь. Тогда знаменатель (1.25) перепишется в виде

$$(\omega_0^2 - \omega^2)^2 (4\omega^2 - \omega_0^2)(\omega^2 \rho - C_{44}k^2), \qquad (1.27)$$

откуда видно, что резонанс второй гармоники магнитного момента (и соответственно $A_{2\omega}$) наблюдается в двух случаях: при совпадении частоты прецессии ω_0 с частотой упругой волны и при совпадении ω_0 с удвоенной частотой упругой волны. Условия резонанса выполняются для двух разных значений внешнего поля H_0 :

$$H_{p1}^{2} = \sigma^{2} \Delta_{zy}^{2} + (\Delta_{zy} \omega_{0}^{2} / \Delta_{yx} \gamma^{2}), \quad H_{p2}^{2} = \sigma^{2} \Delta_{zy}^{2} + (\Delta_{zy} 4 \omega_{0}^{2} / \Delta_{yx} \gamma^{2}).$$
(1.28)

Дублет по полю:

$$\Delta H_{\delta} = 3\omega_0^2 \Delta_{zy} / \gamma^2 \Delta_{yx} (H_{p1} + H_{p2}).$$
(1.29)

Для случая относительно низких частот $\omega \ll \gamma \sigma (\Delta_{zy} \Delta_{yx})^{1/2}$ можно считать $H_{p1} \approx H_{p2}$ и

$$\Delta H_{\delta} \approx 3\omega_0^2 / 2\gamma^2 \sigma \Delta_{yx}, \tag{1.30}$$

что с точностью до размагничивающего фактора Δ_{yx} согласуется с дублетом для L-MAP (1.24). Дублет позволяет найти эффективное гиромагнитное отношение γ^* (определяемое из условия $\Delta H_{\delta} = \omega_0 / \gamma^*$):

$$\gamma^* = 2\gamma^2 \sigma \Delta_{yx} / 3\omega_0. \tag{1.31}$$

В отсутствие цилиндрической симметрии γ^*/γ имеет порядок отношения размагничивающего поля к эффективному. В области НЧМАР γ^* велико и дублет трудно поддается разрешению. По этой же причине в этой области затруднено отождествление МАР по полевому сдвигу резонансной линии при изменении частоты звука.

Подводя итоги, следует сказать, что полученные в этом разделе результаты относились к несколько упрощенной модели магнетика. Помимо того, что исключались диссипативные процессы в магнитной подсистеме, рассматривался, по существу, однодоменный образец с неоднородным внутренним полем, намагничение которого ограничивалось процессами вращения. Однако даже эта модель позволила определить ряд характерных особенностей МАР. В соответствии с (1.17) и (1.13), (1.18) и (1.15) низкочастотный МАР наблюдается в областях, где магнитный момент коллинеарен внешнему полю. Из (1.21) и (1.16) следует, что при резонансе появляется достаточно сильная дисперсия скорости звука. В области резонанса вторая гармоника (по (1.22) и (1.25)) имеет трудно разрешимый для низких частот дублет по полю. Эффективная магнитоупругая связь, определяемая для продольной волны по (1.21) константой **B**₁ и по (1.16) для сдвиговой волны константой **B**₂, в области резонанса резко возрастает, что сопровождается также сильным резонансным, возрастанием эффективности генерации второй гармоники. Как дисперсия скорости, так и рост второй гармоники, естественно, ограничивается диссипативными процессами, которые здесь не учитывались. Следует также отметить "геометрическое" различие S- и L-MAP: если наилучшие условия на-

блюдения S-MAP $H_0 \parallel k$, то для L-MAP $H_0 \perp k$, где k — волновой вектор.

2. Условия возбуждения и контуры линии МАР в магнетиках с неоднородными внутренними полями

Рассмотрим более детально локальные условия МАР [31, 32], что позволяет, кроме того, на основании простых физических соображений качественно учесть влияние затухания звука. В соответствии с уравнением Блоха—Ландау (1.3) прецессия спина происходит вокруг направления эффективного поля H_{eff} , являющегося в общем случае векторной суммой внешнего H_0 и внут-

реннего поля **H**_{вн}. Последнее, как уже отмечалось, представляет сумму обменного и всех релятивистских полей:

$$H_{eff} = nf/\gamma = H_0 + H_{BH}, \qquad (2.1)$$

где **n** — единичный вектор, f — резонансная частота. Условия взаимодействия звука со спин-системой достигаются при непараллельности магнитострикционного поля **h**, вызванного упругой волной, и эффективного: [**hH**_{eff}] \neq 0; далее

будем считать это условие выполненным.



Рис. 3. Векторная диаграмма формирования эффективного магнитного поля в магнетике [32]

В том случае, когда резонансное поле f/γ задано и определяет радиус сферы возможных значений H_{eff} (рис. 3), уголразориентации $\beta = (H_0, H_{BH})$ может быть найден из очевидного соотношения

$$\sin \beta = \frac{1}{2H_0 H_{\rm BH}} \left[2\frac{f^2}{\gamma^2} (H_0^2 + H_{\rm BH}^2) - \frac{f^4}{\gamma^4} - (H_0^2 - H_{\rm BH}^2)^2 \right]^{1/2}.$$
 (2.2)

В условиях сильной намагниченности кристалла $(H_0 \gg H_{\rm BH}) f = \gamma |H_0|$ (сверхвысокочастотный МАР) из (2.2) естественно следует $\beta = 0$, т.е. коллинеарность внешнего и внутреннего полей. Однако на частотах $f \approx 10^8 - 10^{10} \Gamma$ ц резонанс достигается в средних полях $H_0 > H_{\rm BH}$ и максимальный угол допустимой резориентации

$$\sin\beta_{\rm max} = f/\gamma H_0, \tag{2.3}$$

т.е. β_{max} растет с частотой. При низкочастотном МАР $|H_0| \approx |H_{\text{BH}}| \gg f/\gamma$ угол β_{max} мал и из (2.2) имеем $f/\gamma = \pm (H_0 \pm H_{\text{BH}})$. Из этих четырех корней физический смысл имеют $f/\gamma = \pm (H_0 - H_{\text{BH}})$, и, следовательно, с точностью до малого резонансного поля аналогично (1.18) и (1.15), где учитывалось лишь неоднородное поле размагничения, имеем

$$H_0 \approx -H_{BH}, \tag{2.4}$$

т.е. условия низкочастотного резонанса, как уже отмечалось, достигаются при равенстве внешнего поля и локального внутреннего. В отличие от распространенных магнитных методов определения среднего по объему намагничения МАР дает возможность определить локальное внутреннее поле.

Для поперечной волны, распространяющейся вдоль оси [001], вдоль которой направлено и поле, магнитоупругое взаимодействие имеет место, как видно из результатов п. 1, и $[\mathbf{hH}_{eff}] \neq 0$. Для длинного тонкого кристалла с хорошим приближением можно считать, что внутреннее поле одномерно, $H_{eff} = H_{eff}(z)$ и S-MAP наступает последовательно в различных частях кристалла: сначала в центре, где $|H_{_{BH}}|$ минимально, затем при $H_{_{BH}}(z) = H_{_{BH}}(-z)$ в симметричных относительно центра областях и, наконец, на концах кристалла. Иначе говоря, происходит сканирование структуры внутреннего поля линией естественного феррорезонанса шириной ΔH_i (обусловленной спин-спиновым и спин-решеточным взаимодействиями в условиях однородного внутреннего поля). При этом по известной зависимости $H_{_{BH}}(z)$ может быть определен размер резонансной области δz и форма контура МАР или, наоборот, по экспериментальной форме контура можно найти $H_{_{BH}}(z)$. Из-за равенства (2.4) в дальнейшем не делается различия между H_0 и $H_{_{BH}}$. Размер δz при малой ΔH_i , очевидно, может быть найден из разложения

$$\Delta H_i = H(z) - H(z + \delta z) = -H'\delta z - (1/2)H''\delta z^2 - \dots$$
(2.5)

Вне экстремумов и точек перегиба поля

$$\delta z = -\Delta H_i / H'. \tag{2.6}$$

В экстремумах поля

$$\delta z = (-2\Delta H_i/H'')^{1/2} \approx r_0 (\Delta H_i/H^*)^{1/2}, \qquad (2.7)$$

где H^* и r_0 — характерное локальное поле и радиус его действия. Соотношения (2.6) и (2.7) определяют локальность резонанса. При достаточно узкой линии ΔH_i разрешающая способность такого магнитоакустического сканирования внутреннего магнитного поля может быть довольно высокой. Производные H' и H'' могут быть приближенно определены из экспериментального контура MAP, однако оценку δz можно сделать иначе. Для модельного параболического поля $H_{\text{вн}}(z) = -H_{\text{вн}}(0) - \alpha z^2$ (z = 0 — центр кристалла), $0 \le z \le L/2$, L длина кристалла) размер резонансной области вне экстремумов и точек перегиба дастся соотношением

$$\delta z = (L^2/8z)\Delta H_i/\Delta H, \tag{2.8}$$

а в экстремумах

$$\delta z = (1/2)L(H_i/\Delta H)^{1/2},$$
(2.9)

где $\Delta H = |H_{\rm BH}(L/2) - H_{\rm BH}(0)|$ — полная ширина контура МАР (рис. 4). Эти соотношения дают лишь приблизительную оценку δz не только потому, что использовано параболическое приближение для внутреннего поля, но, как будет видно из дальнейшего, из-за существования "трудных" доменов, за-крепленных на дефектах кристалла, магнитной "шубы" на границах кристалла и других магнитных неоднородностей, локальные внутренние поля ко-торых превышают поле $H_{\rm BH}(L/2)$. Поэтому для реального кристалла завершение контура не имеет четкой границы.

Линейный магнитоакустический спектр $A_{\omega}(H_0)$ в резонансной области, где $A_{\omega}(H_0)$ — амплитуда прошедшего через кристалл звукового импульса, очевидно, определяется соотношением

$$A_{\omega}(H_0) = A_{\omega}(0)\exp(-2\Delta\alpha\delta z), \qquad (2.10)$$

[T. 162

где $A_{\omega}(0)$ — амплитуда прошедшего импульса вне резонанса, $\Delta \alpha = \alpha_p - \alpha$, α_p и α — соответственно коэффициенты поглощения звука в резонансе и вне



Рис. 4. Схематическое распределение внутреннего поля (*a*) и соответствующая форма резонансного контура $A_{2\omega}(H_0)$ (**6**)

его. В случае нелинейного спектра (на второй гармонике), пока что отвлекаясь от его дублетного характера и считая, что нелинейный параметр в резонансе $\Gamma_p \gg \Gamma_0 \, \mu \, \alpha_p \gg \alpha$, получаем в приближении квадратичной зависимости затухания от частоты и отсутствия дисперсии

$$A_{2\omega} \sim (\Gamma_{\rm p}/\alpha_{\rm p}) \left[\exp(-2\alpha_{\rm p}\delta z) - \exp(-4\alpha_{\rm p}\delta z) \right], \tag{2.11}$$

При условии

$$2\alpha_{\rm p}\delta z \ll 1, \tag{2.12}$$

которое в соответствии с (2.6) справедливо по крайней мере в областях с большими градиентами внутреннего поля,

$$A_{\omega}(H_0) \sim -2\alpha_{\rm p}\delta z, \quad A_{2\omega}(H_0) \sim 2\Gamma_{\rm p}\delta z.$$
 (2.13)

Поглощение в резонансе вызвано ростом магнитоупругой связи и эффективной диссипацией энергии в магнитной подсистеме. В то же время механизм возрастания Γ_p также обусловлен резонансным усилением магнитоупругой связи, нелинейностью этой связи и в основном нелинейностью магнитной подсистемы. Качественно очевидно, что все причины увеличения Γ_p должны вызывать и увеличение затухания α_n .

В широких экстремумах $H_{\text{вн}}(z)$ — особенно в кристаллах с достаточно сильной магнитоупругой связью, с большим временем релаксации τ спиновой прецессии и, следовательно, со значительным резонансным увеличением поглощения — условие (2.12) может не выполняться. При этом контур $A_{\omega}(H_0)$ искаженно передает спектр $\alpha(H_0)$, а контур $A_{2\omega}(H_0)$ — спектр $\Gamma(H_0)$. Отметим, что эти диссипативные искажения спектра, как видно из (2.11), начинают особенно сильно проявляться за расстоянием стабилизации второй гармоники, т.е. при

$$2\alpha_{\rm p}\delta z \ge 0.5 \ln 2 = 0.35.$$
 (2.14)

В резонансной области при этом начинает играть определяющую роль нелинейное поглощение, вызванное интенсивной генерацией высших гармоник магнитоупругой волны.

[T. 162

Соотношения (2.6), (2.7) и (2.10), (2.11) связывают форму контура линии с распределением поля. В условиях заданного $H_{_{\rm BH}}(z)$ из этих соотношений легко найти форму контура МАР и, наоборот, по $A_{\omega}(H_0)$ или $A_{2\omega}(H_0)$ восстановить $H_{\rm BH}(z)$. Впервые на возможность восстановления внутреннего поля по контуру МАР было указано в работах [32, 33]. Однозначное восстановление возможно лишь при однозначной функции $H_{\text{\tiny BH}}(z)$ на интервале $0 \leq z \leq L/2$ $\leq z \leq L/2$ и при $H_{\text{BH}}(z) = H_{\text{BH}}(-z)$. Например, на рис. 4,*а* показано характерное $H_{\text{BH}}(z)$ и соответствующая ему форма контура $A_{2\omega}(H_0)$ (рис. 4, δ). Вступление МАР происходит в поле $H_{_{01}}$, равном внутреннему полю $H_{_{\rm BH}}(0)$ в центре кристалла, затем $A_{2\omega}$ уменьшается в соответствии с законом изменения $H_{\text{вн}}(z)$ и, наконец, в поле $\overline{H}_{02} = H_{\text{вн}}(L/2)$ на границе кристалла МАР заканчивается; ширина контура равна ΔH . Эта форма контура, называемая нами канонической (характерная для относительно длинных цилиндрических и призматических образцов, наиболее часто встречающихся при акустических исследованиях магнетиков), получена при заданном и не меняющемся в процессе намагничивания внутреннем поле $H_{\mu\nu}(z)$. В то же время, поскольку НЧ МАР, как это следует из сказанного, а также из прямых экспериментов, достигается в полях, несколько меньших полей намагничивания до насыщения, резонансное возбуждение идет на фоне перестройки доменной структуры: процессов смещения доменных стенок и вращения вектора намагничивания. Несмотря на это, а также на предполагаемый одномерный характер $H_{u}(z)$, при измерениях на длинных и относительно тонких образцах ферритов в условиях малого диссипативного искажения форма контура линейного и нелинейного S-MAP в отличие от L-MAP близка к канонической: резкое вступление, характерная асимметрия.

В некоторых случаях, как показывает эксперимент, полидоменность кристалла сильно сказывается на затухании и исключает возможность наблюдения НЧ резонанса. В области насыщения доменное затухание снимается, кристалл "просветляется", однако локальные эффективные поля при этом во всем объеме кристалла превышают резонансное для используемой относительно низкой частоты.

Представляет практический интерес возможность резонансного наблюдения магнитозаряженных дефектов. Вблизи дефектов, вероятно, должны иметь место достаточно сильные неоднородные обменные поля. Поэтому резонансные условия в области дефета должны достигаться во внешних полях, бо́льших поля насыщения. Однако из-за малого радиуса действия *r*₀ и большого

 H^* в (2.7) эти области имеют малый эффективный размер δz и на магнитном спектре $A_{\omega}(H_0)$ должны сильно "размываться". Этот эффект маскировки малых сильнополевых дефектов исключает возможность их локализации: влияние таких дефектов может проявляться лишь в фоновом магнитном поглощении в области, близкой к насыщению.

Наблюдение MAP, естественно, возможно лишь при выполнении условия $f\tau > 1$, (2.15)

где τ — эффективное время спиновой релаксации. Это условие ограничивает частоты MAP снизу, а класс объектов — кристаллами с узкой линией феррорезонанса, удовлетворяющей условию

$$\Delta H_i < H_{\text{eff}} = f/\gamma. \tag{2.16}$$

В этой связи следует отметить определенные трудности наблюдения МАР: в области ВЧ необходимы хорошо проводящие звук кристаллы; с другой стороны, для наблюдения НЧ МАР необходимо иметь помимо хорошей звукопроводности на этих низких частотах (что расширяет класс доступных исследованию кристаллов по сравнению с ВЧ МАР) еще и узкую линию феррорезонанса. Отметим, что ширина линии феррорезонанса, определяемая в основном временем спин-спиновой релаксации, зависит от частоты, на которой наблюдается резонанс. По оценкам [34] добротность спиновой прецессии $Q = H_{eff}/\Delta H_i$ для монокристаллов марганец-цинковой шпинели (МЦШ) постоянна в области частот $10^7 - 10^{10}$ Гц, и на низких частотах ширина линии естественного ФМР становится уже, что облегчает наблюдение НЧ МАР и

повышает разрешающую способность магнитной спектроскопии.

Закончим этот раздел оценкой разрешимости дублета нелинейного МАР. Дублет разрешается при очевидном условии $\Delta H_{\delta} > \Delta H_{i}$, что из (1.24) и (1.29) дает

$$f\tau > H_0/H_{\rm eff}.$$
(2.17)

Это условие более жесткое, чем условие наблюдения МАР (2.15), (2.16). С переходом в область более низких частот оно перестает выполняться раньше и дублет на низких частотах не разрешается.

3. Эксперимент

За последние 30 лет появилось большое количество экспериментальных работ по взаимодействию спиновых и упругих волн, причем результаты многих из них противоречивы по отношению как друг к другу, так и к теории. В данном разделе мы попытаемся рассмотреть основные экспериментальные работы и проанализировать полученные в них результаты.

Первые эксперименты [35 — 37] по магнитоупругому взаимодействию были проведены в конце 50-х годов. В 135] рассмотрено параметрическое возбуждение акустических колебаний частотой 10 МГц сферического монокристалла железо-иттриевого граната (ЖИГ), намагниченного внешним постоянным магнитным полем и помещенного в электромагнитный резонатор, возбуждаемый частотой порядка 9 ГГц. Авторы подробно изучили механизм напроведя дополнительные блюдаемого резонанса, эксперименты ПО подтверждению акустического характера резонанса (определение собственных частот колебаний сферы, изменение ее акустического сопротивления). Был сделан вывод о магнитострикционном механизме параметрического возбуждения акустических колебаний. В [36, 37] наблюдалось увеличение поглощения поперечных упругих волн частотой 1 ГГц в монокристаллических дисках ЖИГ и в тонких пленках никеля (толщиной порядка 15 акустических длин волн) в определенном диапазоне внешних магнитных полей. Характерной особенностью этих работ является чрезвычайная малость исследуемых образцов (диски имели диаметр 0,3 см и толщину 0,0125 — 0,03 см). Такие условия эксперимента соответствуют взаимодействию однородной спиновой прецессии с механическими колебаниями всего образца (на низких модах), т.е. волновой характер резонансного взаимодействия не оказывал существен-

№ 2]

TOURIA HEAURU II HICKU) B OTUV ORCHORUMAITO

ного влияния. Форма образцов (тонкие пленки и диски) в этих экспериментах обеспечивала однородность внутреннего поля.

В 1962 — 1970 гг. Люти провел цикл исследований магнитоупругого взаимодействия при акустическом возбуждении различных кристаллов на частотах 50 — 150 МГц [38 — 45]. Особенности исследованных кристаллов, условия проведения экспериментов и их результаты отражены в табл. II (там же приведены аналогичные сведения из цитируемых работ). В этих работах были выделены три принципиально различных типа проявления магнитоупругого взаимодействия [42]: 1) вращение плоскости поляризации сдвиговой волны (акустический аналог эффекта Фарадея в магнитооптике); 2) акустическое двулучепреломление; 3) магнитоакустический резонанс. Несмотря на некоторую условность данной классификации, мы воспользуемся ею и рассмотрим все эти явления более подробно.

1. Явление вращения плоскости поляризации волны, просходящее при условии параллельности направления распространения волны и внешнего магнитного поля, впервые наблюдалось в [21]. Известно, что в магнитоупругих средах поперечную линейно поляризованную волну можно разложить на две циркулярно поляризованные компоненты с противоположными направлениями вращения [7, 19]. Как было показано выше, лишь одна из них будет взаимодействовать с магнитной подсистемой, из-за чего возникает различие в скоростях распространения этих компонент, приводящее к вращению плоскости поляризации (рис. 5). Амплитуды импульсов осциллируют при изменении магнитного поля, причем период этих осцилляции уменьшается при приближении к резонансу и хорошо описывается формулой (1.12). По зависимости удельного вращения плоскости поляризации от внешнего магнитного поля можно определить значение константы магнитоупругой связи В₂[10, 21, 22, 50]. В работе [22], кроме того, было получено прямое экспериментальное подтверждение того, что со спиновыми волнами взаимодействует только одна циркулярно поляризованная компонента упругой волны с направлением вращения, определяемым направлением прецесии спинов в магнитном поле. Методической особенностью этого эксперимента явилось использование четвертьволновых пластин из алюмо-иттриевого граната для преобразования линейно поляризованной волны в циркулярно поляризованную.

2. Акустическое двулучепреломление (аналог эффекта Коттона—Мутона в магнитооптике), происходящее при распространении поперечных упругих волн в направлении, перпендикулярном магнитному полю. С магнитной подсистемой в этом случае взаимодействует лишь компонента волны с поляризацией **p**, направленной по \mathbf{H}_0 , меняя при этом свою скорость, а в резонансе и затухание; вторая же компонента волны с поляризацией $\mathbf{p} \perp \mathbf{H}_0$ не взаимодействует с магнитной подсистемой. Волна с исходной поляризацией, например (\mathbf{p}, \mathbf{H}_0) = 45° [42], в процессе распространения будет изменять поляризацию следующим образом (поскольку две компоненты, складываясь в различных точках образца, будут иметь различные фазы): линейно поляризованная волна становится правополяризованной по кругу при разности фаз $\pi/2$, затем снова линейно поляризованном с (\mathbf{p}, \mathbf{H}_0) = 135° при разности фаз π , левополяризованной по кругу при разности фаз 2π . Аналогичное изменение поляризации прошедшей кристалл волны наблюдается и при изменении внешнего магнитного поля, так что, принимая эту волну преобразователем с линейной

Наблюдаемые явления и измеренные величины	$([B] = 3pr/cm^3, [v] = cm/c)$		Вращение плоскости поляризации, МАР		Вращение плоскости поляризации. $B_2 = 7, 4 \cdot 10^6$	MAP. $B_1 = 3, 5 \cdot 10^6$, $B_2 = 6, 5 \cdot 10^6$	Линейные ма. спектры, НМАР, угловая зависимость	HMAP	HMAP	МАР и НМАР	МАР и НМАР	MAP и HMAP, зависимость $A_{3\omega}(H_0)$	MAP	Поглощение звука	Вращение плоскости поляризации ($B_2 = 19 \cdot 10^6$), МАР,	двулучепреломление $(B_2 = 24 \cdot 10^6)$	MAP		MAP	МАР, двулучепреломление $(B_2 = 16 \cdot 10^7)$	МАР, двулучепреломление		Двулучепреломление	Температурная зависимость затухания звука	MAP. $v = 7, 15 \cdot 10^5$	МАР, зависимость коэффициента затухания от H_0	Зависимость коэффициента затухания от H_0 и T
Геометрия	эксперимен-	ra	$\theta = 0$,	$\theta = \theta_{\rm i}$	$\theta = 0$	$0 \le \theta \le 90^{\circ}$	$0 \le \theta \le 90^{\circ}$		$\theta = 0$	$\theta = 0$	$\theta = 0$	$\theta = 0$	$\theta = 0$	$\theta = 0$	$0 \le \theta \le 90^{\circ}$		$0 \le \theta \le 90^{\circ}$		$\theta = 30^{\circ}$	$\theta = 90^{\circ}$	$\theta = 90^{\circ}$		$\theta = 90^{\circ}$	$\theta = 0$	$0 \le \theta \le 90^{\circ}$	$0 \le \theta \le 90^{\circ}$	$\theta = 45^{\circ}$
Ориентация	образца		[100], [111]		[100]	[1100], [1110], [1111]	[1100], [1110], [1111]		[100], [110], [111]	[100]	[100], [110], [111]	[110], [100]	1	1	-		[100], [110]		1	[100]	1		I	[100]	[110]	[110]	1
Материал			жиг		жиг	жиг	MILIUI		жиг	жиг	ЖИГ, MIUII	жиг, мцш	жиг	ЖИГ	ЖИГ		ЖИГ, ЖИГ с замещенны-	ми ионами галия	железо-тербиевый гранат	Железо-гадолин. гранат	Железо-гадолин. гранат,	ЖИГ	Никель, магнетит	жиг	жиг	жиг	RbNiF ₃
, МГц			100 - 1700		528	1000	30		560	30	30	30	5 - 30	1000	50 - 150		50 - 150	ç	011	50 - 200	70 - 150		70 - 210	500 - 1000	50 - 220	221	780
Тип	волны		S, L		S	S, L	Г		Ч	S	S	S	ŝ	S	S, L		S, L	ŀ	s, L	S	S, L		S	S	IJ	ſ	L
Работа			[16]		[18]	[61]	[23]		[27]	[28]	[29]	[30]	[32]	[34]	[35]		[36]		[37]	[38]	[39]		[41]	[43]	[44]	[45]	[46]

Таблица II

·									······································		
Наблюдаемые явления и измеренные величины $([B] = 3pr/cm^3, [v] = cm/c)$	MAP, вращение плоскости поляризации, двулучепре- ломление. $B_2 = 7,2 \cdot 10^6$ (из вращения плоскости поля- лизации) $R_2 = 6.8 \cdot 10^6$ (из прицения плоскости поля-	ризациит, 22 - 0,0 10 (из двулученреломления) Двулучепреломление. v = 2,7·10 ⁵ МАР и НМАР, угловая зависимость L-MAP	EMVP EMVP	МАР. $v = 7,15\cdot10^5, Q = 10^4$ МАР Взаимолействие стиновых волн с акустическими	водитодопольны спиновых води с мусли тохити. Вазимолействие встренных воли	HMAP, Зависимость $\Gamma(H_0)$	МАР и НМАР	НМАР, зависимость максимума $A_{2\omega}$ от подмагничиваю-	щего поля МАР и НМАР МАР и НМАР, влияние инвертирования поля на ма.	спектры Генерация второй и третьей акустических гармоник,	искажение формы ультразвуковой волны МАР, восстановление внутреннего поля Матнитоупругое взаимодействие
Геометрия Эксперимен-	$\begin{array}{l} \mathbf{Ta} \\ \theta = 0, \\ \theta = 90^{\circ} \end{array}$	$\theta = 90^{\circ}$		0 ≤ θ ≤ 90° 0 < θ < 90°	2 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9	$\theta = 0$	$\theta = 0,$ 30°, 45°, 54°	$0 \le \theta \le 90^{\circ}$ $\theta = 0$	$\theta = 0$	$\theta = 0$	$\theta = 0$ $\theta = 0$
Ориентация образца	[100]	[100]	[100], [110], [111], [113] [110], [111]	[110] [111], [351] [110]	[011]	[100]	[100]	[110] [110]	[100], [110], [111] [100], [110], [111]	[100]	[001]
Материал	жиг	RbNiF ₃ MLIII	жиг жиг	ЖИГ ЖИГ ЖИГ	жиг жиг	жиг	жиг	IIIIIM IIIIM	IIIIM	жиг	жиг, мцш жиг
<i>f</i> , МГц	820	800 30	100 — 1700 300 — 1800	100 - 220 600 - 900 1000	250 — 1800 540	30	30	30	30 30	30	30 9420
Тип волны	s	L S	S, L S		v ل ا	ŝ	S	S	s s	S	νý
Работа	[47]	[48] [50]	[51] [52]	[53] [54]	[56] [57]	[58]	[59]	[09]	[61] [62]	[63]	[64] [65]

Таблица II (продолжение)



Рис. 5. Зависимость амплитуды акустического сигнала ОТ внешнего распространении поля при магнитного поперечных волн параллельно магнитному полю в монокристалле ЖИГ. *а* — *в* — Второй, четвертый И шестналиатый импульсы Области очень быстрых соответственно. осцилляции импульсов заштрихованы. f = 820 МГц [50]



Рис. 6. Зависимость амплитуды акустического сигнала от внешнего магнитного поля при распространении упругих волн перпендикулярно магнитному полю в монокристалле ЖИГ. $\theta = 45^{\circ}$. a, δ — Второй и четвертый прошедшие импульсы соответственно. f = 1580 МГц [50]

поляризацией, можно получать последовательные максимумы и минимумы амплитуды в зависимости от H_0 . Явление двулучепреломления исследовалось в работах [38, 41, 42, 44, 50, 51] на кристаллах различной структуры (см. табл. II). На рис. 6 представлены характерные экспериментальные зависимости амплитуды прошедших импульсов от внешнего магнитного поля в условиях акустического двулучепреломления [50].

3. Магнитоакустический резонанс проявляется в увеличении поглощения звука при условии синхронизма спиновой и поперечной (S-MAP) или продольной (L-MAP) волн в определенной области магнитных полей. Кроме того, как было указано, S-MAP можно регистрировать по увеличению частоты вращения плоскости поляризации упругой волны и по увеличению частоты осцилляции в условиях двулучепреломления. Таким образом, из всех трех явлений, выделенных Люти, можно получить информацию о резонансном взаимодействии спиновой и упругой подсистем. Следует особо отметить, что в некоторых работах по магнитноупругому взаимодействию под МАР понимается параметрический резонанс. Например, параметрическое возбуждение магнитоупругих волн посредством продольной магнитной накачки исследовалось в [25], а параметрическое возбуждение двух спиновых волн упругой волной — в [52]. Эти явления выходят за рамки данной работы.

Остановимся более подробно на эффекте магнитоакустического резонанса при акустическом возбуждении. S-MAP наблюдался в [38, 39, 41] на образцах различных гранатов (к сожалению, неизвестной ориентации) в поперечном магнитном поле при условии параллельности внешнего поля и вектора поляризации **р** S-волны. Заметим, что в данных условиях эксперимента НЧ МАР теоретически не может наблюдаться (см. п. 2).

В [38] впервые рассмотрен L-MAP; было получено, что магнитоупругая связь максимальна при $\theta = 17^{\circ}$, а при приложении внешнего магнитного поля параллельно и перпендикулярно направлению распространения звуковая волна не взаимодействует со спиновой. Необходимо отметить, что в исследованиях L-MAP встречаются достаточно противоречивые результаты, касающиеся в основном зависимости MAP от угла θ . Наиболее полный, с нашей точки зрения, теоретический анализ L-MAP и его экспериментальные исследования проведены в [26, 34, 53]. Более подробно на результатах этих работ мы остановимся ниже.

Резонансное поглощение упругих волн может наблюдаться и в отсутствие внешнего магнитного поля — в эквивалентных полях магнитокристаллографической анизотропии. Это явление, названное естественным магнитоупругим резонансом (ЕМУР), исследовалось в [54, 55]. На рис. 7 видны резкие пики затухания поперечных волн в кристаллах ЖИГ, которые исчезали в



Рис. 7. Частотная зависимость затухания продольных (a, e) и поперечных (δ, c) упругих волн в монокристалле ЖИГ при распространении вдоль [111] (a, δ) и [110] (e, c). Вертикальные линии — расчетные положения и относительная интенсивность линий поглощения. $1 - H = 0, 2 - H = 4000 \Im$ [54]

сильных магнитных полях при комнатной температуре, а также при температурах выше температуры Кюри. Это позволило сделать вывод, что поглощение имеет магнитную природу. В кристаллах Са—Bi—V-граната пик поглощения наблюдался на более низких частотах, чем в ЖИГ, что объясняется меньшей константой анизотропии и меньшей намагниченностью насыщения этого кристалла. Резонансное поглощение упругих волн происходит при равенстве частот упругой и спиновой волн. Эта частота дается соотношением (1.10), откуда следует, что при $H_0 = 0$ поглощение может происходить в эквивалентных полях магнитокристаллографической анизотропии. В отсутствие внешнего магнитного поля образец состоит из магнитных доменов, намагниченность большей части которых направлена вдоль направлений легкого намагничения [111], а в качестве угла θ следует брать все возможные углы между направлениями типа [111] и направлением распространения упругих волн. Резонансные частоты, полученные из (1.10) и в эксперименте, практически совпали. В [54] также рассмотрен вопрос о вкладе в поглощение упругих волн при $H_0 = 0$ той части доменов, намагниченность которых существенно

отклоняется от направления легкого намагничения.

B условиях неоднородности внутренних магнитных полей L-МАР исследовался в [53] на образце ЖИГ ориентации [110] на частотах от 100 до 200 МГц. Полученные результаты представлены на рис. 8. Максимальная интенсивность резонанса была получена при $\theta = 50^\circ$, минимальная — при 0 и 90°, что, как считают авторы, согласуется с теорией [18]. Заметим, однако, что эта теория приведена для направраспространения ления волны вдоль [100], а не [110]. L-MAP на более высоких частотах (600 — 1000 МГц) наблюдался в [57, 58]. В [58], где использовались кристаллы такой же ориентации и формы, как и в [56], получено, что эффективность магнитоупругого взаимодействия максимальна при $\theta = 90^{\circ}$.



Рие.8. Анизотропия МАР для образца ЖИГ в плоскости (100) при f = 221 МГц. $A_{\rm pes}$, A_0 — амплитуда звукового импульса соответственно в резонансе и вдали от него (в больших полях) [56]

Обратимся теперь к работам [10, 22], в которых исследовался L-MAP в условиях однородного внутреннего магнитного поля. Для этого использовались либо сферический образец с небольшими плоскими участками для приклейки преобразователей, либо цилиндрические образцы, которые для обеспечения однородности поля помещались в сферические оболочки из поликристаллического ЖИГ. Следует подчеркнуть, что в [22] помимо обычных методик поиска резонанса путем изменения поля проводилось исследование резонанса на нескольких частотах гиперзвукового диапазона. Из эксперимента было получено, что в образцах ориентации [100] и [111] при распространении продольных волн параллельно и перпендикулярно полю резонансное поглощение отсутствует. При всех других значениях θ наблюдаются пики резонансного поглощения продольных волн. Для образца [110] при $\theta = 90^{\circ}$ магнитоупругое взаимодействие отлично от нуля при определенных углах между полем и кристаллографическими направлениями (рис. 9). Отметим также, что из-за влияния релятивистских внутренних полей эффективное значение гиромагнитного отношения [22] в несколько раз превышало гиромагнитное отношение для свободного спина электрона (2,8 МГц/Э) и менялось от 11 до 8 МГц/Э на наибольшей частоте. Угловая зависимость глубины S-MAP (рис. 10) подтвердила теоретический вывод авторов о возможности его наблюдения в поперечном магнитном поле при условии параллельности вектора поляризации внешнему магнитному полю.



Рис. 9. Линии резонансного поглощения продольных упругих волн на частотах 1110 (*I*), 1290 (*2*) и 1470 МГц (*3*) при их распространении в кристалле ЖИГ вдоль направления [110] перпендикулярно H_0 . Угол между полем и направлением [001] $\beta = 45^{\circ}$ [22]



Рис. 10. Угловая зависимость МАР при распространении поперечных волн (f = 1100 МГц) вдоль [100] в монокристалле ЖИГ. 1 -упругие волны поляризованы в плоскости, содержащей **k** и **H**₀; 2 -упругие волны поляризованы перпендикулярно этой плоскости [22]

ВЧ МАР (1000 МГц) на L-волнах в сферическом монокристалле ЖИГ в поперечном внешнем магнитном поле наблюдался в [59]. Обнаружено несколько пиков поглощения упругих волн при различных значениях внешнего поля, т.е. дополнительные ветви МАР. Возникновение таких ветвей объяснено авторами наличием доменной структуры.

Оригинальные результаты исследования нелинейного взаимодействия двух распространяющихся вдоль направления [111] навстречу друг другу поперечных волн в монокристалле ЖИГ представлены в [60]. Образец, имеющий форму цилиндра, находился в постоянном магнитном поле, направленном перпендикулярно оси цилиндра и помещался между центральными жилами коаксиальных резонаторов таким образом, что его большая часть находилась в емкостном зазоре ВЧ резонатора. Регистрировался электромагнитный сигнал удвоенной частоты, соответствующий моменту встречи упругих импульсов. Из эксперимента следует, что при определенном значении магнитного поля взаимодействие локализованно в малой области внутри кристалла (по оценке ее размеры составляют не более 2 мм). С увеличением магнитного поля область взаимодействия из-за особенностей распределения внутреннего поля в условиях эксперимента смещается к середине образца. Взаимодействие распространяющихся навстречу друг другу упругих волн при определенных условиях может приводить к нелинейному эффекту — возбуждению колебаний намагниченности удвоенной частоты с нулевым волновым вектором, т.е. к свертке сигналов.

В [30] впервые приведены результаты исследований генерации второй акустической гармоники при распространении продольной упругой волны с частотой 560 МГц в монокристалле ЖИГ сферической формы по основным кристаллографическим направлениям. Во всех направлениях [100], [110], [111] наблюдалась генерация второй гармоники. Приводится анализ возможных источников нелинейности (поверхностных и объемных) и сделан вывод о том, что вторая гармоника генерируется в объеме кристалла. Два пика затухания второй гармоники наблюдались при резонансных полях для основной



Рис. 11. Зависимость затухания продольных упругих волн от H_0 при распространении вдоль направления [100]. *а* — Линейный МАР на частоте 560 МГц. *б* — Линейный МАР на частоте 1120 МГц. *в* — В образце возбуждены упругие волны частотой 560 МГц, регистрируется вторая гармоника с частотой 1120 МГц [30]

и удвоенной частот (рис. 11). Наблюдаемый дублет вполне удовлетвори-



Рис. 12. Линейный $A_{\omega}(H_0)$ и нелинейный $A_{2\omega}(H_0)$ S-MAP в вернейлевской МЦШ (направление [110]) [32]

тельно согласуется с рассчитанным по (1.29), модифицированным для однородного поля сферы. В условиях эксперимента из-за чрезвычайно сильного роста затухания в дублете, в отличие от последующих работ по нелинейному MAP (см. ниже), не удалось наблюдать возрастания второй гармоники: в условиях резонанса импульсы второй гармоники полностью исчезали.

Подводя итоги обсуждения упомянутых работ, следует сказать, что в основном они были выполнены на достаточно высоких частотах. Такие частоты требуют использования сравнительно больших магнитных полей, которые значительно изменяют исходную доменную структуру образца. В этой связи определенный интерес представляют работы [23, 26, 31 — 34, 53, 61 — 67], проведенные на частотах порядка 30 МГц. Как говорилось выше, НЧ МАР позволяет получить сведения о динамике внутреннего поля в процессе намагничивания образца, что открывает возможность исследования реальной структуры магнетиков.

В этих экспериментах регистрировались линейный и нелинейный магнитоакустические спектры (зависимость амплитуды первого прошедшего импульса на частоте возбуждения A_{ω} или (и) амплитуды высших гармоник $A_{2\omega}, A_{3\omega}$ от внешнего магнитного поля H_0). В большинстве исследованных кристаллов ЖИГ и марганец-цинковой шпинели (МЦШ) ширина линии феррорезонанса меньше эффективного поля ($H_{eff} \sim 11$ Э), т.е. выполняется условие (2.14) наблюдения резонанса.

Сравнительным исследованиям линейного и нелинейного S-MAP были посвящены работы [31, 32, 61, 62, 64, 65]. Отметим, что нелинейный МАР

в отличие от линейного устойчиво наблюдался во всех исследованных кристаллах (см. табл. II). Контур линии нелинейного S-MAP имел четко выраженную каноническую форму (рис. 12).

Остановимся более подробно на анализе спектров линейного S-MAP. На рис. 13 приведены S-спектры $A_{\omega}(H_0)$ ЖИГ на двух частотах: 6,82 МГц (1) и 30 МГц (2). Обращает на себя внимание слабая зависимость формы резонансной кривой от частоты. Вследствие того, что для НЧ МАР производная $\partial f_p/\partial H_0$ велика ($\gamma^* \approx 6$ МГц/Э), не следует ожидать значительного смещения спектра при таком относительно малом изменении частоты. С повышением частоты повышается разрешающая способность анализа: на спектре 2 видна тонкая структура.



Рис. 13. Линейный магнитоакустический S-спектр ЖИГ. 1 — 6,82 МГц, 2 — 30 МГц

Несимметрия доменной структуры кристалла относительно его середины приводит к заметному изменению спектров МАР при обращении направления внешнего магнитного поля (рис. 14). Следует отметить, что при повороте кристалла в магнитном поле помимо изменения эффективности магнитоупругого взаимодействия изменяются еще и компоненты тензора размагниченна. В результате этого контур смещается в область более высоких полей, резонанс становится менее выраженным и исчезает при $\theta = 90^{\circ}$.

Остановимся более подробно на условиях экспериментального наблюдения MAP на продольных и поперечных волнах. Вернемся к диаграмме, представленной на рис. 3, из которой следует, что эффективное поле H_{eff} может принимать, вообще говоря, любое направление в сфере радиуса f/γ (см. (2.1)). Из уравнения Блоха—Ландау (1.3) следует, что вынужденная прецессия спина происходит вокруг направления эффективного поля H_{eff} и возможна при неколлинеарности H_{eff} и вектора переменного матитострикционного поля **h**, вызванного упругой волной. Поэтому в идеальном однодоменном кристалле при распространении звука по основным кристаллографическим направлениям S-MAP нельзя наблюдать в поперечном внешнем магнитном поле, а L-MAP — в продольном. Тот факт, что в работах [22, 38, 42] авторы наблюдали S-MAP в поперечном магнитном поле, можно объяснить неидеальным магнитным упорядочением и особенностями доменной структуры исследованных образцов.

Линейный L-MAP было невозможно наблюдать в кристаллах МЦШ с развитой доменной структурой [26, 53]. В области полей 1,2 — 1,4 кЭ происходила интенсивная перестройка этой структуры, сопровождающаяся достаточно бы-

Рис. 14. Линейный магнитоакустический спектр кристалла ЖИГ при противоположных ориентацией внешнего магнитного поля [31]

Рис. 15. Линейный L-MAP в вернейлевской МЦШ (направление [110]) [26]

стрым уменьшением затухания звука. На фоне этих процессов линейный L-MAP в бриджменовских МЦШ ни в одном из исследуемых кристаллографических направлений наблюдать не удалось. L-MAP был виден лишь в кристалле вернейлевской МЦШ ориентации [110], который имел более низкое содержание железа и, вероятно, отличался малым числом доменов (рис. 15).

Исследованиям нелинейного низкочастотного S-MAP были посвящены работы [61, 62, 64, 65], в которых регистрировались магнитоакустические спектры второй гармоники $A_{2\omega}$. Нелинейный S-MAP в продольном поле проявлялся почти во всех исследованных кристаллах. Исключение составляли лишь кристаллы МЦШ с большим начальным затуханием (например, неотожженные кристаллы). Нелинейные магнитоакустические спектры имеют развитую тонкую структуру. Отметим, что разрешающая способность по полю нелинейного спектра второй гармоники при гауссовой форме естественной линии феррорезонанса увеличивается в $\sqrt{2}$ раз. Осцилляции контура $A_{2\omega}(H_0)$ в области MAP вызваны как неоднородностью внутреннего поля, так и возможным влиянием сильной дисперсии скорости. Иллюстрацию большей четкости нелинейного S-MAP по сравнению с линейным дают спектры рис. 16 для бриджменовской МЦШ.

Остановимся более подробно на возможности управления внутренними полями. Ширина резонансной кривой ΔH , как следует из сказанного выше, определяется разностью значений внутреннего поля в центре кристалла и на его концах. Для уменьшения ΔH необходимо сделать поле более однородным. Для эллиптических образцов с однородным полем при отсутствии магнитозаряженных дефектов ширина контура стала бы равной естественной ширине линии $\Phi MP \Delta H_i$ для данных условий (данной частоты и связанной с ней величины внутреннего поля). Степенью неоднородности внутреннего поля можно управлять, создавая слабое неоднородное подмагничивающее поле \mathbf{h}_0 . Для этого (например, в [63]) на центральную часть кристалла МЦШ наматывалась катушка (линейные размеры ≈ 3 мм) из 40 витков медного провода, подключенная к источнику постоянного тока, полярность которого можно было менять. На рис. 17 показаны S-спектры $A_{2\omega}(H_0)$ на частоте 28,5 МГц без дополнительного поля (*a*) и с полем +12 (*б*) и -12 Э (*в*) относительно внешнего поля \mathbf{H}_0 . Как видно из этого рисунка, положительное \mathbf{h}_0 приводит к смещению

вступления резонанса в область более низких внешних полей (неоднородное поле суммируется с H_0) и незначительному сужению контура резонансной кривой. Отрицательное **h**₀, наоборот, вызывает смещение резонанса в область более высоких внешних полей и из-за "сглаживания" внутреннего поля приводит к значительному сужению основного максимума и общей ширины ΔH резонанса и увеличению в четыре раза его амплитуды. В [63] минимальная ширина пика вступления была порядка 2 Э; следовательно, естественная ширина линии ФМР в таком кристалле МЦШ по крайней мере уже чем 2 Э.

Рис. 17. Влияние слабого постоянного неоднородного подмагничивающего поля **h**₀ на контур линии S-MAP в вернейлевском кристалле МЦШ (ориентации [110]) [63]

В п. 1 уже было показано, что в области резонанса резко возрастает эффективность магнитоупругой связи и, следовательно, возрастает как затухание звука [30], так и эффективность генерации высших гармоник из-за чрезвычайно большой нелинейности спиновой подсистемы. Конкуренция этих двух процессов не всегда приводит к преобладанию затухания. Наблюдение S-спектров $A_{2\omega}(H_0)$ в кристалле ЖИГ [32, 61] показало, что в полях, близких к резонансному, сигнал почти полностью трансформировался в слабый сигнал удвоенной частоты. Как уже указывалось, в случае неоднородного внутреннего поля резонанс локализован в определенной области δz и в диапазоне резонансных внешних полей эта область перемещается по объему кристалла. Иначе говоря, в этих условиях кристалл становится крайне неоднородно-нелинейной средой: в областях размером ~ δz происходят процессы генерации высших гармоник и их диссипация из-за нелинейного поглощения, в осталь-

133

ных нерезонансных областях и генерация, и диссипация гармоник определяются перенормированными (близкими к решеточным) модулями упругости высших порядков и релаксационными процессами. Отметим, что решеточные нелинейные модули ЖИГ достаточно малы, и нелинейный параметр вне резонанса $\Gamma_0 \approx 2$. Отношение рассчитанного по измерениям $A_{2\omega}(H_0)$ эффективного нелинейного параметра Г (в предположении, что гармоника генерируется на всей его длине) к Г₀ показано на рис. 18. Оценки показывают (см. [32, 61]), что при ширине резонансного контура ∆*H* ≈ 170 − 200 Э, резонансном поглощении $\alpha_p^s = 21,4 \text{ см}^{-1}$ и ширине линии естественного резонанса $\Delta H_i \approx 1$ Э размеры резонансной области в центре кристалла по (2.9) $\delta z \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см и $2\alpha_{\rm p} \delta z = 2,14$, и, следовательно, неравенства (2.12) и (2.13) не выполняются; спектры $A_{\omega}(H_0)$ и $A_{2\omega}(H_0)$ в области вступления резонанса диссипативно искажены, что особенна видно на рис. 19 (кривая $A_{2\omega}$). При перемещении резонансной области к концам кристалла ее размеры уменьшаются, и вблизи концов, согласно соотношению (2.8), $2\alpha_{\rm p}\delta z \approx 0.08$. Соответственно по мере удаления от центра диссипативные искажения спектров уменьшаются. В области завершения резонанса среднее $\Gamma/\Gamma_0 \approx 4.10^2$. В этой области из (2.8) $L/2\delta z = 2(\Delta H/\Delta H_i) \approx 400$ и, следовательно, резонансное значение Γ_p/Γ_0 не менее 10⁵. Возможность более точной оценки Γ_p/Γ_0 ограничивается недостаточно четким вступлением и особенно окончанием контура

 $H_{0}^{+}, H_{0}^{+}, H_{0}^{+}$

Рис. 18. Зависимость относительного эффективного квадратичного нелинейного параметра для сдвиговой волны в кристалле ЖИГ от внешнего магнитного поля H_0 , Э [61]

Рис. 19. Линейный (A_{ω}) и нелинейный $A_{2\omega}$ S-спектры в ЖИГ ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{k} \parallel [100]$) [32]

линии MAP, а также оценочным характером δz .

В кристаллах МЦШ наблюдались меньшие диссипативные искажения контура S-MAP даже в области его вступления. Оценка, аналогичная проведенной выше, сделанная, однако, по вступлению резонанса (т.е. для центральной части кристалла), дает для вернейлевского кристалла МЦШ ориентации [110] $\Gamma_{p}/\Gamma_{0} = 400 \pm 100$.

Подробное исследование нелинейного магнитоакустического резонанса на продольных волнах было проведено в работах [26, 53]. Форма контура линии L-MAP а для длинных в направлении **k** и тонких образцов должна отличаться

[T. 162

от канонической формы S-MAP (см. рис. 4). Резонансные области при L-MAP, как уже отмечалось, принципиально трехмерны из-за перпендикулярного направления поля. Экспериментальный контур $A_{2\omega}(H_0)$ показан на рис. 20 (кривая 2). Обращает на себя внимание то, что плавное вступление нелинейного L-MAP начинается задолго (особенно для кристаллов [100]) до того, как по $A_{\omega}(H_0)$ (кривая *1*) начинается интенсивное "просветление". При нелинейном S-MAP в продольном поле в кристаллах ориентации [100] вступление линии резкое (см. выше), что может быть объяснено преимущественно 180° структурой доменов и малым начальным количеством 90°-доменов в кристаллах такой формы. При L-MAP увеличивающееся поперечное поле приводит к формированию структуры 90°-доменов, в которых резонансные условия достигаются в полях меньших, чем резонансное поле для середины кристалла, где в дальнейшем достигается максимум A_{2w}. Этим и объясняется плавное вступление линии. Отметим, что поле вступления резонанса (как и поле, при котором достигается максимум второй гармоники) зависит от ориентации кристалла и геометрии эксперимента.

Подчеркнем, что генерация второй гармоники обусловлена квадратичной нелинейностью магнитоупругого взаимодействия. Однако в условиях МАР возможна генерация и более высоких гармоник. Генерация третьей гармоники наблюдалась в [66]. На рис. 21 показаны магнитоакустические спектры третьей, $A_{3\omega}$, и второй, $A_{2\omega}$, гармоник для ЖИГ. Эти спектры соответствуют различным процесам фонон-магнонного взаимодействия (соответственно трех- и четырехчастичным взаимодействиям). В слабых внешних полях (~ 200 Э) создаются предпосылки для генерации третьей гармоники, так как в области этих полей амплитуда второй гармоники мала, а следовательно, мала и вероятность квадратичного процесса $2\omega + \omega = 3\omega$; более вероятным механизмом генерации $\bar{A}_{3\omega}$ является кубическая нелинейность уравнения Блоха—Ландау (1.3), обусловленная полем анизотропии. Конкуренция поля анизотропии с обменным, как известно, приводит к формированию доменной границы. Таким образом, за формирование слабого низкополевого максимума в спектре $A_{3\omega}(H_0)$, вероятнее всего, ответственна кубическая нелинейность доменных стенок. В больших полях доминирующим становится процесс генерации третьей гармоники за счет нелинейного взаимодействия первой и

Рис. 20. Магнитоакустические спектры $(1 - A_{\omega}(H_0), 2 - A_{2\omega}(H_0))$ и среднее намагничение $\langle M \rangle / M_0$ (3) бриджменовской МЦШ (направление [100]) [53]

Рис. 21. Нелинейные магнитоакустические спектры кристалла ЖИГ $A_{2\omega}(H_0)$ и $A_{3\omega}(H_0)$ [66]. Коэффициент усиления приемного тракта для третьей гармоники в 10 раз больше, чем для второй

второй на квадратичной нелинейности. Различие в них определяется также конкуренцией процессов локальной генерации и диссипации.

4. Восстановление внутреннего магнитного поля по форме контура МАР

Для длинного тонкого кристалла по форме контура S-MAP, не подвергнувшейся сильным диссипативным искажениям, может быть восстановлена меняющаяся в процессе намагничения структура внутреннего поля [32]. При этом предполагается симметрия поля относительно центра (z = 0) кристалла. Из соотношений (2.6), (2.10) и (2.11) при условии (2.12) следует, что и $A_{\omega}(H_0)$, и $A_{2\omega}(H_0)$ пропорциональны $dz/dH_{\rm BH}$. Следовательно, интегрирование контура MAP по H_0 дает функцию $z(H_{\rm BH})$; обратная же функция z^{-1} представляет собой распределение внутреннего поля $H_{\rm BH}(z)$. На рис. 22 представлено распределение внутреннего поля в вернейлевском кристалле МЦШ вдоль оси [110], восстановленное по контуру MAP, показанному на рис. 12. Отметим, что в центре кристалла поле восстанавливается в тот момент, когда кри-

Рис. 22. Внутреннее поле $H_{\rm BH}(z)$ в вернейлевском кристалле МЦШ, восстановленное по спектру $A_{2,...}(H_0)$ рис. 12 [32]

сталл еще не намагничен до насыщения, в то время как восстановление на концах кристалла происходит в условиях уже намагниченного остального объема кристалла. Наблюдается не совсем плавный ход внутреннего поля, обусловленный, вероятно, доменной структурой или (и) дефектами кристалла. Такие достаточно протяженные структуры проявляются на одномерной томограмме кристалла; что же касается мелких магнитозаряженных дефектов, то, как уже указывалось в п. 2, они маскируются и не находят отражения в спектре МАР. Отметим, что контроль внутреннего поля при отмеченных выше условиях возможен и в тех случаях сложной конфигурации магнетика, когда теоретический расчет поля затруднен.

Такой способ восстановления внутреннего поля по линии МАР (как линейного, так и нелинейного) обладает преимуществом по сравнению со способом [68, 69] восстановления по задержке времени прихода акустического импульса по отношению к запускающему электромагнитному импульсу. Принципиально возможным становится исследование внутреннего поля в проводящих магнитоупорядоченных кристаллах, так как магнитоупругая волна создается не электромагнитным способом (в [68, 69] спиновая волна генерируется ВЧ-полем и затем трансформируется в магнитоупругую в точке возврата, определяемой пересечением упругой и спиновой ветвей), а электромеханическими преобразователями, в связи с чем отпадают ограничения, вызванные наличием скин-слоя. Повышается также эффективность возбуждения и приема магнитоупругих волн, увеличивается помехозащищенность (в [68, 69] сильное влияние на слабый принимаемый сигнал оказывает окружающее электромагнитное поле).

Обсудим детально некоторые особенности применения НЧ и ВЧ МАР для целей дефектоскопии. ВЧ МАР происходит при частотах порядка 10¹⁰ Гц, когда внешние поля, необходимые для достижения резонансных условий, достаточно велики (несколько кЭ). При таких условиях кристалл обычно намагничен до насыщения и однодоменен. Низкочастотный же МАР происходит при частотах порядка $10^6 - 10^7$ Гц, когда внешнее поле недостаточно для сильных изменений первоначального распределения внутреннего поля. Использование высоких или низких частот зависит от целей дефектоскопии. Если ставится задача выявления таких кристаллических дефектов, как дислокации, микротрещины и т.д., то более подходящим является ВЧ МАР, так как доменная структура на измерения уже практически не влияет. НЧ МАР предпочтителен, если необходимо знать не только дефекты структуры, но также и распределение реального начального внутреннего поля, включая доменную структуру. Вторая причина для использования низких частот состоит в том, что затухание звуковой волны квадратично зависит от частоты, так что в кристаллах плохого качества затухание высоких частот может быть слишком большим для проведения точных измерений.

Заключение

Подводя итог, следует отметить, что МАР как взаимодействие спиновой и акустической волны наблюдался в достаточно хорошо магнитоупорядоченных магнетиках (все исследования проводились на монокристаллах). Необходимым условием наблюдения МАР является малость ширины линии естественного Φ P по сравнению с эффективным резонансным полем, что эквивалентно $f\tau > 1$, где τ — время спин-спиновой релаксации. В образцах с неоднородными внутренними полями МАР возникает в областях с магнитным моментом, коллинеарным внешнему полю. Конкуренция в этих областях резонансного поглощения и гигантской квадратичной нелинейности может приводить к резкому росту второй акустической гармоники — нелинейному МАР. Кристалл в этих условиях становится крайне нелинейно-неоднородной средой, причем область гигантской нелинейности может перемещаться внешним полем. Нелинейный МАР помимо увеличения разрешающей способности МАР-спектроскопии позволяет более детально исследовать нелинейность магнитной подсистемы.

Нельзя не остановиться на определенных трудностях экспериментального отождествления МАР-процессов в реальных магнетиках. Как правило, они идут на фоне других нерезонансных процессов. В условиях микро- и макронеоднородностей структуры кристалла, а также внутреннего поля и доменной структуры помимо "чисто акустического" (рассеяния, решеточного поглощения) возможны различные другие механизмы релаксационного магнитного поглощения, зависящего, естественно, от внешнего магнитного поля. До сих пор возникают сомнения в реальности наблюдения именно МАР в некоторых ранних работах, обзор которых дан выше. Определенную уверенность здесь может дать дополнительное наблюдение вращения плоскости поляризации акустической волны и исследование дисперсии скорости. Одновременное наблюдение линейного и нелинейного МАР позволяет существенно увеличить достоверность обнаружения МАР, так как возможные мешающие процессы слабонелинейны; на сравнительно высоких частотах в спектре нелинейного МАР должна проявляться дублетная структура.

МАР-спектроскопия неоднородных магнетиков в однодоменном приближении позволяет восстановить структуру внутренних полей в процессе намагничения образца, однако, поскольку МАР-спектры отражают дифференциальную картину поля, магнитозаряженные дефекты лучше проявляются именно на них. Исследование тонкой структуры МАР-спектров открывает новые возможности в диагностике ферритов, находящих широкое применение в современной радиотехнике и вычислительной технике Использование гигантской нелинейности кристаллических ферродиэлектриков весьма перспективно в устройствах обработки радиосигналов, параметры которых в широких пределах могут управляться внешним магнитным полем.

ПРИМЕЧАНИЯ

(1) Иногда в литературе под термином "магнитоакустический резонанс" подразумевается параметрическое возбуждение акустических колебаний электромагнитной волной, подробно рассмотренное в монографии [6].

(2) Отметим здесь, что теория магнитоупругих взаимодействий [2], учитывающая ротационную инвариантность исходных уравнений, для таких "сильных" эффектов, как МАР, может быть заменена приближенной [11], используемой в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Туров Е.А., Шавров В.Г.//УФН. 1983. Т. 140. С. 429.
- 2. Bar'yakhtar V.G., Turov E.A. Magnetoelastic Excitaticms//Spm Waves and Magnetic Excitations 2/Eds. A.S. Borovik-Ronianov, S.K. Sinha. — Elsevier Science Publ. B.V., 1988. — Р. 333. 3. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.//*ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 228. 4. *Кittel C.//* Phys. Rev. 1958. V. 110. Р. 836. 5. *Пелетминский С.В.//*ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 452.

- 6. Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971.
- 7. Ле-Кроу Р., Комсток Р.//Физическая акустика/Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1968. Т. 3, ч. Б. С. 156.
- 8. Штраусс В.//Физическая акустика/Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1970. Т. 4, ч. Б. C. 247.
- 9. Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975.
- 10. Леманов В.В., Смоленский Г.А.//УФН. 1972. Т. 108. С. 465.
- [11] Леманов В.В.//Физика магнитных диэлектриков/Под ред. Г.А. Смоленского. Л.: Наука, 1974. — C. 284.
- 12. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 13. Ожогин В.И., Преображенский В.Л.//УФН. 1988. Т. 155. С. 593.
- 14. Шутилов В.А., Чарная КВ., Котов Л.Н. и др.//Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 1060. 15. Мануйлов М.В., Бондаренко В.С., Криночкин В.В. и др.//Ibidem. С. 599. 16. Luthi B.// Phys. kondens. Mat. 1963. Bd. 1. S. 197.

- 10. Lum B.// Phys. Kondens. Mat. 1965. Bd. 1. S. 197.
 17. Смоленский Г.А., Леманов В.В. Ферриты и их техническое применение. Л.: Наука, 1975.
 18. Ишмухаметов Б.Х.//ФММ. 1964. Т. 17. С. 323.
 19. Власов К.Б., Ишмухаметов Б.Х.//ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 745.
 20. Schlomann E.// J Appl. Phys. 1960. V. 31. P. 1647.
 [21] Matthews H., Le Craw R.C.// Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. P. 397.
 22. Леманов В.В., Павленко А.В., Гришмановский А.Н.// ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 712.
 23. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.// Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 832.
 24. Auld B.A.// Applied Solid State Science/Ed. R. Wolfe. New York: London: Academic Press.

- 24. Auld B.A.// Applied Solid State Science/Ed. R. Wolfe. New York; London: Academic Press, 1971. V. 2. P. 2.
- 25. Turner E.H.// Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. P. 100.

- Гигнег Е.Н.// ГПуз. Кеу. Lett. 1900. V. 5. Г. 100.
 Беляева О.Ю., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//ФТТ. 1988. Т. 30. С. 1873.
 Полякова А.Л.// Акуст. ж. 1976. Т. 22. С. 427.
 Аникеев Д.И., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. и др.//ФММ. 1983. Т. 55. С. 622.
 Зарембо Л.К., Карпачев С.Н., Суховцев В.В. и др.// Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 1082.

- 30. Гришмановский А.Н., Юшин И.К., Богданов В.Л., Леманов В.В.//ФТТ. 1971. Т. 13. С. 1833.
- [31] Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//ФТТ. 1984. Т. 26. С. 1943.
- 32. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1499. 33. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//Проблемы нелинейной акустодиагностики/Под ред Н.Д. Век-Заремоо Л.К., Карпачев С.Н.//Проолемы нелинейной акустодиагностики, слера. — Таллинн: Валгус, 1986. — С. 125.
 Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//Акуст. ж. 1989. Т. 35. С. 51.
 Spencer E.C., Le Craw R.C.//Phys. Rev. Lett. 1958. V. 1. P. 241.
 Bommel H., Dransfeld K.// Ibidem. 1959. V. 3. P. 83.
 Bommel H., Dransfeld K.// Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 2. 1960. V. 5. P. 58.
 Luthi B.// Phys. Lett. 1963. V. 3. P. 285.
 Luthi B., Oertle F.//Phys. kondens. Mat. 1964. Bd. 2. Nr. 2. S. 99.

- 40. Luthi B.//Helv. Phys. Acta. 1964. V. 37. P. 185.
- [41] Luthi B.// Appl. Phys. Lett. 1965. V. 6. P. 234.
- 42. Luthi B.// J Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 990.
 43. Luthi B., Henningsen T.// Proc. of the Intern. Confer, on Magnetism. Nottingham, 1964. London, 1965. — P. 668.

- 1965. Р. 666. 44. Luthi B.// Appl Phys. Lett. 1966. V. 8. P. 107. 45. Luthi B.//Sol. State Commun. 1967. V. 5. P. 319. 46. Spencer E.G., Denton R.T., Chambers R.P.//Phys. Rev. 1962. V. 125. P. 1950. 47. Смоленский Г.А., Насыров А.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966. Т. 30. С. 998. 48. Насыров А., Павленко А.В.//ФТТ. 1967. Т. 9. С. 276. 49. Гришмановский А.Н.//ФТТ. 1974. Т. 16. С. 2716.

- 50. Павленко А.В., Яковлев Ю.М., Леманов В.В.//ФТТ. 1969. Т. 11. С. 3300.
- [51] Гришмановский А.Н., Леманов В.В., Смоленский Г.А. и др.//ФТТ. 1972. Т. 14. С. 2369. 52. Matthews H., Morgenthaler E.R.//Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 614. 53. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//ДАН СССР. 1986. Т. 289. С. 1362.

- 54. Леманов В.В., Павленко А.В.//ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 1528. 55. Леманов В.В., Павленко А.В., Шакин О.В.//ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 242. 56. Смоленский Г.А., Насыров А.//ФТТ. 1965. Т. 7. С. 3704. 57. Гончаров К.В., Красильников В.А., Участкин В.И.//ФТТ. 1967. Т. 9. С. 3384.
- 58. Lewis M.F., Scotter D.G.//Phys. Lett. 1968. V. 28А Р. 303. 59. Гусяцкий Г.Ф., Ветров А.А., Смокотин Э.М.//Магнитные и резонансные свойства магнитных материалов. — Сб. статей/Под ред. Г.А. Петраковского. — Красноярск: Ин-т физики СО AH CCCP, 1980. – C. 171.
- 60. Юшин Н.К., Гришмановский А.Н., Леманов В.В.//ФТТ. 1974. Т. 16. С. 1569.

- (6). Юшин Н.К., Триимановский А.Н., Леманов В.В.//ФТТ. 1974. Т. 16. С. 1569.
 [61] Зарембо Л.К., Карпачев С.Н., Генделев С.Ш.//Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 502.
 62. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//ФТТ. 1983. Т. 25. С. 2343.
 63. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н., Генделев С.Ш.//Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1050.
 64. Абаренкова С.Г., Генделев С.Ш., Зарембо Л.К. и др.// ФТТ. 1985. Т. 27. С. 2450.
 65. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//ФТТ. 1986. Т. 28. С. 311.
 66. Беляева О.Ю., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.//Вести. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 1987. T. 28, No. 1. C. 50.
- 67. Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.// Дефектоскопия. 1987. № 1. С. 21.
- 68. Eshbach J.R.// Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. P. 357. 69. Eshbach J.R.// J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 1298.

Статья поступила 19.06.91 г., после доработки 18.09.91 г.