

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Поверхностные магнитоакустические волны в магнитных кристаллах в области ориентационных фазовых переходов

Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров

Дан обзор теоретических и экспериментальных исследований поверхностных магнитоакустических волн в ферро- и антиферромагнетиках. В рамках вращательно- и трансляционно-инвариантной теории излагаются результаты исследования распространения магнитоупругих волн Рэлея и Лэмба в магнитной пластине. Приводятся также спектры сдвиговых поверхностных магнитоакустических волн, обусловленных эффектами магнитострикции и пьезомагнетизма. Главное внимание уделяется особенностям распространения поверхностных волн в области ориентационных фазовых переходов. Подробно обсуждается вопрос о типах мягких мод, по которым осуществляются соответствующие фазовые переходы. Приведенные теоретические результаты сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными по исследованию рэлеевских волн в магнетиках.

PACS numbers: 68.35.Ja, 68.35.Rh, **75.80. + q**, 77.80.Bh

Содержание

1. Введение (735).
 2. Энергия и уравнения движения магнитоупругой среды со свободными поверхностями (738).
 - 2.1. Ферромагнетик. 2.2. Антиферромагнетик.
 3. Магнитоакустические волны Рэлея и Лэмба в магнитной пластине (739).
 - 3.1. Ферромагнетик. 3.2. Антиферромагнетик. 3.3. Экспериментальные исследования магнитоупругих волн Рэлея в магнетиках.
 4. Сдвиговые поверхностные магнитоакустические волны (745).
 - 4.1. СПМВ в ферромагнетиках. 4.2. СПМВ в антиферромагнетиках, обусловленные пьезомагнитным эффектом.
 5. Заключение (748).
- Список литературы (749).

1. Введение

Магнитоупругое (МУ) взаимодействие играет важную роль в формировании многих свойств магнитоупорядоченных кристаллов (магнетиков). Помимо известного и широко используемого магнитоакустического резонанса, можно указать на существенное влияние этого взаимодействия на процессы магнитной релаксации, квазистатического перемагничивания, нелинейную динамику магнетиков и т.п. [1]. Взаимодействие между магнитной (спиновой) и упругой подсистемами приво-

дит к возникновению в магнетике связанных МУ-колебаний, обладающих весьма интересными физическими свойствами [2–5].

В общем случае МУ-взаимодействие является слабым. Оно определяется безразмерным параметром МУ-связи

$$\zeta = \frac{\Delta c}{c}, \quad (1.1)$$

где c — характерный модуль упругости, а Δc — изменение этого модуля за счет МУ-взаимодействия. Например, для легкоосного ферромагнетика (в отсутствие магнитного поля H)

$$\zeta = \frac{\omega_{\text{ме}}}{\omega_0} = \frac{H_{\text{ме}}}{H_A + H_{\text{ме}}}. \quad (1.2)$$

Здесь ω_0 — щель в спектре спиновых волн, $\omega_{\text{ме}}$ — МУ-вклад в эту щель, H_A — поле магнитной анизотропии, $H_{\text{ме}} = B^2/(cM_0)$ — поле магнитострикции, B — константа МУ-связи, M_0 — намагниченность насыщения. Для типичных магнетиков ($M_0 \sim 10^2$ Гс, $c \sim 10^{12}$ эрг см⁻³, $B \sim 10^7$ эрг см⁻³, $H_A \sim 10^4$ Э) величина этого параметра мала: $\zeta \sim 10^{-4}$. Однако существуют такие физические ситуации, когда связь между магнитной и упругой подсистемами является определяющей. Так, при потере устойчивости в магнитной подсистеме, т.е. в окрестности магнитных ориентационных фазовых переходов (ОФП), роль МУ-взаимодействия эффективно возрастает по сравнению с другими видами энергии, например с энергией магнитной анизотропии, которая при подходе к точке ОФП уменьшается до нуля (соответственно, и $H_A \rightarrow 0$). В этом случае параметр МУ-связи ζ возрастает до единицы. Поэтому в области ОФП колебания решетки и магнитного момента нельзя рас-

Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров. Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, ул. Моховая 11, Россия
Тел. (095) 203-24-26

Статья поступила 16 декабря 1996 г.,
после доработки 18 апреля 1997 г.

смагивать раздельно. Их взаимное влияние велико. Это приводит к ряду эффектов, существенно влияющих на статические, динамические, термодинамические и другие свойства магнитных кристаллов. В частности, вблизи ОФП в спектре спиновых волн (квазимагнонов) появляется МУ-щель $\omega_{\text{ме}}$ [6–12], а для одной из квазифононных мод может сильно измениться закон дисперсии и, следовательно, скорость звука [11–16]. Это легко понять с помощью самых простых рассуждений. Пусть имеются две подсистемы (например, магнитная и упругая), причем каждая в безактивационном состоянии (штриховые линии на рис. 1). При включении взаимодействия между ними (магнитострикции) появляются два вида движения. Во-первых, это колебания одной подсистемы относительно другой (магнитного момента относительно упругих деформаций), это активационная ветвь связанных колебаний (ветвь с МУ-щелью — кривая 1 на рис. 1). Во-вторых, это безактивационные колебания всей системы в целом. Ясно, что такие колебания будут распространяться со скоростью меньшей, чем скорость распространения колебаний в каждой из подсистем, так как каждая из невзаимодействующих подсистем (с линейным законом дисперсии) будет при взаимодействии "утяжеляться" другой (кривая 2 на рис. 1).

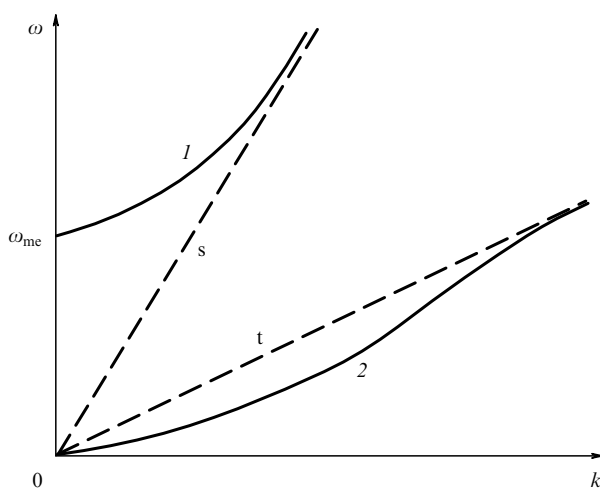


Рис. 1. Спектр связанных МУ-волн в антиферромагнетике вблизи ОФП (сплошные линии). Дисперсионные кривые невзаимодействующих спиновых (s) и упругих (t) волн показаны штриховыми прямыми (ω — частота, k — волновое число).

Экспериментально уменьшение скорости звука в области ОФП наблюдалось в ромбоэдрических антиферромагнетиках — гематите и борате железа [17–21], редкоземельных металлах [22] и редкоземельных ортоферритах [23–26]. Наиболее значительный эффект изменения скорости звука обнаружен в гематите [21] и тербии [23] (более 50 %), а также в ортоферрите эрбия в области низкотемпературного ОФП [26] (~ 25 %).

Наряду со значительным уменьшением скорости звука при приближении к ОФП наблюдается резкое возрастание его затухания [16, 27, 28]. Однако последнее происходит в очень близкой окрестности ОФП и не препятствует наблюдению и использованию эффекта уменьшения скорости звука [28].

Оказалось также, что в области ОФП происходит гигантский рост МУ-нелинейности [29–31]. При этом

магнитный вклад в ангармонические модули упругости возрастает на несколько порядков. В связи с этим вблизи ОФП наблюдался ряд нелинейных магнитоакустических эффектов: генерация второй звуковой гармоники [32], параметрическое возбуждение звука звуком и высокочастотным магнитным полем [33, 34], магнитоакустическая свертка [35, 36] и т.п.

Из-за сильного искажения спектра связанных МУ-колебаний вблизи ОФП претерпевают значительное изменение статические и термодинамические свойства магнетиков.

При подходе к точке ОФП резко уменьшаются определенные статические модули упругости (аномалия ΔE -эффекта) [37], аномально изменяется распределение намагниченности и упругих напряжений вокруг дефектов кристаллической структуры (примесей и дислокаций) [38]. Должны наблюдаться также особенности в фоновой энтропии, внутренней энергии, теплоемкости и т.п. Например, известный закон T^3 для фоновой теплоемкости изменяется на закон $T^{5/2}$ [39, 40].

В неограниченных магнетиках распространяются объемные (однородные) МУ-волны. На практике же приходится иметь дело с ограниченными кристаллами, в которых наряду с объемными могут возбуждаться и поверхностные (неоднородные) волны, локализованные вблизи свободных поверхностей или поверхностей раздела между различными средами. Для немагнитных сред известны поверхностные упругие волны Рэлея, Лява, Стоунли, а также волны Лэмба [41–44]. В кристаллах с пьезоэлектрическим эффектом существуют сдвиговые поверхностные акустические волны (ПАВ), предсказанные почти одновременно одним из авторов [45] и Блюстейном [46].

Для чисто магнитной подсистемы магнитоупорядоченного кристалла также возможны поверхностные волны. Впервые в магнитостатическом приближении (без учета обменного взаимодействия) такие волны были изучены Дейманом и Эшбахом [47, 48]. Они, как и сдвиговые ПАВ, являются медленными волнами. Позднее ряд авторов учли влияние обменного взаимодействия на спектр волн Деймана–Эшбаха [49–54]. Условия существования поверхностных спиновых волн в чисто обменном ферро- и антиферромагнетике со скачком обменного интеграла и частичным закреплением магнитных моментов на поверхности исследовались в [55–58].

В магнитных кристаллах мы имеем дело с соответствующими модифицированными магнитоакустическими волнами. Вдали от ОФП поверхностные МУ-волны рэлеевского типа в полуограниченном ферромагнетике были исследованы в работах [59–66]. В тонком ферромагнитном слое на немагнитной подложке МУ-волны Рэлея и Лява изучались в работах [67–70]. В диэлектрических магнетиках с металлизированной поверхностью волны Рэлея исследовались в [60, 62], а волны Лява — в [69, 71]. В работе [72] обсуждалось поведение МУ-волн Стоунли на границе раздела двух ферромагнетиков. В [73–83] теоретически и экспериментально были исследованы магнитоакустические волны Лэмба в магнитном слое конечной толщины. Такие волны получаются в результате резонансного взаимодействия магнитостатических волн и акустических волн Лэмба в ферромагнитных пластинах и пленках. Это взаимодействие наиболее эффективно вблизи точек пере-

сечения дисперсионных кривых соответствующих не взаимодействующих волн. Фазовая скорость таких гибридных волн волноводного типа, распространяющихся вдоль поверхности ферромагнетика, значительно превышает скорость звука в безграничной среде. Это так называемые быстрые МУ-волны, впервые экспериментально исследованные в работе [78].

Взаимодействие поверхностной магнитостатической волны Деймона–Эшбаха с поперечной упругой объемной волной приводит к возникновению двух связанных волн — МУ-волны Деймона–Эшбаха (квазимагнитного типа) и сдвиговой поверхностной магнитоакустической волны (СПМАВ) квазифононного типа, впервые рассмотренной Парком [84, 85]. Поскольку магнитоэстроикционное взаимодействие имеет ту же симметрию, что и пьезоэффект, эти СПМАВ имеют структуру такую же, как у сдвиговых ПАВ за счет пьезоэлектрического эффекта [45, 46]. В отличие от последних СПМАВ обладают свойством невзаимности. При инверсии направления постоянного магнитного поля изменяются дисперсионные свойства волны. Свойствами поверхностных МУ-волн можно управлять путем внешнего воздействия (магнитным полем или упругим напряжением).

В работах [86–92] были предсказаны и исследованы СПМАВ в полуграниченных антиферромагнитных кристаллах, обусловленные пьезомагнитным эффектом. Такая волна в силу иной симметрии пьезомагнитного эффекта по сравнению с пьезоэлектрическим и магнитоэстроикционным качественно отличается от волн Гуляева–Блюстейна (ВГБ). В одноосных антиферромагнетиках в этом случае СПМАВ является двухпарциальной, т.е. имеющей короткодействующую и дальнедействующую (по сравнению с ее длиной) компоненты упругого смещения (в ВГБ имеет место лишь дальнедействующая компонента). Тем самым, такая волна сочетает в себе преимущества рэлееской волны на низких частотах и ВГБ на высоких частотах.

Новый вид магнитоупругих волн в тонкой пластине пьезомагнитного антиферромагнетика предсказан в работе [93]. Показано, что в нелинейном пределе данная волна образует солитон.

Поверхностные магнитоакустические волны могут терять энергию вследствие излучения с поверхности в объем кристалла [83]. Так, например, СПМАВ Парка [84] излучает обменные волны, причем закрепление спинов на поверхности приводит к увеличению затухания этих волн. Затухание же волны Деймона–Эшбаха связано с излучением звука [83].

В большинстве работ по исследованию магнитоакустических явлений не принимались во внимание эффекты нарушения вращательной инвариантности энергии кристаллов в магнитном поле. Обычно предполагалось, что свободная энергия зависит только от симметричной части тензора дисторсии $u_{i,k} = \partial u_i / \partial x_k$, т.е. от тензора деформации

$$e_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right),$$

где $\mathbf{u}$ — вектор смещения. Однако при таком рассмотрении свободная энергия будет инвариантна только относительно трансляции элементов объема кристалла, но не их локального вращения. При распространении звука в магнетике элементы объема среды локально поворачи-

ваются вместе с осями магнитной анизотропии, что, естественно, приводит к увеличению энергии кристалла. Для корректного рассмотрения данной проблемы необходимо построение последовательной трансляционно- и вращательно-инвариантной теории, основанной на учете зависимости энергии также и от антисимметричной части тензора дисторсии

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right),$$

которая как раз связана с поворотом малых элементов объема друг относительно друга при неоднородной деформации кристалла [94–98].

Эффекты, связанные с учетом тензора ω_{ik} , проявляются как в массивных, так и в ограниченных образцах. В массивных образцах вращательно-инвариантная теория предсказывает различие скоростей поперечного звука, распространяющегося вдоль и поперек оси легкого намагничивания магнетика [99–101]. Впервые этот эффект наблюдался Мельхером в массивном тетрагональном антиферромагнетике MnF_2 с вектором антиферромагнетизма $\mathbf{L}$, направленным вдоль оси z [99]. Полученная им экспериментальная зависимость относительного изменения упругого модуля $\Delta c_{44}/c_{44}$ от магнитного поля H (от параметра $H^2/(H_c^2 - H^2)$, где H_c — поле спин-флоп-перехода) для поперечных волн с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{L}$ представлена на рис. 2. Из рисунка следует, что при увеличении поля разность скоростей этих волн растет, достигая максимального значения вблизи спин-флоп-перехода. В магнитных пластинах конечной толщины авторы работ [102, 103] предсказали качественно новый эффект, заключающийся в изменении закона дисперсии изгибной волны, который в длинноволновой области преобразуется из квадратичного в линейный (звуковой).

Для всех перечисленных выше поверхностных волн роль МУ-взаимодействия велика только вблизи магнитоакустического резонанса. Влияние МУ-связи должно возрастать и приводить в ряде случаев к качественно новым результатам при приближении магнитной подсистемы к точке ОФП. Исследованию особенностей рас-

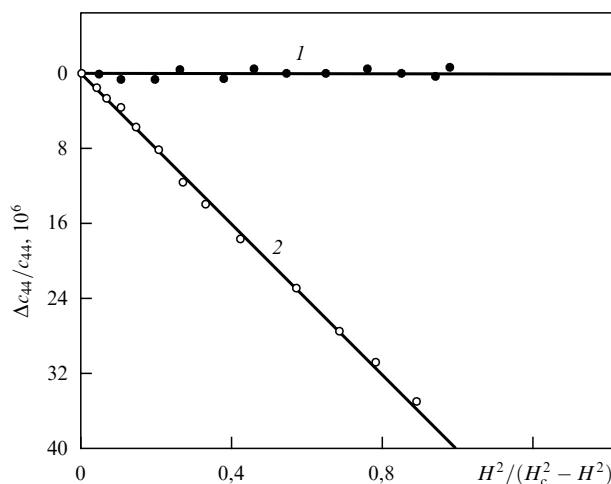


Рис. 2. Зависимость относительного изменения поперечного модуля упругости $\Delta c_{44}/c_{44}$ от параметра $H^2/(H_c^2 - H^2)$ в MnF_2 при $T = 4,2$ К и частоте $\omega = 30$ МГц: 1 — поперечная мода с $\mathbf{k} \parallel [100] \parallel \mathbf{L}$ и $\mathbf{u} \parallel [001]$; 2 — поперечная мода с $\mathbf{k} \parallel [001] \perp \mathbf{L}$ и $\mathbf{u} \parallel [100]$ [99, 100].

пространения поверхностных магнитоакустических волн вблизи ОФП посвящено много работ.

Так, в работе [104] было показано, что при приближении к точке ОФП скорость рэлеевской волны уменьшается пропорционально $\xi^{1/2}$ ($\xi = 1 - \zeta$ — параметр близости к точке ОФП), а ее затухание $\gamma = \text{Im } k$ и глубина проникновения Λ возрастают: $\gamma \propto \xi^{-3/2}$, $\Lambda \propto \xi^{-1/2}$. Поскольку поляризация волны из эллиптической стремится при этом к поперечной, в самой точке ОФП рэлеевская волна переходит в поперечную объемную.

Исследованию особенностей распространения рэлеевской волны в области ОФП посвящен ряд экспериментальных работ [105–108]. В легкоплоскостных антиферромагнетиках — гематите и борате железа — была обнаружена сильная зависимость скорости этой волны от величины и направления магнитного поля в базисной плоскости. Максимальное уменьшение скорости волны Рэлея, наблюдаемое в эксперименте [105], составляло 35 %.

При исследовании распространения рэлеевских МУ-волн в гематите были обнаружены такие нелинейные эффекты, как генерация второй акустической гармоники [109] и акустическая свертка этих волн [110, 111]. С приближением к точке ОФП эффективность преобразования мощности основной волны во вторую гармонику, а также амплитуда свертки возрастали. Теоретическому объяснению обнаруженной в [109] закономерности распространения второй гармоники рэлеевской волны в области ОФП посвящена работа [112].

В работе [113] в рамках строгой вращательно- и трансляционно-инвариантной теории исследовано распространение волн Лэмба и Рэлея в магнитной пластине вблизи ОФП в магнитном поле. В этом случае учет эффекта вращательной инвариантности энергии магнитного кристалла относительно его ориентации в пространстве приводит к изменению спектра связанных МУ-волн. Если без внешнего магнитного поля мягкими модами магнитной пластины вблизи ОФП являлись одна из поперечных объемных мод и рэлеевская волна, то в присутствие поля таковой является изгибная МУ-мода.

Исследование СПМАВ, связанных с магнитострикцией, в одноосных магнетиках, находящихся в области ОФП, проводились в работах [91, 92]. При приближении к точке ОФП скорость распространения СПМАВ уменьшается до некоторой конечной величины. Происходит также уменьшение глубины ее проникновения в кристалл.

В настоящее время распространение объемных линейных и нелинейных МУ-волн в массивных образцах в окрестности ОФП подробно изучено и освещено в обзорной литературе [11, 12, 30, 31, 98]. Этого нельзя сказать относительно поверхностных и объемных МУ-волн в ограниченных кристаллах, хотя такие исследования весьма важны как в научном, так и в практическом планах. Сильное изменение скорости звука и аномальный рост нелинейных процессов в магнетиках в области ОФП делают такие кристаллы привлекательными в смысле применения в различных устройствах функциональной электроники. Эффективность таких устройств можно существенно повысить, применяя поверхностные МУ-волны, энергия которых сконцентрирована в тонком поверхностном слое. В научном плане исследование

спектров МУ-волн в ограниченных магнетиках позволяет определить тип мягкой моды, по которой происходит ОФП. В частности, в тонких пластинах мягкой оказывается изгибная мода.

Данный обзор посвящен изложению имеющихся теоретических исследований МУ-волн Рэлея и Лэмба в ферро- и антиферромагнитных пластинах и СПМАВ за счет эффектов магнитострикции и пьезомагнетизма. Основное внимание уделяется рассмотрению области ОФП. Обсуждаются также результаты соответствующих экспериментальных работ.

2. Энергия и уравнения движения магнитоупругой среды со свободными поверхностями

2.1. Ферромагнетик

Исследование спектра низкочастотных колебаний взаимодействующих магнитной и упругой подсистем проводится на основе неравновесного термодинамического потенциала [98]

$$\mathcal{F} = \int F(\mathbf{r}) d^3r, \quad (2.1)$$

плотность которого состоит из магнитного, упругого и магнитоупругого вкладов:

$$F(\mathbf{r}) = F_m(\mathbf{r}) + F_e(\mathbf{r}) + F_{me}(\mathbf{r}). \quad (2.2)$$

Здесь

$$F_m = \frac{1}{2} A_{ik} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_k} + K_{ik}^{(1)} m_i^* m_k^* + K_{iklm}^{(2)} m_i^* m_k^* m_l^* m_m^* + \dots - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} - \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_D, \quad (2.3)$$

$$F_e = \frac{1}{2} c_{iklm} \varepsilon_{ik} \varepsilon_{lm}, \quad (2.4)$$

$$F_{me} = B_{iklm} m_i m_k \varepsilon_{lm} + G_{iklm} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_k} \varepsilon_{lm} + \dots, \quad (2.5)$$

где A — константа неоднородного обмена, K , B — константы анизотропии и магнитострикции в локально повернутой (за счет деформации решетки) системе координат, c — упругие модули, G — обменно-стрикционные константы, $\mathbf{m}$ и $\mathbf{m}^* = \hat{R}^{-1} \mathbf{m}$ — единичные векторы намагниченности $\mathbf{M}$ в лабораторной и локальной системах координат (последняя поворачивается вместе со своим элементом объема при неоднородном деформировании кристалла),

$$\hat{R} = \hat{I} + \hat{\omega} + \frac{1}{2} (\hat{\omega}^2 + \hat{e} \hat{\omega} + \hat{\omega} \hat{e}) + O(u_{i,k}^3) \quad (2.6)$$

— тензор локальных поворотов, $\mathcal{E}$ — полный тензор деформаций [99], I — единичный тензор, $\mathbf{H}_D$ — поле размагничивания. Конкретный вид плотности энергии (2.2) определяется симметрией кристалла.

Равновесные значения $\mathbf{M}^{(0)}$ и $\mathcal{E}^{(0)}$ находятся из условия минимума термодинамического потенциала. Для определения спектра магнитоупругих колебаний следует перейти к лабораторной системе координат и воспользоваться уравнением Ландау–Лифшица с дисси-

пассивным членом в форме Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{M} \dot{u}_k)}{\partial x_k} = g [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \frac{r}{M_0} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}], \quad (2.7)$$

уравнениями динамики сплошной среды

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial (\sigma_{ik} + \sigma'_{ik})}{\partial x_k} + \frac{\mathbf{M} \cdot \partial \mathbf{H}_{\text{eff}}}{\partial x_i} \quad (2.8)$$

и магнитостатики

$$\nabla \times \mathbf{H}_D = 0, \quad \text{div } \mathbf{H}_D = -4\pi \text{div } \mathbf{M}. \quad (2.9)$$

Здесь $g > 0$ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\delta \mathcal{F} / \delta \mathbf{M}$ — эффективное поле, r — безразмерный параметр затухания магнитной подсистемы, $\sigma_{i,k} = \partial F / \partial u_{i,k}$ — тензор упругого напряжения, $\sigma'_{i,k} = \eta_{iklm} u_{l,m}$ — диссипативный тензор напряжений, η — тензор вязкости, ρ — плотность вещества.

Систему перечисленных уравнений следует решать при выполнении условий, требующих отсутствия на границе ферромагнетика с вакуумом механических напряжений и нормальной составляющей плотности потока энергии, а также непрерывности нормальной составляющей магнитной индукции и тангенциальной составляющей магнитного поля:

$$\left\{ \sigma_{i,k} n_k + (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}}) n_i \right\} \Big|_s = 0, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial F}{\partial (\partial M_i / \partial x_k)} n_k \Big|_s = 0, \quad (2.11)$$

$$B_n^{\text{int}} \Big|_s = B_n^{\text{ext}} \Big|_s, \quad (2.12)$$

$$H_\tau^{\text{int}} \Big|_s = H_\tau^{\text{ext}} \Big|_s. \quad (2.13)$$

Спиновые и упругие колебания связаны за счет магнитострикции и пондеромоторных сил [97]. За последние ответственны второй член в левой части (2.7), третий член в правой части (2.8) и второй член в граничном условии (2.10). В данном обзоре рассматриваются магнитные кристаллы с большой магнитострикцией ($B/M_0^2 \gg 1$), в которых влиянием пондеромоторных сил на магнитоакустические свойства можно пренебречь.

2.2. Антиферромагнетик

В данном обзоре речь пойдет о магнитоакустике двух-подрешеточных коллинеарных (или слабо неколлинеарных) антиферромагнетиков, в которых вдали от точки магнитного упорядочения (точки Нееля T_N) для магнитных моментов подрешеток $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ выполняется условие $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$. Магнитно-анизотропные поля релятивистского и обменно-релятивистского происхождения, а также обычно используемые магнитные внешние поля малы по сравнению с обменными полями $H_E \simeq 10^6 - 10^7$ Э. На основании этого выполняются следующие соотношения:

$$|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|, \quad l^2 \approx 1, \quad (2.14)$$

где

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}$$

— векторы ферро- и антиферромагнетизма соответственно.

Неравновесный термодинамический потенциал антиферромагнетика имеет вид (2.1), (2.2). Магнитный вклад в этом случае можно представить как

$$F_m = \frac{1}{2} E m^2 + \frac{1}{2} A_{ik} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_k} + K_{ik}^{(1)} l_i^* l_k^* + K_{iklm}^{(2)} l_i^* l_k^* l_l^* l_m^* + D_{ik} m_i^* l_k^* - 2M_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} - M_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_D, \quad (2.15)$$

где E и D — соответственно константы однородного обмена и Дзялошинского, а $\mathbf{l}^*$ определяется аналогично величине $\mathbf{m}^*$: $\mathbf{l}^* = R^{-1} \mathbf{l}$.

Упругий вклад определяется выражением (2.4).

Известно, что в антиферромагнетиках помимо магнитострикционного механизма существует еще один эффективный механизм МУ-связи — пьезомагнитный [114–116]. Так как тензоры магнитострикции и пьезомагнетизма инвариантны относительно разных элементов симметрии кристалла, то это, очевидно, должно привести к разным физическим результатам для соответствующих поверхностных магнитоакустических волн. Магнитоупругий вклад в плотность термодинамического потенциала антиферромагнетика можно записать в виде

$$F_{\text{ме}} = A_{iklm} m_i^* m_k^* \mathcal{E}_{lm} + B_{iklm} l_i^* l_k^* \mathcal{E}_{lm} + C_{iklm} m_i^* l_k^* \mathcal{E}_{lm}. \quad (2.16)$$

Вообще говоря, такой вид справедлив для любого двухподрешеточного магнетика, т.е. и для кристалла с неэквивалентными магнитными подрешетками — для ферромагнетика. В случае антиферромагнетика первые два члена в (2.16), которые относятся к магнитострикции, инварианты относительно перемены местами магнитных моментов подрешеток, в то время как последний, пьезомагнитный, член при такой операции меняет знак.

В рассматриваемом случае уравнение (2.8) сохраняет свой вид (здесь мы также пренебрегаем действием пондеромоторных сил), уравнение (2.7) заменяется на аналогичные уравнения для каждой подрешетки, а в (2.9) следует заменить $\mathbf{M}$ на $2M_0 \mathbf{m}$.

3. Магнитоакустические волны Рэлея и Лэмба в магнитной пластине

Рассмотрение поверхностных магнитоакустических волн начнем с анализа распространения в магнитной пластине волн Рэлея и Лэмба. Основные закономерности распространения таких волн будут проиллюстрированы на примере ромбических ферро- и антиферромагнетиков. Полученные результаты без труда могут быть обобщены на случай тетрагональных и кубических магнетиков (а при малой анизотропии в плоскости базиса — и на другие одноосные кристаллы).

3.1. Ферромагнетик

Рассмотрим пластину ромбического ферромагнетика, ограниченную плоскостями $y = \pm d_y/2$, в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$. Плотность термодинамического потенциала согласно (2.2)–(2.5) имеет вид

$$F = \frac{1}{2} A' (\nabla_k \mathbf{m})^2 + (K_y m_y^2 + K_z m_z^2) + B_{iklm} m_i^* m_k^* \mathcal{E}_{lm} + \frac{1}{2} c_{iklm} \mathcal{E}_{ik} \mathcal{E}_{lm} - H_x M_x - \frac{1}{2} \mathbf{H}_D \cdot \mathbf{M}. \quad (3.1)$$

Мы пренебрегли членами, связанными с константами анизотропии $K^{(2)}$ и неоднородной магнитострикции G , которые не оказывают существенного влияния на результаты.

Исследуем устойчивость однородного основного состояния ферромагнетика, в котором $\mathbf{m}_0 = \mathbf{m}_0^* \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0$, где тензор спонтанных деформаций $\mathcal{E}_0$ определяется из условия $\partial F(\mathbf{m} = \mathbf{m}_0)/\partial \mathcal{E}_{ik} = 0$. Подставляя $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \Delta \mathcal{E}$, $\mathbf{m}^* = \mathbf{m}_0 + \Delta \mathbf{m}^*$ в (3.1), получаем в гармоническом приближении по $\Delta \mathbf{m}^*$ и $\partial u_i/\partial x_k$

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \left\{ A'(\nabla_k \mathbf{m})^2 + \sum_{\alpha=y,z} [\tilde{K}_\alpha (m_\alpha - \omega_{\alpha x})^2 + MHm_\alpha^2 + 4B_{\alpha x \alpha x} (m_\alpha - \omega_{\alpha x}) e_{\alpha x}] - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_D + c_{iklm} e_{ik} e_{lm} \right\}, \quad (3.2)$$

где F_0 — плотность термодинамического потенциала основного состояния,

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{E}_{ik} &= e_{ik} + \frac{1}{2} [\mathcal{E}_0 e + e \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_0 \omega - \omega \mathcal{E}_0]_{ik} + \\ &+ \frac{1}{2} [e^2 - \omega^2 + e\omega - \omega e]_{ik}, \\ \Delta m_y^* &= m_y - \omega_{yx}, \quad \Delta m_z^* = m_z - \omega_{zx}, \\ \Delta m_x^* &= -\frac{1}{2} (m_y^2 + m_z^2 + \omega_{yx}^2 + \omega_{zx}^2) + m_y \omega_{yx} + m_z \omega_{zx}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

$\tilde{K}_\alpha$ — эффективная константа анизотропии с учетом спонтанных деформаций (например, в кристаллах изотропных по упругим и магнитоупругим свойствам $\tilde{K}_\alpha = K_\alpha + B_{44}^2/c_{44}$).

Влияние дипольного взаимодействия и неоднородного обмена на окончательные результаты обсуждается ниже.

В области частот упругих волн $\omega \ll \omega_s$ (ω_s — частота спиновой волны при $k \rightarrow 0$) магнитная подсистема успевает подстраиваться к упругой и ее влияние на распространение упругой волны сводится к перенормировке статических упругих модулей кристалла. Выражая из условия $\delta F/\delta m_\alpha = 0$ величины m_α через компоненты тензора дисторсии $u_{i,k}$, получаем

$$F = \frac{1}{2} \left[\sum_{i,k=x,y,z} c_{ik} e_{ii} e_{kk} + \sum_{\alpha=y,z} (c_1^{(\alpha)} u_{\alpha,x}^2 + c_2^{(\alpha)} u_{x,\alpha}^2 + 2c_3^{(\alpha)} u_{\alpha,x} u_{x,\alpha}) + 4c_{44} e_{yz}^2 \right], \quad (3.4)$$

где

$$\begin{aligned} c_{1,2}^{(\alpha)} &= c_{\alpha x \alpha x} + \frac{\tilde{K}_\alpha}{4} \mp B_{\alpha x \alpha x} - \left(B_{\alpha x \alpha x} \mp \frac{\tilde{K}_\alpha}{2} \right)^2 \frac{1}{HM + \tilde{K}_\alpha}, \\ c_3^{(\alpha)} &= c_{\alpha x \alpha x} - \frac{\tilde{K}_\alpha}{4} - \left(B_{\alpha x \alpha x} - \frac{\tilde{K}_\alpha}{4} \right) \frac{1}{HM + \tilde{K}_\alpha} \end{aligned}$$

— эффективные модули упругости.

Приведем результаты для магнитоакустических волн Рэлея и Лэмба, распространяющихся вдоль оси x [113].

В коротковолновом приближении $kd_y \gg 1$ получаем кубическое уравнение, определяющее спектр волн Рэлея:

$$\begin{aligned} (1 - \varepsilon)\eta^3 - [2D_{12} + c_1^{(y)} - \varepsilon(2D_y + c_{11})]\eta^2 + \\ + [(D_{12} + c_1^{(y)})^2 - \varepsilon(D_y + c_{11})^2 - (c_1^{(y)2} - \varepsilon c_{11}^2)]\eta - \\ - (c_1^{(y)} D_{12}^2 - \varepsilon c_{11} D_y^2) = 0, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где

$$\begin{aligned} D_{ik} &= c_{ii} - \frac{c_{ik}^2}{c_{kk}}, \quad D_\alpha = c_1^{(\alpha)} - \frac{c_3^{(\alpha)2}}{c_2^{(\alpha)}} \quad (\alpha = x, y), \\ \eta &= \frac{\rho \omega^2}{k^2}, \quad \varepsilon = \frac{c_2^{(y)}}{c_{22}}. \end{aligned}$$

В сильно анизотропных кристаллах, у которых межслойное взаимодействие намного меньше внутрислойного ($c_{11} \gg c_{22}, c_{12}, c_i^{(y)}$), закон дисперсии волны Рэлея упрощается:

$$\rho \omega^2 = k^2 \left(c_1^{(y)} - \frac{c_3^{(y)4}}{c_2^{(y)} c_{11} c_{22}} \right). \quad (3.6)$$

В длинноволновом приближении $kd_y \ll 1$ закон дисперсии низших волн Лэмба можно представить как

$$\rho \omega_1^2 = k^2 D_{12} \quad (\text{продольная мода}), \quad (3.7)$$

$$\rho \omega_2^2 = k^2 D_y + \frac{k^4 d_y^2 c_3^{(y)2} D_{12}}{12 c_2^{(y)2}} \quad (\text{изгибная мода}). \quad (3.8)$$

Дисперсионное уравнение для изгибной волны, распространяющейся в плоскости пластины под углом к магнитному полю, приобретает вид

$$\begin{aligned} \rho \omega^2 &= D_y k_x^2 + \frac{d_y^2}{12} \left\{ k_x^4 D_{12} \left(\frac{c_3^{(y)}}{c_2^{(y)}} \right)^2 + k_z^4 D_{32} + \right. \\ &+ k_z^2 k_x^2 \left[2 \left(c_{12} \left(1 - \frac{c_{23}}{c_{22}} \right) + c_3^{(2)} \right) \frac{c_3^{(y)}}{c_2^{(y)}} + c_1^{(z)} + \right. \\ &\left. \left. + c_2^{(z)} \left(\frac{c_3^{(y)}}{c_2^{(y)}} \right)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

В соответствии с результатами работы [102] из-за наличия магнитного поля пластина обладает поперечной жесткостью. Поэтому закон дисперсии изгибной волны, распространяющейся под углом $\varphi \neq \pi/2$ к магнитному полю, носит звуковой характер. Ее скорость

$$\begin{aligned} v_x &= \left(\frac{D_y}{\rho} \right)^{1/2} = \\ &= \left\{ \frac{HMK_y^*}{\rho} \left[K_y^* + HM \left(1 - \left(\frac{K_y^*}{4} + B_{66} \right) \frac{1}{c_{66}} \right) \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

где $K_y^* = \tilde{K}_y - B_{66}^2/c_{66}$.

Таким образом, внешнее магнитное поле, ориентируя магнитные моменты, препятствует локальному повороту оси магнитной анизотропии при распространении изгибной волны. Оценим возникающую в результате этого поперечную жесткость данной волны. Полагая для сильно анизотропного магнетика $K_y^* \sim 10^6 - 10^8$ эрг см⁻³, $\rho \simeq 5$ г см⁻³, $H \gg K_y^*/M$, находим $v_x \simeq 10^3 - 10^4$ см с⁻¹, что составляет 0,01–0,1 от скоро-

сти звука в кристалле, обусловленной симметричными компонентами тензора дисторсии.

Приведем также дисперсионное соотношение для высокочастотных волн Лэмба в длинноволновом приближении:

$$\rho\omega_{\pm,p,n}^2 = \pi^2 n_{\pm,p}^2 d_y^{-2} \varepsilon_p + f_p^{\pm} k^2, \quad (3.11)$$

где $\omega_{\pm,p,n}$ — частоты симметричных и антисимметричных волн соответственно, $n_{\pm,p} = 2n - 1/2 \pm (-1)^p/2$, $p = 1, 2$ для продольной и поперечной волны, $n = 1, 2, \dots$, $\varepsilon_1 = c_{22}$, $\varepsilon_2 = c_2^{(y)}$, $f_p^{\pm}$ — функции величин c_{ik} и $c_i^{(z)}$.

Для поперечной волны, поляризованной в плоскости пластины, закон дисперсии при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$ имеет вид

$$\rho\omega^2 = c_1^{(z)} k^2. \quad (3.12)$$

Если же размер пластины d_z ($d_z \gg d_y$) ограничен, то ее можно рассматривать как стержень с прямоугольным поперечным сечением со сторонами d_y и d_z . При $k_x \ll d_z^{-1}$ законы дисперсии продольной и изгибных волн, распространяющихся вдоль стержня, можно представить в виде

$$\rho\omega^2 = D_1 k_x^2 \quad (\text{продольная мода}), \quad (3.13)$$

$$\rho\omega^2 = D_y k_x^2 + \frac{d_y^2 k_x^4 D_1}{12} \quad (\text{изгибная мода, поляризованная в плоскости } xy), \quad (3.14)$$

$$\rho\omega^2 = D_z k_y^2 + \frac{d_z^2 k_y^4 D_1}{12} \quad (\text{изгибная мода, поляризованная в плоскости } xz), \quad (3.15)$$

где $D_1 = c_{22} - 2c_{23}^2/(c_{22} + c_{23})$ при $c_{11} = c_{22}$, $c_{12} = c_{23} = c_{31}$.

Предположим, что константы анизотропии K_i и магнитострикции B_{iklm} , а также упругие модули c_{iklm} являются функциями температуры T . Симметричная фаза ($\mathbf{m} \parallel \mathbf{x}$, $u_{i,k} = 0$) при этом теряет устойчивость, когда при изменении магнитного поля квадрата скорости одной из рассмотренных выше мод обращается в нуль. Квадрат скорости продольной волны в пластине (3.7) положителен при $D_{12}(T) > 0$. При $D_{12}(T) = 0$ симметричная фаза теряет устойчивость относительно возникновения продольных смещений $u_x(x)$. Квадрат скорости изгибной моды (3.8) положителен при $D_y(T, H) > 0$. При $D_y(T, H) = 0$ данная фаза теряет устойчивость относительно возникновения поперечных смещений $u_y(x, z)$ и, следовательно, изгиба пластины. При этом в отсутствие дипольного взаимодействия $\mathbf{m} \parallel \mathbf{x}$, $u_{y,x} \neq 0$, $u_{y,z} \neq 0$ (дисимметричная фаза). Как следует из (3.10), условие $D_y(T, H) = 0$ реализуется в двух случаях: при изменении знака либо поля ($H = 0$), либо константы анизотропии ($K_y^*(T) = 0$). Часть фазовой диаграммы на плоскости $HH_A^{(y)}$ для симметричной фазы представлена на рис. 3 ($H_A^{(y)} = K_y^*/M$).

На линиях критических точек $H = 0$ и $H_A^{(y)} = 0$ скорость волны Рэлея (см. (3.6)) остается конечной (отличной от нуля):

$$\tilde{s}_R \simeq s_t(1 - \zeta_6)^{1/2} \ll s_R, \quad (3.16)$$

где $s_t = (c_{66}/\rho)^{1/2}$, $\zeta_6 = H_{\text{me6}}/(H_{\text{me6}} + H + H_A^{(y)})$, $H_{\text{me6}} = B_{66}^2/(c_{66}M)$, s_R — скорость волны Рэлея вдали от

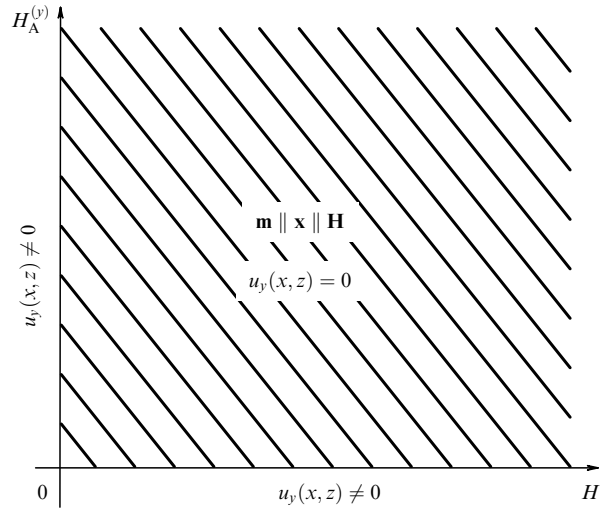


Рис. 3. Часть фазовой диаграммы ферромагнитной пластины с учетом антисимметричных компонент тензора дисторсии для симметричной фазы $\mathbf{m} \parallel \mathbf{x} \parallel \mathbf{H}$, $u_y(x, z) = 0$ (область ее устойчивости заштрихована).

ОФП. В этом случае совокупность частот поперечных волн Лэмба $\omega_{\pm,2,n}$ также конечна

$$\omega_{\pm,2,n}(k=0) = \frac{\pi n_{\pm,2}}{d_y} \left(\frac{c_2^{(y)}}{\rho} \right)^{1/2} \simeq \frac{\pi n_{\pm,2}}{d_y} s_t(1 - \zeta_6)^{1/2}. \quad (3.17)$$

В тройной точке $H = H_A^{(y)} = 0$ одновременно обращаются в нуль скорости волны Рэлея (3.16) и изгибной волны (3.10), а также совокупность критических частот $\omega_{\pm,2,n}$ поперечных волн Лэмба (3.17), при этом осуществляется ОФП в фазу $m_y \neq 0$, $u_y(x, z) \neq 0$. Отметим, что при приближении к тройной точке глубина проникновения рэлеевской волны Λ в кристалл возрастает:

$$\Lambda = \frac{2\pi D_{12}^{3/2}}{\rho^{1/2} \omega c_{66}(1 - \zeta_6)}. \quad (3.18)$$

Поляризация волны при этом приближается к поперечной.

Для расчета затухания рассмотренных поверхностных волн в уравнениях (3.5)–(3.9) следует провести замену $H \rightarrow H - i r \omega/g$, $c \rightarrow c - i \eta$. Коэффициент затухания определим как отношение мнимой и действительной частей комплексного модуля волнового вектора $k = k' + i k''$:

$$\Gamma = \frac{k''}{k'} = \frac{\lambda}{2\pi\delta}, \quad (3.19)$$

где $\lambda = 2\pi/k$ — длина волны, $\delta = 1/k''$ — эффективная длина затухания. Для объемных и рэлеевских волн

$$\Gamma = \frac{\omega}{2(1 - \zeta_6)} \left(\frac{\eta_{66}}{c_{66}} + \frac{\eta_{\zeta_6}^2}{\omega_{\text{me6}}} \right). \quad (3.20)$$

Для изгибных волн

$$\Gamma_y = \frac{\omega}{2(H_A^{(y)} + H)} \left(\frac{\eta_{66}}{c_{66}} \frac{H H_{\text{me}}}{H_A^{(y)}} + \frac{r H_A^{(y)}}{g H} \right). \quad (3.21)$$

Как и в случае безграничной среды, коэффициент затухания поверхностных волн при приближении к ОФП возрастает и имеет максимум в самой точке перехода.

Если образец имеет форму стержня, то симметричная фаза теряет устойчивость относительно возникновения продольных и изгибных в плоскостях xu и xz деформаций (см. (3.13)–(3.15)) при изменении знака величин $D_1(T, H)$ и $D_{y,z}(T, H)$ соответственно.

Нарушение вращательной инвариантности магнетика в магнитном поле существенно влияет на характер спектра упругих волн и фазовую диаграмму. Действительно, если не учитывать эффекты, обусловленные антисимметричной частью тензора дисторсии, то, используя стандартные методы расчета [12, 14], эффективные модули жесткости можно представить в виде

$$c_1^{(\alpha)} = c_2^{(\alpha)} = c_3^{(\alpha)} = c_{\alpha\alpha\alpha\alpha} \frac{H + H_A^{(\alpha)}}{H + H_A^{(\alpha)} + H_{me}} \equiv c_{\alpha}^*, \quad D_{\alpha} = 0, \quad (3.22)$$

где $\alpha = y, z$, а $H_A^{(z)} = K_z^*/M = (\tilde{K}_z - B_{55}^2/c_{55})/M$.

При $k \rightarrow 0$ скорости изгибных мод как для случая пластины (3.8), так и для случая стержня (3.14), (3.15) тождественно обращаются в нуль. В пластине скорость волны Рэлея

$$v = \left[\frac{c_y^*}{\rho} \left(1 - \frac{c_y^{*2}}{c_{11}c_{12}} \right) \right]^{1/2}$$

(см. (3.6)), а также совокупность критических частот

$$\omega_{\pm, 2, n} = \frac{\pi n_{\pm, 2}}{d_y} \left(\frac{c_y^*}{\rho} \right)^{1/2}$$

(см. (3.11)) обращаются в нуль на линии $H + H_A^{(y)} = 0$ фазовой диаграммы $(H, H_A^{(y)})$ (прямая AB на рис. 4). На

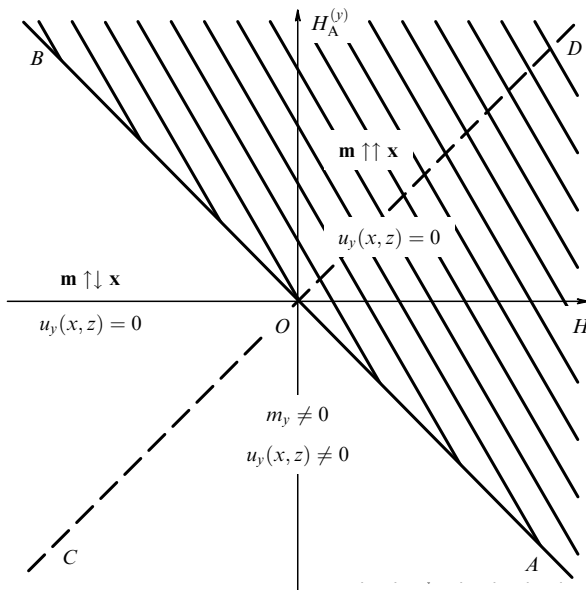


Рис. 4. Фазовая диаграмма ферромагнитной пластины без учета антисимметричных компонент тензора дисторсии. Область устойчивости симметричной фазы $\mathbf{m} \uparrow\uparrow \mathbf{x}$, $u_y(x, z) = 0$ показана штриховкой; выше линии CD находится область устойчивости антисимметричной фазы $\mathbf{m} \uparrow\downarrow \mathbf{x}$, $u_y(x, z) = 0$; угловая фаза $m_y \neq 0$, $u_y(x, z) \neq 0$ устойчива в области AOC .

участке OA этой линии симметричная фаза $\mathbf{m} \parallel \mathbf{x}$, $u_{y,x} = 0$ (при $H_A^{(y)} \geq -H$) теряет устойчивость относительно перехода в угловую фазу $m_y \neq 0$, $u_y \neq 0$. На прямой OB симметричная фаза $\mathbf{m} \uparrow\uparrow \mathbf{x}$, $u_{y,x} = 0$ теряет устойчивость относительно перехода в фазу с антипараллельной ориентацией намагниченности, $\mathbf{m} \uparrow\downarrow \mathbf{x}$, $u_{y,x} = 0$. При $H_A^{(y)} > 0$ в интервале полей $-H_A^{(y)} < H < 0$ состояние $\mathbf{m} \uparrow\uparrow \mathbf{x} \uparrow\downarrow \mathbf{H}$, $u_{y,x} = 0$ является метастабильным, а линия $H = 0$ — линией ОФП между состояниями $\mathbf{m} \uparrow\uparrow \mathbf{x}$, $u_{y,x} = 0$ и $\mathbf{m} \uparrow\downarrow \mathbf{x}$, $u_{y,x} = 0$. Линия OA является линией ОФП второго рода.

Сопоставляя последние результаты с полученными выше, можно сделать вывод о том, что нарушение вращательной инвариантности при наличии магнитного поля приводит к следующим эффектам [113]: 1) мягкой акустической модой становится одна из изгибных мод (3.8), (3.14), (3.15); 2) симметричная фаза ($\mathbf{m} \parallel \mathbf{x}$, $u_{y,x} = 0$) сохраняет устойчивость в квадранте $H > 0$, $H_A^{(z)} > 0$ фазовой диаграммы $(H, H_A^{(z)})$, представленной на рис. 3. Если же не учитывать эффекты от антисимметричной части тензора дисторсии, то мягкими акустическими модами будет совокупность критических мод $\omega_{\pm, 2, n}$ и рэлеевская волна, а симметричная фаза будет устойчива относительно малых возмущений на полуплоскости $H + H_A^{(z)} > 0$ фазовой диаграммы $(H, H_A^{(z)})$, изображенной на рис. 4.

Следует отметить, что исследованный фазовый переход, сопровождающийся возникновением поперечных смещений $u_y(x, z)$, характеризуется наличием мягкой изгибной моды и, как следствие, аномально развитыми флуктуациями. Кристалл при этом может разбиваться на домены.

С ростом толщины пластины d_y область волновых векторов

$$\Delta k \sim \frac{1}{d_y} \left(\frac{D_y}{D_{12}} \right)^{1/2},$$

в которой проявляется аномальная дисперсия (т.е. закон дисперсии изгибной волны имеет звуковой характер), уменьшается и в пределе $d_y \rightarrow \infty$ величина Δk стремится к нулю. В случае массивного образца при $H = 0$ мягкой модой является сдвиговая объемная мода [12, 14].

Учет неоднородного обмена приводит к дисперсии упругих модулей $c_i^{(\alpha)}$ в (3.4). Поскольку при изгибных колебаниях пластины распределение намагниченности по нормали к поверхности изогнутой пленки можно считать однородным, плотность дипольной энергии в (3.2) представляется в виде $2\pi M^2 m_x^{*2}$ [102]. Поэтому для учета влияния дипольного взаимодействия на спектр изгибных волн в формулах (3.8)–(3.10) следует сделать замену $K_y \rightarrow K_y + 4\pi M^2$. При $H_A^{(y)} \gg 4\pi M$ и $H < 0$, либо при $H_A^{(y)} + 4\pi M < 0$ и $H \gg 4\pi M$ (т.е. в ситуациях подавления доменной структуры) распределение намагниченности в пластине в дисимметричной фазе представлено на рис. 5. Направление намагниченности в каждой точке пластины совпадает с направлением внутреннего поля $\mathbf{H}_{in} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_D$, где $\mathbf{H}_D$ — поле размагничивания вдоль нормали к плоскости пленки. Поскольку направления $\mathbf{H}_D$ с правой и левой сторон от осевой линии YY , на которой $H_D = 0$ и $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$, различны, пластина в дисимметричной фазе представляет собой два домена, различающихся направлением намагниченности. При $H_A^{(y)} \sim 4\pi M$ и $H < 0$, либо при $H_A^{(y)} + 4\pi M < 0$, $H \sim 4\pi M$ дипольное

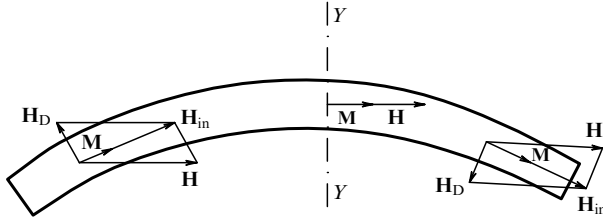


Рис. 5. Распределение намагниченности в пластине в дисимметричной фазе (схема).

взаимодействие может привести к образованию доменной структуры в дисимметричной фазе. Исследование зарождения такой структуры требует специального рассмотрения.

Отметим, наконец, еще одну возможность, приводящую к образованию системы доменов вблизи ОФП. Если вдоль кристаллографической оси распространяется продольная звуковая волна в случае, когда значение $H_A^{(x)}$ близко к нулю, то возникающие из-за магнитострикции сжатие и растяжение магнетика приводят к периодической модуляции величины K_x^* [117]. Тогда при $\tau \ll \tilde{T}$ (τ — время релаксации упругой подсистемы, $\tilde{T}$ — период звуковой волны) в тех областях, где $K_x^* < 0$, пластина будет изгибаться.

3.2. Антиферромагнетик

Для случая пластины ромбического антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом, имеющей толщину d_y , в поле $\mathbf{H} \parallel x$ плотность термодинамического потенциала имеет вид, определяемый формулами (2.2), (2.4), (2.15) и (2.16). В выражении F_m ограничимся следующим представлением для энергии анизотропии и инварианта Дзялошинского:

$$\frac{1}{2}(K_z l_z^{*2} + K_x l_x^{*2}) - (D_1 l_x^* m_y^* + D_2 l_y^* m_x^*).$$

Для простоты предположим, что $K_z \gg K_x$ (это соответствует легкоплоскостному антиферромагнетизму с малой анизотропией в плоскости базиса (xy)). Полностью плоскостной анизотропией будем пренебрегать для упругой и МУ-энергий. При не слишком больших полях пренебрежем в формуле (2.16) для МУ-энергии первым и третьим членами. В этих приближениях упругая и МУ-энергии могут быть описаны выражениями (2.4) и (2.16) с отличными от нуля компонентами $c_{11} = c_{22}, c_{33}, c_{12} = c_{21}, c_{13} = c_{23} = c_{31} = c_{32}, c_{44} = c_{55}, c_{66}$ и $B_{11} = B_{22}, B_{33}, B_{12} = B_{21}, B_{44} = B_{55}, B_{66}$.

В основном состоянии рассматриваемого антиферромагнетика $\mathbf{l}_0 \parallel y$ и $\mathbf{m}_0 \parallel x$, а спонтанные деформации определяются условиями

$$\frac{\partial F(\mathbf{m}_0, \mathbf{l}_0)}{\partial \varepsilon_{ik}} = 0,$$

где $m_0 = (2M_0 H + D_2)/E$, $l_0 = \sqrt{1 - m_0^2} \sim 1$. В гармоническом приближении (по малым отклонениям $\mathbf{l}, \mathbf{m}$ и u_{ik} от основного состояния) плотность термодинамического потенциала имеет вид

$$F = \frac{E}{2}(m_y^2 + m_z^2 + 2m_0 A_1) + \frac{1}{2}\tilde{K}_z(l_z - \omega_{zy})^2 +$$

$$+ \frac{1}{2}\tilde{K}_x(l_x - \omega_{xy})^2 - 2M_0 H A_1 - D_1 l_x m_y - D_2 A_2 + \\ + 2B_{66}(l_x - \omega_{xy})e_{xy} + 2B_{44}(l_z - \omega_{zy})e_{zy} + \frac{1}{2}c_{iklm}e_{ik}e_{lm}.$$

(3.23)

Здесь

$$A_1 \simeq - \left[2M_0 H l_x^2 + (D_1 + D_2)l_x(l_x - \omega_{xy}) + \right. \\ \left. + D_2 \left(\frac{l_x^2 + l_y^2}{2} - \omega_{xy}l_x - \omega_{zy}l_z - \frac{\omega_{xy}^2 + \omega_{zy}^2}{2} \right) \right] \frac{1}{E},$$

$$A_2 \simeq A_1 - 2\omega_{xy}m_y + m_0\omega_{zy}l_z - \omega_{xz}m_z - \\ - \frac{m_0(2\omega_{xy}^2 + \omega_{xz}^2 + \omega_{zy}^2)}{2},$$

$$m_y = -m_0 l_x, \quad m_z = -\frac{D_2 \omega_{xz}}{E}.$$

Для эффективных констант анизотропии $\tilde{K}_x$ приведем в качестве примера выражение

$$\tilde{K}_x = K_x + \frac{2(B_{11} - B_{12})^2}{c_{11} - c_{12}}.$$

В длинноволновом приближении $\omega \ll \omega_{1s} < \omega_{2s}$ ($\omega_{1,2s}$ — частоты квазимагнотных мод)

$$l_x = \frac{[\tilde{K}_x + 2(D_1 + D_2)m_0]\omega_{xy} - 2B_{66}e_{xy}}{2M_0 H m_0 + \tilde{K}_x + 2(D_1 + D_2)m_0},$$

$$l_z = \frac{(\tilde{K}_z + D_2 m_0)\omega_{zy} - 2B_{44}e_{zy}}{\tilde{K}_z + D_2 m_0}.$$

Как и в случае ферромагнетика, упругая часть термодинамического потенциала определяется выражением (3.4), где в эффективных модулях упругости $c_i^{(\alpha)}$ ($\alpha = y, x$) следует провести изменения: для $c_i^{(y)}$ сделать замены

$$\tilde{K}_y \rightarrow \tilde{K}_x + 2(D_1 + D_2)m_0, \quad H \rightarrow 2Hm_0, \quad M \rightarrow M_0,$$

(3.24)

а для $c_i^{(z)}$ положить

$$c_1^{(z)} = c_2^{(z)} = c_{44} - \frac{HM_0 D_2}{4E}, \quad c_3^{(z)} = c_{44} + \frac{HM_0 D_2}{4E}.$$

Результаты для МУ-волн Рэлея и Лэмба, распространяющихся вдоль оси x антиферромагнитной пластины, будут описываться формулами (3.5)–(3.12), (3.16)–(3.22), в которых кроме замен (3.24) следует также K_y^* заменить на

$$K_x^* = \tilde{K}_x + 2(D_1 + D_2)m_0 - \frac{B_{66}^2}{c_{66}}$$

(т.е. $H_A^{(y)}$ на $H_A^{(x)}$). Так, например, изгибающая волна, как и в случае ферромагнетика, при наличии магнитного поля имеет конечную скорость распространения, определяемую как

$$v_x = \left(\frac{D_y}{\rho} \right)^{1/2} = \left[\frac{2M_0 H m_0 K_x^*}{\rho(K_x^* + 2M_0 H m_0)} \right]^{1/2}. \quad (3.25)$$

Основные особенности распространения МУ-волн Рэлея и Лэмба в антиферромагнитной пластине по

существо такие же, как и в уже рассмотренном случае ферромагнитной пластины. Во-первых, при $H = 0$ и $H_A^{(x)} = 0$ квадратичный (изгибный) закон дисперсии изменяется на линейный (звуковой). Во-вторых, на линиях фазового перехода $H = 0$ и $H_A^{(x)} = 0$ из симметричной ($\mathbf{m} \parallel \mathbf{x}, \mathbf{l} \parallel \mathbf{y}, u_y(x, z) = 0$) фазы в диссимметричные ($\mathbf{m} \parallel \mathbf{x}, \mathbf{l} \parallel \mathbf{y}, u_y(x, z) \neq 0$) фазы мягкой модой (скорость распространения которой обращается в нуль) является изгибная. Скорость рэлеевской волны и критические частоты $\omega_{\pm 2, n}$ поперечных волн Лэмба при приближении к линиям фазового перехода уменьшаются, но остаются конечными. И только в тройной точке $H = H_A^{(x)} = 0$ одновременно с изгибной модой мягкими становятся волна Рэлея и поперечные волны Лэмба.

Затухание рассмотренных поверхностных магнитоакустических волн в антиферромагнетиках имеет те же особенности, что и в ферромагнетиках (см. (3.20) и (3.21)).

3.3. Экспериментальные исследования магнитоупругих волн Рэлея в магнетиках

Все экспериментальные работы по этой проблеме посвящены изучению рэлеевских МУ-волн. Объектами исследования были пластины легкосплавных антиферромагнетиков гематита и бората железа. В работах [105–108] определены зависимости скорости звука от величины и направления магнитного поля. В [105] показано, что для волны Рэлея, распространяющейся в базисной плоскости кристалла гематита перпендикулярно оси второго порядка ($\mathbf{k} \perp \mathbf{U}_2$) при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k}$, связь между упругой и магнитной подсистемами минимальна. При этом скорость такой волны имеет максимальное значение $s_R = 0,93(c_{44}/\rho)^{1/2}$ и не зависит от величины поля H . При повороте вектора $\mathbf{H}$ в плоскости базиса на угол φ (рис. 6) МУ-связь увеличивается и достигает максимального (а скорость — минимального) значения при $\varphi = \pi/4$. Перенормированная МУ-взаимодействием скорость МУ-волны Рэлея $\tilde{s}_R$ определяется уравнением

$$\tilde{s}_R^4 \left(\tilde{s}_R^2 - \frac{c_{11}}{\rho} \right) \tilde{s}_t^2 = (\tilde{s}_R^2 - \tilde{s}_t^2) \left(\tilde{s}_R^2 - \frac{c_{11}}{\rho} \right) \left(\tilde{s}_R^2 - \frac{c_{11}}{\rho} + \frac{c_{13}^2}{\rho c_{33}} \right)^2, \quad (3.26)$$

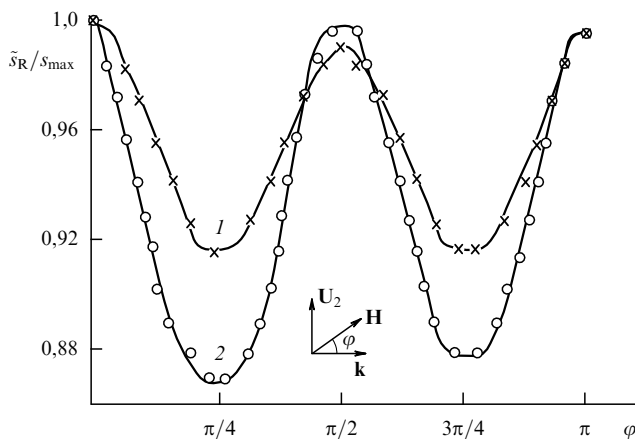


Рис. 6. Зависимость относительной скорости МУ-волн Рэлея $\tilde{s}_R/s_{\max}$ от ориентации магнитного поля $\mathbf{H}$ в базисной плоскости гематита [105]; 1 — $H = 2370$ Э, 2 — $H = 1300$ Э.

где

$$\tilde{s}_t(H) = \left[\frac{c_{44}}{\rho} (1 - \zeta) \right]^{1/2}$$

— скорость объемной поперечной волны,

$$\zeta = \frac{g^2 H_E B_{14}^2}{M_0 c_{44} \omega_{s0}^2},$$

$$\omega_{s0} = g [H(H + H_D) + 2H_E H_{me}]^{1/2}$$

— частота антиферромагнитного резонанса. Зависимость скорости рэлеевской волны от ориентации вектора $\mathbf{H}$ в базисной плоскости представлена на рис. 6, а от величины H — на рис. 7 (рисунки взяты из [105]). Изменение (уменьшение) скорости рэлеевской волны (при приближении к точке ОФП $H = 0$) превышает 35 %, благодаря чему эти волны приобретают большую практическую ценность.

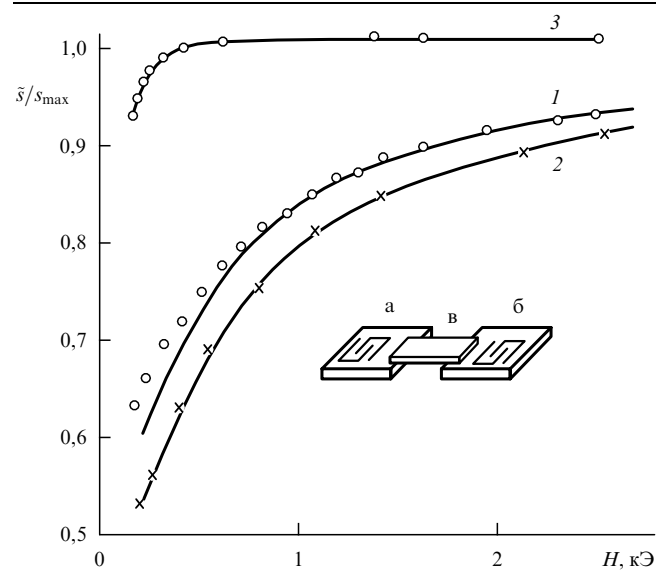


Рис. 7. Зависимость относительных скоростей МУ-волн Рэлея $\tilde{s}_R/s_{\max}$ (кривые 1, 3) и объемных поперечных МУ-волн $\tilde{s}_t/s_{\max}$ (кривая 2) от величины магнитного поля H в базисной плоскости гематита [105]; 1, 2 — $\varphi = \pi/4$; 3 — $\varphi = 0$. На вставке: а, б — LiNb_3 ; в — $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

Исследование волн Рэлея в кристаллах галлийзамещенного гематита ($\alpha\text{-Fe}_{2-x}\text{Ga}_x\text{O}_3$, $0 \leq x \leq 0,3$) с низкими температурами перехода Морина (до -140°C) [108] показали, что по добротности и перестройке скорости поверхностных магнитоупругих волн эти кристаллы не уступают чистому гематиту. Они являются перспективными материалами для создания акустоэлектронных устройств, стабильно работающих до более низких температур, чем при использовании кристаллов гематита.

В [109] обнаружена генерация второй гармоники МУ-волны Рэлея в гематите. Наиболее благоприятная геометрия эксперимента для наблюдения этой гармоники следующая: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}$ при поле $\mathbf{H}$, направленном под углом $\varphi = \pi/4$ к оси второго порядка x в плоскости xu . При низких уровнях входной акустической мощности на основной частоте P_0 зависимость акустической мощно-

сти второй гармоники P_2 от P_0 хорошо описывалась квадратичным законом (рис. 8). На рисунке 9 (оба рисунка взяты из [109]) показана полевая зависимость P_2 и P_1 , где P_1 — мощность первой гармоники. При уменьшении поля от 4 кЭ наблюдается рост P_2 примерно до полей 2 кЭ, что объясняется увеличением эффективных упругих модулей третьего порядка с уменьшением поля (с приближением к точке ОФП). Дальнейший рост ограничен увеличением затухания и ухудшением условий возбуждения поверхностной волны из-за уменьшения ее скорости. Максимальная эффективность преобразования мощности основной волны во вторую гармонику, полученная в [109], составила 10–30 % при поле 2 кЭ. Эти опытные данные качественно согласуются с результатами теоретического расчета работы [112].

Другой нелинейный МУ-эффект — акустическая свертка в гематите при нелинейном взаимодействии встречно направленных поверхностных МУ-волн Рэлея

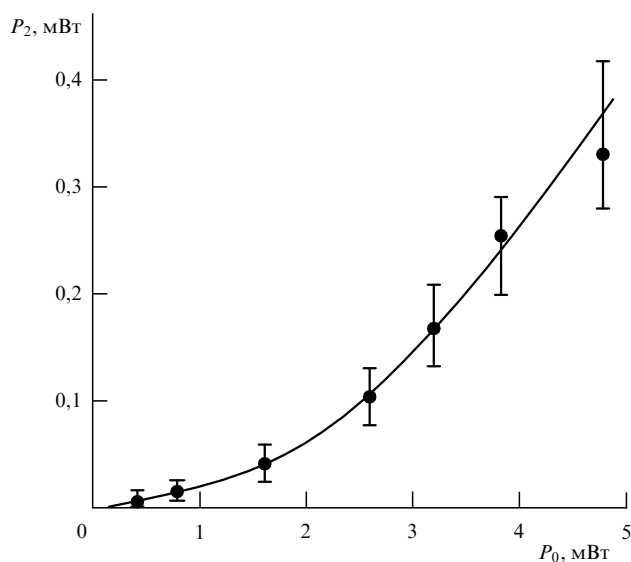


Рис. 8. Зависимость мощности сигнала второй гармоники P_2 от входной мощности сигнала основной частоты P_0 [109].

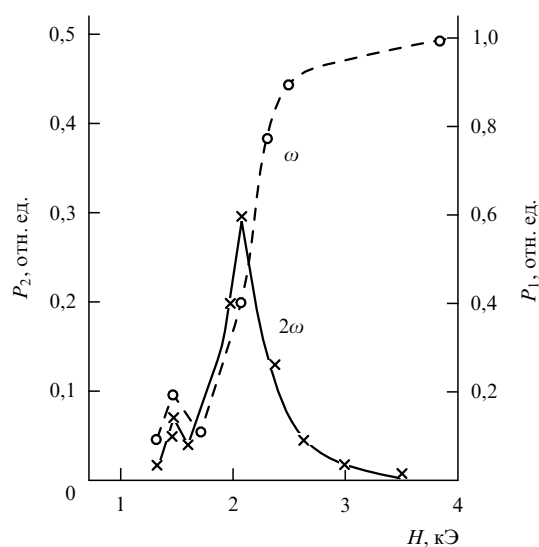


Рис. 9. Зависимость относительных мощностей сигнала основной частоты P_1 и второй гармоники P_2 от магнитного поля H [109].

— наблюдался в [110, 111]. Эксперименты проводились в двух геометриях. Первая [110] совпадала с только что описанной [109]. В [111] встречно направленные поверхностные волны распространялись вдоль магнитного поля: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$.

Возникающие в образце нелинейные колебания намагниченности на удвоенной частоте 60 МГц и с разностным волновым вектором $\Delta k = 0$ регистрировались индукционным методом [110]. Зависимость амплитуды входного сигнала от напряженности поля H представлена на рис. 10. Качественно изменение амплитуды сигнала (свертки) при приближении системы к точке ОФП такое же, как и в случае генерации второй гармоники рэлеевских волн.

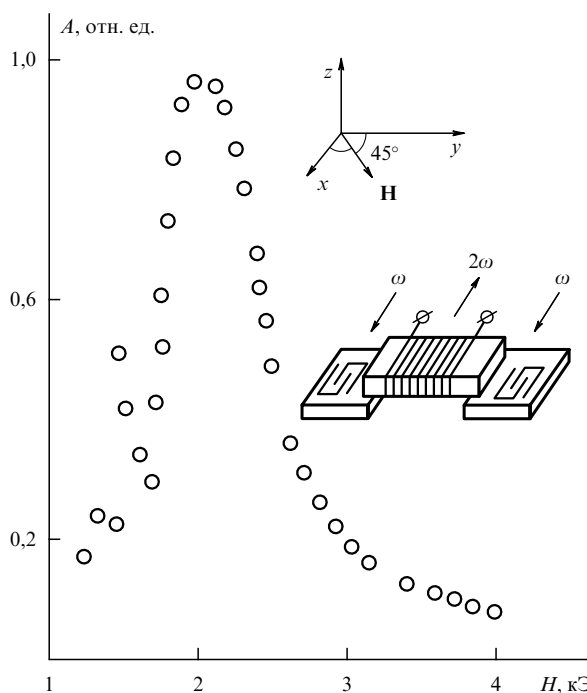


Рис. 10. Зависимость амплитуды выходного сигнала нелинейного взаимодействия от напряженности магнитного поля, направленного под углом $\varphi = 45^\circ$ к осям x и y [110].

4. Сдвиговые поверхностные магнитоакустические волны

Рассмотрим специфику распространения СПМАВ, обусловленных как магнестрикционным, так и пьезомагнитным механизмами магнитоупругого взаимодействия, в различных полуграниченных магнетиках (ферро-, ферри- и антиферромагнетиках). Обсудим также особенности поведения таких волн в области ОФП.

4.1. СПМАВ в ферромагнетиках

Пусть ферромагнетик с осью легкого намагничивания вдоль оси z занимает полупространство $y > 0$ и находится в постоянном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \mathbf{z}$. СПМАВ, поляризованная по оси z и распространяющаяся вдоль поверхности кристалла по оси x (рис. 11), была впервые описана Парекком [84, 85].

Система уравнений (2.7)–(2.9), описывающая связанные колебания намагниченности и решетки в безобмен-

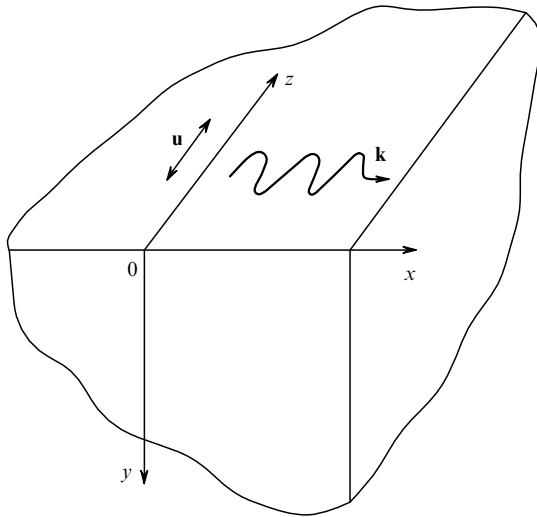


Рис. 11. Геометрия задачи о распространении СПМАВ в полуограниченных ферро- и антиферромагнетиках (здесь $\mathbf{u}$ — вектор поляризации упругой волны).

ном приближении, для этой задачи имеет вид

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= \omega_0 m_y + g \frac{B_{44}}{M_0} \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\omega_M}{4\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \\ i\omega m_y &= -\omega_0 m_x - g \frac{B_{44}}{M_0} \frac{\partial u_z}{\partial x} - \frac{\omega_M}{4\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \\ -\rho \omega^2 u_z &= c_{44} \nabla^2 u_z + B_{44} \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right), \\ \nabla^2 \Phi &= 4\pi \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (4.1)$$

где $\omega_0 = g(H + H_A + H_{me4})$, $\omega_M = 4\pi g M_0$, $\mathbf{H}_D = -M_0 \nabla \Phi$ (Φ — потенциал дипольного поля).

Решение этой системы уравнений будем искать в виде

$$\begin{aligned} m_{x,y}, \Phi^{(i)}, u_z &\propto \exp[-\alpha_{\pm}|k|y + i(kx - \omega t)], \\ \Phi^{(e)} &\propto \exp[|k|y + i(kx - \omega t)]. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Индексы i и e означают, что величина Φ относится соответственно к области $y > 0$ или $y < 0$. Индексы у величины $\alpha_{\pm}$ соответствуют распространению волны в положительном или отрицательном направлениях вдоль x .

Подставляя это решение в (4.1), находим характеристическое уравнение для величин α , которые определяют глубины проникновения $A = (\alpha k)^{-1}$ СПМАВ в кристалл:

$$(\alpha^2 - \alpha_{1\pm}^2)(\alpha^2 - \alpha_{2\pm}^2) = 0. \quad (4.3)$$

Здесь

$$\alpha_{1\pm} = 1, \quad (4.4)$$

$$\alpha_{2\pm}^2 = 1 - \frac{\omega^2 f(\omega)}{s_t^2 k^2}, \quad (4.5)$$

$$f(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_{me4} \omega_0}{\omega_0 \omega_B - \omega^2} \right)^{-1},$$

$$\omega_B = \omega_0 + \omega_M, \quad \omega_{me4} = g H_{me4}. \quad (4.6)$$

Для пояснения физического смысла величины $f(\omega)$ проведем в (4.5) замену $k_y = \alpha_{2\pm} k$ на ik_y (предварительно умножив левую и правую части этого выражения на $k^2 = k_x^2$). При этом получаем дисперсионное уравнение связанных объемных МУ-волн в виде

$$(\omega^2 - s_t^2 \kappa^2)(\omega^2 - \omega_0 \omega_B) - s_t^2 \kappa^2 \omega_{me4} \omega_0 = 0, \quad (4.7)$$

где $\kappa^2 = k_x^2 + k_y^2$. При малых κ это уравнение описывает соответственно объемную сдвиговую волну и объемную спиновую волну, модифицированные МУ-связью:

$$\omega_1 = \frac{s_t \kappa}{[f(\omega)]^{1/2}}, \quad \omega_2 = \left(\omega_0 \omega_B + \frac{s_t^2 \kappa^2 \omega_{me4}}{\omega_B} \right)^{1/2}. \quad (4.8)$$

Таким образом, коэффициент $[f(\omega)]^{-1/2}$ определяет изменение скорости объемной поперечной звуковой волны и ее дисперсию.

Решение системы (4.1) для поверхностной волны Парека имеет вид

$$u_z = A \exp(-\alpha_{2\pm}|k|y) \exp[i(\sigma|k|x - \omega t)],$$

$$\begin{aligned} \Phi^{(i)} &= -A \frac{B_{44}}{\mu M_0^2} \left[\frac{1 - \mu + \sigma \chi}{1 + \mu + \sigma \chi} \exp(-|k|y) + \right. \\ &\quad \left. + (\mu - 1) \exp(-\alpha_{2\pm}|k|y) \right] \exp[i(\sigma|k|x - \omega t)], \\ \Phi^{(e)} &= -A \frac{B_{44}}{\mu M_0^2} \frac{\mu - 1 + \sigma \chi}{1 + \mu + \sigma \chi} \exp(|k|y) \exp[i(\sigma|k|x - \omega t)], \end{aligned} \quad (4.9)$$

где A — амплитуда СПМАВ, $\mu = 1 + \omega_M \omega_0 / (\omega_0^2 - \omega^2)$, $\chi = \omega_M \omega / (\omega_0^2 - \omega^2)$, $\sigma = k/|k| = \pm 1$ (знак "+" соответствует распространению МУ-волны в положительном направлении x).

Из граничных условий (2.10)–(2.13) получаем соотношение

$$\alpha_{2\pm} = \frac{\omega_{me4}(\omega - \sigma \omega_+)(\omega + \sigma \omega_-)}{(\omega_{DE} - \sigma \omega)[\omega^2 - \omega_0(\omega_B - \omega_{me4})]}, \quad (4.10)$$

где $\omega_{\pm} = \{[\omega_0(\omega_B + \omega_M)]^{1/2} \pm \omega_0\}/2$, $\omega_{DE} = (\omega_0 + \omega_B)/2$ — частота волны Деймона–Эшбаха.

Подставляя (4.10) в (4.5), получаем дисперсионное уравнение СПМАВ в виде

$$\frac{s_t^2 k^2}{\omega^2} = \frac{f(\omega)}{1 - \alpha_{2\pm}^2}. \quad (4.11)$$

Из (4.10) и (4.11) следует, что СПМАВ невязима и существует в области частот ω , при которых $\alpha_{2\pm} > 0$ и правая часть (4.11) положительна, т.е. при $0 < \alpha_{2\pm} < 1$.

Спектр связанных МУ-волн в полуограниченном ферромагнетике представлен на рис. 12 [84, 85]. Заштрихованные области соответствуют областям существования объемных МУ-волн. Следует отметить, что для реальных ферромагнетиков, например кристаллов ЖИГ, дисперсионные кривые для СПМАВ очень близки к соответствующим кривым для объемных МУ-волн. Поэтому на рис. 12 все масштабы искажены, чтобы подчеркнуть особенности спектра СПМАВ.

Без учета МУ-связи ($H_{me4} = 0$) дисперсионное уравнение (4.11) будет описывать три невязимодействующие волны — поверхностную магнитостатическую волну Деймона–Эшбаха, объемную магнитостатическую

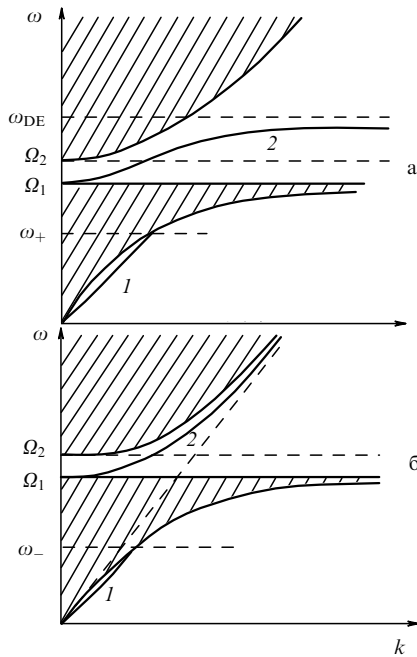


Рис. 12. Спектр СПМАВ при $H \neq 0$: (а) $\sigma = 1$; (б) $\sigma = -1$; 1 — нижняя ветвь СПМАВ, 2 — верхняя ветвь СПМАВ; области существования объемных МУ-волн показаны штриховкой; $\Omega_1 = [\omega_0(\omega_B - \omega_{\text{me4}})]^{1/2}$, $\Omega_2 = (\omega_0\omega_B)^{1/2}$ [64].

волну и поперечную объемную упругую волну соответственно с законами дисперсии

$$\omega = \frac{\omega_0 + \omega_B}{2}, \quad \omega = \sqrt{\omega_0\omega_B}, \quad \omega = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}. \quad (4.12)$$

В точке потери устойчивости фазы $\mathbf{M} \parallel \mathbf{z}$ при $H + H_A = 0$ частота поверхностной квазимагнотной ветви имеет щель $\omega = \omega_{\text{me4}} + \omega_M/2$. Скорость распространения квазифононной ветви несколько уменьшается при приближении к этой точке, но остается конечной:

$$\tilde{s}_t = \sqrt{\frac{\tilde{c}_{44}}{\rho}} \left[1 - \frac{\omega_{\text{me4}}^2}{(\omega_M + \omega_{\text{me4}})^2} \right], \quad (4.13)$$

где $\tilde{c}_{44} = c_{44} [1 - \omega_{\text{me4}}/(\omega_M + \omega_{\text{me4}})]$.

Спектр МУ-волн в точке ОФП, определяемой условием $H + H_A^{(y)} = 0$, также может быть представлен рис. 12 при следующих значениях характерных частот:

$$\Omega_1^2 = \omega_{\text{me4}}\omega_M, \quad \Omega_2^2 = \omega_{\text{me4}}(\omega_M + \omega_{\text{me4}}),$$

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ [\omega_{\text{me4}}(2\omega_M + \omega_{\text{me4}})]^{1/2} \pm \omega_{\text{me4}} \right\},$$

$$\omega_{\text{DE}} = \frac{\omega_M}{2} + \omega_{\text{me4}}.$$

Этот результат существенно отличается от результата, полученного в [64, 84, 85]. Так как в этих работах не принимался во внимание эффект МУ-щели в спектре МУ-волн, то в них в точке ОФП частоты $\Omega_1 = \Omega_2 = \omega_+ = \omega_- = 0$. Учет МУ-щели приводит здесь к конечности данных характерных частот и к сохранению тонкой структуры спектра МУ-волн в точке ОФП в области низких частот.

Отметим, что волна Парека отличается от ВГБ тем, что, во-первых, эта волна является невзаимной и, во-вторых, она возникает в результате резонансного взаи-

модействия объемной поперечной упругой волны с объемной магнитостатической волной и с поверхностной волной Деймона–Эшбаха.

4.2. СПМАВ в антиферромагнетиках, обусловленные пьезомагнитным эффектом

Пьезомагнитный эффект, предсказанный Дзялошинским [114], был экспериментально обнаружен Боровиком-Романовым [115] в тетрагональных антиферромагнетиках с анизотропией типа "легкая ось" ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{z}$) CoF_2 и MnF_2 . Для таких магнитных структур часть свободной энергии, описывающая пьезомагнитный эффект, в системе координат x', y', z , связанной с кристаллографическими осями, имеет вид [114, 116]

$$F_{\text{PM}} = -p_1(H_{Dx'}e_{y'z} + H_{Dy'}e_{zx'}) - p_2H_{Dz}e_{x'y'}, \quad (4.14)$$

где $p_{1,2}$ — компоненты тензора пьезомагнитных модулей.

Пусть СПМАВ с поляризацией по оси $\mathbf{z}$ распространяется в рассматриваемом тетрагональном антиферромагнетике в плоскости (110) вдоль оси $\mathbf{x} \parallel [110]$ (см. рис. 11). В этом случае в системе координат x, y, z , повернутой относительно системы x', y', z на угол $\pi/4$ вокруг оси $\mathbf{z}$, выражение (4.14) запишется как

$$F_{\text{PM}} = -p_1(H_{Dxz}e_{zx} - H_{Dyz}e_{yz}). \quad (4.15)$$

Система уравнений для СПМАВ при этом приводится к виду

$$\begin{aligned} \rho u_z = c_{44} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right) + \frac{p_1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Phi^{(i)}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Phi^{(i)}}{\partial y^2} \right), \\ - 2\pi p_1 \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 \Phi^{(i)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi^{(i)}}{\partial y^2} \right) = 0, \\ \frac{\partial^2 \Phi^{(e)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi^{(e)}}{\partial y^2} = 0, \end{aligned} \quad (4.16)$$

где μ — магнитная проницаемость антиферромагнетика, $\mu = 1 + 16\pi M_0^2/E$.

Решение этой системы ищем в виде

$$\begin{aligned} u_z, \Phi^{(i)} &\propto \exp[-\alpha k y + i(kx - \omega t)], \\ \Phi^{(e)} &\propto \exp[k y + i(kx - \omega t)], \end{aligned} \quad (4.17)$$

где α — параметр, характеризующий глубину проникновения волны в материал.

Подставляя это решение в (4.16), найдем характеристическое уравнение для СПМАВ в рассматриваемых пьезомагнетиках:

$$\left[\frac{s^2}{s_t^2} + (\alpha^2 - 1) \right] (\alpha^2 - 1) + \eta(\alpha^2 + 1)^2 = 0. \quad (4.18)$$

Здесь s и s_t — скорости СПМАВ и объемной перенормированной МУ-взаимодействием поперечной волны, $\eta = \pi p_1^2/(\mu c_{44})$ — константа магнитомеханической связи (аналогичная константе электромеханической связи для пьезоэлектриков).

Отметим, что дисперсионное уравнение для СПМАВ за счет магнитострикции в ферро- и антиферромагнетиках отличается от (4.18) противоположным знаком перед единицей в скобках последнего слагаемого. Это обстоятельство существенно упрощает нахождение корней дисперсионного уравнения для СПМАВ, обусловленных эффектом магнитострикции. Решение при этом полу-

чается идентичным решению для ВГБ в пьезоэлектрике. В рассматриваемом же случае СПМАВ за счет пьезомагнитного эффекта решение дисперсионного уравнения (4.18) усложняется и, естественно, должно привести к новым результатам.

Решать систему (4.16) следует с учетом граничных условий (2.10)–(2.13), записывающихся в данном случае более простым образом:

$$\sigma_{zy} = 0, \quad B_y^{(i)} = -\frac{\partial \Phi^{(e)}}{\partial y}, \quad \Phi^{(i)} = \Phi^{(e)} \quad \text{при } y = 0. \quad (4.19)$$

С точностью до постоянного множителя A решение системы (4.16) имеет вид

$$u_z = [C_1 \exp(-\alpha_1 ky) - C_2 \exp(-\alpha_2 ky)] A \exp[i(kx - \omega t)],$$

$$\Phi^{(i)} = \frac{2\pi p_1}{\mu} [D_1 \exp(-\alpha_1 ky) - D_2 \exp(-\alpha_2 ky)] \times$$

$$\times A \exp[i(kx - \omega t)],$$

$$\Phi^{(e)} = \frac{2\pi p_1}{\mu} (D_1 - D_2) A \exp[ky + i(kx - \omega t)]. \quad (4.20)$$

Здесь

$$C_i = -\frac{\alpha_i^2 - 1}{\alpha_i^2 + 1} D_i, \quad D_i = \left(1 + \frac{2\mu\alpha_i}{\alpha_i^2 + 1}\right)^{-1}. \quad (4.21)$$

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$\left(\frac{s}{s_t}\right)^2 - 1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} [1 + \mu(1 + \eta)(\alpha_1 + \alpha_2)] = 0. \quad (4.22)$$

Из этого уравнения скорость s и глубина проникновения $A = (\alpha k)^{-1}$ СПМАВ определяются выражениями

$$s \simeq s_t \left(1 + \eta - \frac{\eta^2}{1 + \mu}\right),$$

$$\alpha_1 \simeq 1 - 2\eta, \quad \alpha_2 \simeq \frac{\eta}{1 + \mu}. \quad (4.23)$$

В линейном по параметру η приближении константы C_i и D_i выражаются как

$$C_1 = 2D_1\eta = \frac{2\eta}{1 + \mu}, \quad C_2 = D_2 = 1 - \frac{2\mu\eta}{1 + \mu}. \quad (4.24)$$

Результаты показывают, что СПМАВ в антиферромагнетиках, обусловленная пьезомагнитным эффектом, так же, как и в известных уже случаях существования ВГБ [45, 46], является чисто сдвиговой волной, распространяющейся со скоростью несколько меньшей скорости соответствующей поперечной объемной волны с учетом ее МУ-перенормировки [86–91]. Но из-за иной симметрии задачи система уравнений (4.16), а также ее решения (4.20) существенным образом отличаются от исходных уравнений (4.1) и решений, описывающих СПМАВ в магнетиках за счет механизма магнитострикции. Отличия прежде всего касаются характера распределения упругих смещений и переменного магнитостатического поля в кристалле. Схематически такое распределение для исследуемой СПМАВ показано на рис. 13. Так, в данном антиферромагнетике в рассматриваемой волне в отличие от ВГБ помимо дальнедействующей компоненты упругих смещений $u_z \propto \exp(-\alpha_2 ky)$ возникает также короткодействующая компонента $u_z \propto \eta \exp(-\alpha_1 ky)$, исчезающая

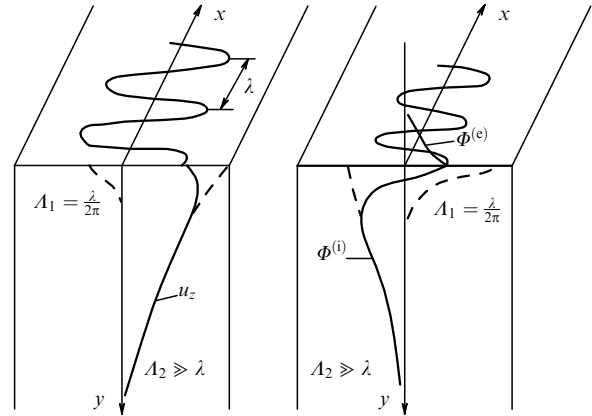


Рис. 13. Распределение упругих u_z и магнитостатических $\Phi^{(i)}$ колебаний в СПМАВ в легкоосном тетрагональном антиферромагнетике, обусловленной пьезомагнитным эффектом. Штриховой линией обозначено распределение парциальных колебаний СПМАВ.

при предельном переходе $\eta \rightarrow 0$ ("выключение пьезомагнетизма"). По сравнению с известными ранее сдвиговыми ПАВ дальнедействующая компонента интересующей нас волны ($u_z, \Phi^{(i)} \propto \exp(-\alpha_2 ky)$) не так глубоко проникает в вещество, если константы электро-механической и магнито-механической связи сравниваемых материалов близки по величине.

Отметим, что рассматриваемые СПМАВ могут существовать также в гексагональных и кубических антиферромагнетиках. Так, например, в случае гексагональных антиферромагнетиков никель-арсенидного типа (с анизотропией "легкая плоскость") результаты для СПМАВ за счет пьезомагнитного эффекта аналогичны вышеприведенным.

Отметим также, что при $\eta \rightarrow 0$ СПМАВ во всех случаях трансформируется в объемную поперечную волну.

В качестве материала, где, по-видимому, возможно экспериментальное обнаружение предсказываемых СПМАВ, можно рекомендовать антиферромагнетик CoF_2 . Именно в нем наблюдались наибольшие значения пьезомагнитных модулей по сравнению с другими одноосными кристаллами. На основании результатов работы [115] можно оценить величину константы магнито-механической связи: $\eta \sim 10^{-3}$. Это значение близко к величине констант электро-механической связи обычных пьезоэлектриков [42]. Если же учесть, что Мория [118] приводит оценку для η в восемь раз большую, чем в [115], то значения пьезомагнитных модулей оказываются по порядку такими же, как и значения пьезоэлектрических модулей в пьезоэлектриках. Экспериментальному обнаружению предсказываемых волн будет способствовать и то обстоятельство, что СПМАВ всегда сопровождается переменной магнитостатической волной в вакууме вблизи поверхности твердого тела. Так как в [115] измерения проводились в статическом режиме, то рассмотренные здесь эффекты могут служить проявлением пьезомагнитного взаимодействия в динамике.

5. Заключение

В обзоре представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований распространения

МУ-волн в магнитных кристаллах со свободными поверхностями вблизи ОФП. Хорошо известно [119], что ОФП является частным случаем ферроэластического перехода. Характерная особенность последнего — линейная связь параметра порядка с макроскопическими деформациями решетки. Многие особенности ферроэластического фазового перехода носят совершенно общий характер и не зависят от конкретных физических величин, приводящих к фазовому переходу, т.е. не зависят от микроскопической реализации параметра порядка. В связи с этим изложенные в данном обзоре идеи, касающиеся природы мягкой моды, по которой происходит фазовый переход, и эффектов, возникающих при распространении гибридных волн, могут быть полезными при интерпретации теоретических и экспериментальных результатов в процессе исследования широкого класса магнитных фазовых переходов ферроэластического типа в образцах конечных размеров. В настоящее время уже есть положительные примеры использования этих идей. Так, в [120] были теоретически предсказаны, а в [121–124] экспериментально обнаружены некоторые особенности распространения волн Рэлея в пластинах ферроэлектриков–ферроэластиков в линейном и нелинейном режимах вблизи ферроэластического фазового перехода. В частности, это уменьшение скорости рэлеевской волны, увеличение глубины проникновения в кристалл и нелинейные эффекты удвоения частоты и акустической свертки. При построении теории этих явлений широко использовались аналогии с магнитными системами. Эффекты, связанные с нарушением вращательной инвариантности энергии электрически поляризованного кристалла относительно его ориентации в пространстве при наличии электрического поля изучались в [125].

Следует ожидать, что эффекты нарушения вращательной инвариантности в магнитном поле будут ярко проявляться в низкоразмерных (слоистых и цепочечных) магнетиках [102]. Авторы работы [102] предложили новый механизм низкотемпературной магнитоэлектрической стрикции таких магнетиков. Низкоразмерные магнетики обладают отрицательным коэффициентом температурного расширения [126] в результате сокращения продольного размера кристалла, связанного с возникновением изгибных колебаний. Амплитуда колебаний возрастает с температурой. Магнитное поле приводит к появлению поперечной жесткости изгибных колебаний и к подавлению их амплитуды. При этом происходит восстановление размера кристалла. Поскольку этот механизм не связан с изменением межатомного расстояния, магнитоэлектрическая стрикция в таких системах может быть сравнительно большой.

Отметим, что многие МУ-эффекты, затронутые в данном обзоре, еще ждут своего экспериментального подтверждения. Так, особенности спектров магнитоизгибных волн, а также СПМАВ, обусловленных магнитоэлектрической и пьезомагнитным эффектом, в настоящее время исследованы лишь теоретически. Интригующим представляется экспериментальное исследование сильных нелинейных эффектов вблизи ОФП (солитонов, ударных волн, образования динамических доменных структур), которые к настоящему времени исследованы также в основном теоретически [31, 127–133].

В заключение остановимся на некоторых трудностях, возникающих при интерпретации экспериментальных данных по исследованию особенностей распростране-

ния МУ-волн вблизи ОФП. Расхождение результатов теории и эксперимента может быть обусловлено рядом факторов. Прежде всего к ним относятся магнитные и структурные неоднородности испытываемых образцов, в том числе и доменная структура. В частности, если при ОФП образец разбивается на домены, то в нуль обращается фазовая и групповая скорости МУ-волн с конечным значением волнового вектора $k = k_c$ [134, 135], где k_c — обратный период зарождающейся доменной структуры. Рассеяние МУ-волн на магнитных и структурных дефектах магнитного кристалла приводит к росту их затухания [38].

Список литературы

1. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971)
2. Туров Е А, Ирхин Ю П *ФММ* **3** 15 (1956)
3. Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *ЖЭТФ* **35** 228 (1958)
4. Kittel C *Phys. Rev.* **110** 836 (1958)
5. Пелетминский С В *ЖЭТФ* **37** 452 (1959)
6. Borovik-Romanov A S, in *Proc. 3rd Intern. Conf. on Low Temperature Physics* (Prague, 1963) p. 86
7. Tasaki A, Iida S *J. Phys. Soc. Jpn.* **18** 1148 (1963)
8. Боровик-Романов А С, Рудашевский Е Г *ЖЭТФ* **47** 2095 (1964)
9. Туров Е А, Шавров В Г *ФТТ* **7** 217 (1965)
10. Cooper B R, in *Magnetic Properties of Rare Earth Metals* (Ed. R J Elliot) (London, New York: Plenum Press, 1972) p. 17
11. Туров Е А, Шавров В Г *УФН* **140** 429 (1983)
12. Дикштейн И Е, Туров Е А, Шавров В Г, в кн. *Динамические и кинетические свойства магнетиков* (Под ред. С В Вонсовского, Е А Турова) (М.: Наука, 1986) гл. 3
13. Chow H, Keffer F *Phys. Rev. B* **7** 2028 (1973)
14. Дикштейн И Е, Тарасенко В В, Шавров В Г *ЖЭТФ* **67** 816 (1974)
15. Jensen J J. *Phys. C* **8** 2769 (1975)
16. Дикштейн И Е, Тарасенко В В, Шавров В Г *ФТТ* **19** 1107 (1977)
17. Ozhogin V I, Maksimenkov P P *IEEE Trans. Magn.* **MAG-8** 645 (1972)
18. Щеглов В И *ФТТ* **14** 2180 (1972)
19. Seavey M H *Solid State Commun.* **10** 219 (1972)
20. Максименков П П, Ожогин В И *ЖЭТФ* **65** 657 (1973)
21. Бережнов В В и др. *РЭ* **28** 376 (1983)
22. Jensen J, Palmer S B J. *Phys. C* **12** 4573 (1979)
23. Gorodetsky G, Luthi B *Phys. Rev. B* **2** 3688 (1970)
24. Гришмановский А Н и др. *ФТТ* **16** 1426 (1974)
25. Gorodetsky G, Shaft S, Wanklyn B M *Phys. Rev. B* **14** 2051 (1976)
26. Балбашов А М и др. *ФТТ* **31** 279 (1989)
27. Shapira Y *Phys. Rev.* **184** 589 (1969)
28. Бучельников В Д, Шавров В Г *ФММ* **68** 421 (1989)
29. Ожогин В И, Преображенский В Л *ЖЭТФ* **73** 988 (1977)
30. Ожогин В И, Преображенский В Л *УФН* **155** 593 (1988)
31. Ozhogin V I, Preobrazhensky V L *J. Magn. Magn. Mater.* **100** 544 (1991)
32. Ожогин В И, Лебедев А Ю, Якубовский А Ю *Письма в ЖЭТФ* **27** 333 (1978)
33. Дикштейн И Е, Тарасенко В В *ФТТ* **20** 2942 (1978)
34. Евтихий Н Н и др. *Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетех.* **5** 124 (1978)
35. Бережнов В В и др. *Акустич. журн.* **26** 328 (1980)
36. Бережнов В В *Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетех.* **11** 121 (1982)
37. Катаев Г И и др. *ЖЭТФ* **89** 1416 (1985)
38. Дикштейн И Е, Тарасенко В В, Харитонов В Д *ФТТ* **21** 254 (1979)
39. Бучельников В Д, Шавров В Г *ФТТ* **24** 909 (1982)
40. Бучельников В Д, Кузавко Ю А, Шавров В Г *ФНТ* **11** 1276 (1985)
41. Викторов И А *Звуковые поверхностные волны в твердых телах* (М.: Наука, 1981)
42. Дьелесан Э, Руайе Д *Упругие волны в твердых телах* (М.: Наука, 1982)
43. Балакирев М К, Гилянский И А *Волны в пьезокристаллах* (Новосибирск: Наука, 1982)
44. Бирюков С В и др. *Поверхностные акустические волны в неоднородных средах* (М.: Наука, 1991)

45. Гуляев Ю В *Письма в ЖЭТФ* **9** 63 (1968)
46. Bleustein J L *Appl. Phys. Lett.* **13** 412 (1968)
47. Eshbach J R, Damon R W *Phys. Rev.* **118** 1208 (1960)
48. Damon R W, Eshbach J R *J. Phys. Chem. Sol.* **19** 308 (1961)
49. Ганн В В *ФТТ* **8** 3167 (1966)
50. Булаевский Л Н *ФТТ* **12** 799 (1968)
51. De Wames R E, Wolfram T J *Appl. Phys.* **41** 987 (1970)
52. Хлебопрос Р Г, Михайловский Л В *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **36** 1522 (1972)
53. Филиппов Б Н, Титяков И Г *ФММ* **35** 28 (1973)
54. Беспятовых Ю И, Дикштейн И Е, Тарасенко В В *ФТТ* **22** 3335 (1980)
55. Филиппов Б Н *ФТТ* **9** 1339 (1967)
56. Wallis R F et al. *Solid State Commun.* **5** 89 (1967)
57. Wolfram T, De Wames R E *Phys. Rev.* **185** 762 (1969)
58. Иванов Б А, Лапченко В Ф, Сукстанский А Л *ФТТ* **27** 173 (1975)
59. Филиппов Б Н, Оноприенко Л Г *ФММ* **30** 1121 (1970)
60. Parekh J P, Bertoni H L *Appl. Phys. Lett.* **20** 362 (1972)
61. Parekh J P, Bertoni H L *J. Appl. Phys.* **45** 434 (1974)
62. Parekh J P, Bertoni H L *J. Appl. Phys.* **45** 1860 (1974)
63. Scott R Q, Mills D L *Solid State Commun.* **18** 849 (1976)
64. Scott R Q, Mills D L *Phys. Rev. B* **15** 3545 (1977)
65. Gamley R E, Scott R Q *Phys. Rev. B* **17** 4327 (1978)
66. Филиппов Б Н, Препринт ИФМ УрО РАН N 80/1 (Свердловск, 1980)
67. Matthews H, Van de Vaart H *Appl. Phys. Lett.* **15** 373 (1969)
68. Parekh J P *Electron. Lett.* **6** 430 (1970)
69. Van de Vaart H J *Appl. Phys.* **42** 5305 (1971)
70. Camley R E *J. Appl. Phys.* **50** 5272 (1979)
71. Parekh J P *Electron. Lett.* **6** 47 (1970)
72. Camley R E, Maradudin A A *Appl. Phys. Lett.* **38** 610 (1981)
73. Van de Vaart H, Matthews H *Appl. Phys. Lett.* **16** 153 (1970)
74. Филиппов Б Н, Лукомский В П *ФММ* **34** 682 (1972)
75. Филиппов Б Н, Лебедев Ю Г, Болтачев В Д *ФММ* **49** 1158 (1980)
76. Бугаев А С и др. *ФТТ* **23** 2647 (1981)
77. Бугаев А С и др. *РЭ* **27** 1979 (1982)
78. Казаков Г Т, Тихонов В В, Зильберман П Е *ФТТ* **25** 2307 (1983)
79. Андреев А С и др. *Письма в ЖТФ* **10** 90 (1984)
80. Андреев А С и др. *РЭ* **30** 1992 (1985)
81. Бурлак Г Я, Коцаренко Н Я, Рапопорт Ю Г *УФЖ* **30** 291 (1985)
82. Нечипоренко В Н, Рапопорт Ю Г *Акустич. журн.* **31** 365 (1985)
83. Гуляев Ю В, Зильберман П Е *Изв. вузов. Физ.* **11** 6 (1988)
84. Parekh J P *Electron. Lett.* **5** 322 (1969)
85. Parekh J P *Electron. Lett.* **5** 540 (1969)
86. Кузавко Ю А, Шавров В Г, в сб. *Тез. докл. 16-й Всес. конф. по физике магн. явлений* Ч. 1 (Тула, 1983) с. 207
87. Гуляев Ю В и др. *ЖЭТФ* **87** 674 (1984)
88. Кузавко Ю А, Олейник И Н, Шавров В Г *ФТТ* **26** 3669 (1984)
89. Gulyaev Yu V et al. *Acta Phys. Pol. A* **58** 289 (1985)
90. Гуляев Ю В и др. *ФТТ* **28** 1243 (1986)
91. Gulyaev Yu V, Kuzavko Yu A, Shavrov V G, in *Proc. of Intern. Symp. Surface Waves in Solid and Layered Structures* Vol. 2 (Novosibirsk, 1986) p. 62
92. Каганов М И, Косевич Ю А *Поверхность* **6** 148 (1986)
93. Иоффе И В *Письма в ЖЭТФ* **36** 33 (1982)
94. Власов К Б *ЖЭТФ* **43** 2128 (1962)
95. Власов К Б, Ишмухаметов Б Х *ЖЭТФ* **46** 201 (1964)
96. Tiersten H F *J. Math. Phys.* **5** 1298 (1964)
97. Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967)
98. Bar'yakhtar V G, Turov E A, in *Spin Waves and Magnetic Excitations* Ch. 7 (Eds A S Borovik-Romanov, S K Sinha) (Amsterdam: Elsevier, 1988)
99. Melcher R L *Phys. Rev. Lett.* **25** 1201 (1970)
100. Melcher R L, in *Enrico Fermi School* (Varenna, Course LII, 1972) (Ed. E Burstein) (New York: Academic Press, 1972) p. 257
101. Eastman D E *Phys. Rev.* **148** 530 (1966)
102. Барьяхтар В Г, Локтев В М, Рябченко С М *ЖЭТФ* **88** 1752 (1985)
103. Барьяхтар В Г, Локтев В М *ФНТ* **11** 1082 (1985)
104. Герус С В, Тарасенко В В *ФТТ* **17** 2247 (1975)
105. Кухтин З И, Преображенский В Л, Экономов Н А *ФТТ* **26** 884 (1984)
106. Алексеев А Н, Ермолов В А, Науменко Н Ф *Письма в ЖТФ* **10** 238 (1984)
107. Ермолов В А и др. *ФТТ* **26** 2443 (1984)
108. Польский А И и др. *Письма в ЖТФ* **11** 954 (1985)
109. Красильников В А, Маматова Т А, Прокошев В Г *Письма в ЖТФ* **10** 1196 (1984)
110. Губкин М К, Маматова Т А, Прокошев В Г *Акуст. журн.* **31** 678 (1985)
111. Ермолов В А, Алексеев А И, Панкратов В Г *Письма в ЖТФ* **11** 277 (1985)
112. Бучельников В Д, Кузавко Ю А, Шавров В Г *Акуст. журн.* **37** 892 (1991)
113. Дикштейн И Е *ФТТ* **31** 175 (1989)
114. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **33** 807 (1957)
115. Боровик-Романов А С *ЖЭТФ* **36** 1954 (1959)
116. Мицек А И, Шавров В Г *ФТТ* **6** 210 (1964)
117. Кабыченков А Ф, Шавров В Г *ФТТ* **28** 433 (1986)
118. Мориya Т J. *Phys. Chem. Solids* **11** 73 (1959)
119. Барьяхтар В Г и др. *ЖЭТФ* **87** 1028 (1984)
120. Дикштейн И Е и др. *ФТТ* **19** 218 (1977)
121. Борщан В С, Мануилов М В, Сердобольская О Ю *ФТТ* **24** 932 (1982)
122. Борщан В С, Мануилов М В, Сердобольская О Ю *ФТТ* **24** 935 (1982)
123. Борщан В С и др. *ФТТ* **24** 2574 (1982)
124. Борщан В С, Сердобольская О Ю *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **49** 270 (1985)
125. Барьяхтар В Г, Обожин И И, Худик Б И, Препринт ИТФ-86-80Р (Киев, 1986)
126. Лифшиц И М *ЖЭТФ* **22** 475 (1952)
127. Бучельников В Д, Шавров В Г *ФТТ* **25** 90 (1983)
128. Власко-Власов В К, Хапиков А Ф *ЖЭТФ* **93** 1508 (1987)
129. Kabychenkov A F, Shavrov V G *Acta Phys. Pol. A* **73** 531 (1988)
130. Кабыченков А Ф, Шавров В Г *ЖЭТФ* **95** 580 (1989)
131. Кабыченков А Ф, Шавров В Г, Шевченко А Л *ФТТ* **32** 2010 (1990)
132. Герасимчук В С, Сукстанский А Л *ЖЭТФ* **103** 151 (1993)
133. Cherechukin A A et al., in *Proc. of the Intern. Symp. on Nonlinear Electromagnetic Systems* (Cardiff, Wales, UK, 1995) p. 438
134. Беспятовых Ю И, Дикштейн И Е, Тарасенко В В *ФТТ* **23** 3013 (1982)
135. Дикштейн И Е *ФТТ* **32** 1286 (1990)

Magnetoacoustic surface waves in magnetic crystals at reorientation phase transitions

Yu.V. Gulyaev, I.E. Dikshtein, V.G. Shavrov

*Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11, 103907 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 203-24 26*

Theoretical and experimental work on magnetoacoustic surface waves in ferro- and antiferromagnets is reviewed. Results on the propagation of magnetoelastic waves of the Rayleigh and Lamb types in a plate are presented within the framework of a rotational and translational invariant theory. Shear mode spectra of magnetostrictive and piezomagnetic acoustic surface waves are given with emphasis on the vicinity of reorientation phase transitions. The problem of soft mode types involved in phase transitions is discussed in detail. A comparison is made of the experimental results and theoretical predictions on Rayleigh wave propagation in magnetic materials.

PACS numbers: 68.35.Ja, 68.35.Rh, **75.80. + q**, 77.80.Bh
Bibliography — 135 references

Received 16 December 1996, revised 18 April 1997