

УДК 534.222;537.635

© 1992

О ПРОЦЕССЕ НАМАГНИЧЕНИЯ И КОНТУРЕ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ПОЛИДОМЕННОГО КРИСТАЛЛА ЖИГ

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

Сообщаются результаты экспериментального исследования магнитоакустических спектров железо-иттриевого граната при инвертировании внешнего магнитного поля и (или) изменении направления распространения звуковой сдвиговой волны. Их различие подтверждает спин-волновой характер магнитоакустического резонанса (МАР). Проведено изучение особенностей поляризации волны в области МАР. Показано, что в формировании контура линейного МАР участвуют 180° домены и имеет место пространственно-полевой дублет. Анализ тонкой структуры магнитоакустических спектров позволяет получить сведения о динамике доменной структуры в процессе намагничивания.

Ранее было показано [1], что контур магнитоакустического резонанса на поперечных акустических волнах (S-МАР) в однодоменном кристалле в виде тонкого стержня из-за неоднородного внутреннего поля имеет резкое вступление и плавное окончание — форма, которая была названа «канонической». В полидоменном кристалле контур МАР отличается от канонического, что также проявляется при смене знака внешнего поля [1, 2]. Анализ тонкой структуры магнитоакустических спектров позволяет получить сведения о динамике доменной структуры в процессе намагничивания и с этой точки зрения представляет определенный интерес.

В этой работе сообщаются результаты экспериментального исследования магнитоакустических спектров железо-иттриевого граната (ЖИГ) при инвертировании внешнего магнитного поля и (или) изменении направления распространения звуковой волны; проведено изучение особенностей поляризации волны в области МАР.

Исследуемый образец монокристалла имел форму цилиндра диаметром 7 и длиной 15 мм, ориентированного по оси [100], вдоль которой распространялась поперечная звуковая волна частотой 30 МГц. Использовалась экспериментальная установка, описанная в [3]. На рис 1. приведены линейные магнитоакустические спектры в области МАР (зависимость амплитуды первой гармоники A_0 от внешнего магнитного поля H_0), полученные при распространении звука против направления внешнего магнитного поля ((k^-, H_0^+) и (k^+, H_0^-))¹ (а) и по направлению поля ((k^+, H_0^+) и (k^-, H_0^-)) (б). На каждом из рисунков направление поля относительно образца H_0^+ (сплошная кривая 1) менялось на противоположное H_0^- (штриховая кривая 2).¹ Видно, что обращение знака лишь одной из величин H_0 и k приводит к существенному изменению характера контура МАР, в то время как одновременное обращение H_0 и k практически не сопровождается изменением спектра.

¹ Здесь и далее предполагается, что с образцом жестко связана определенная ось координат, при этом индекс \leftrightarrow означает направление вдоль этой оси, а индекс $\leftarrow\rightarrow$ против.

Наблюдаемый эффект не может быть интерпретирован как характерный для гиротропных сред эффект невзаимности. Последний имеет место лишь для циркулярно-поляризованных волн [4]; в нашем же случае излучались и принимались поперечные волны с поляризацией, близкой к линейной. Поляризационные особенности исследовались при приклейке приемного преобразователя к образцу жидкой склейкой (смесь эпоксидной смолы с касторовым маслом), что давало возможность вращать его по отношению к кристаллу. По сдвигу фазы принимаемого сигнала при повороте преобразователя была установлена слабая эллиптическая поляризация прошедшей волны преимущественно p^- поляризации при условии (H_0^+, k^+) и p^+ при (H_0^-, k^+) (индекс « \leftarrow » при поляризации звуковой волны p означает вращение против часовой стрелки по отношению к вектору k , а индекс « \rightarrow » по часовой стрелке). Эти измерения были проведены при двух значениях внешнего поля H_0 : в области вступления контура MAP и в области его завершения.

Для объяснения результатов обратимся к анализу взаимодействия звука с прецессирующими спинами в 180° доменах разных знаков. При $H_0 = 0$ равновесный размер доменов ≈ 40 мкм; в центре кристалла при плавном изменении внутреннего поля линейный размер резонансной области ≈ 500 мкм [5]. Существование доменов приводит к довольно резкому изменению локального внутреннего поля и создает возможность участия в резонансе группы доменов (даже на периферии кристалла). Поэтому в резонансной области находятся домены разного знака m^+ и m^- . Возможные взаимодействия циркулярно-поляризованных мод p^+ и p^- со спиновыми волнами и их векторные диаграммы показаны в таблице. Принципиальная возможность этих взаимодействий следует из инвариантности уравнения Ландау

№ п/п	Векторная диаграмма полей	Знак домена при H_0^+	Поляризация волны	$mH_{эфф}$	H_0 (резонансное)
1		m^+	p^+	≈ 0	$H_{вн}^{(1)} + \omega/\gamma$
2		m^+	p^-	$\approx \pi$	$H_{вн}^{(2)} - \omega/\gamma$
3		m^-	p^+	$\approx \pi$	$H_{вн}^{(3)} + \omega/\gamma$
4		m^-	p^-	≈ 0	$H_{вн}^{(4)} - \omega/\gamma$

и уравнений магнитоупругости относительно изменения знака m и $H_{эфф}$ (равного сумме внешнего H_0 и внутреннего $H_{вн}$ полей). Отметим, однако, что случаи 2 и 3 соответствуют максимуму энергии магнитного момента в эффективном поле; их реализация менее вероятна, чем случаи 1 и 4. В таблице также указаны значения внешних резонансных полей; при заданном H_0 резонансы 1 и 4 относятся к разным «полосам» внутреннего поля и, следовательно, имеют место, вообще говоря, в разных местах кристалла (рис. 2). В полосе 1 $|H_{вн}^{(1)}| = H_0 - \omega/\gamma$ и при k^+ имеет место взаимодействие моды p^+ в m^+ доменах, а в полосе 4 $|H_{вн}^{(4)}| = H_0 + \omega/\gamma$ взаимодействие (m^-, p^-).

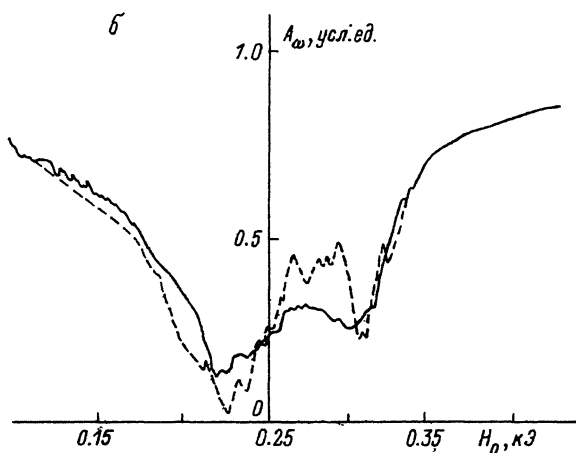
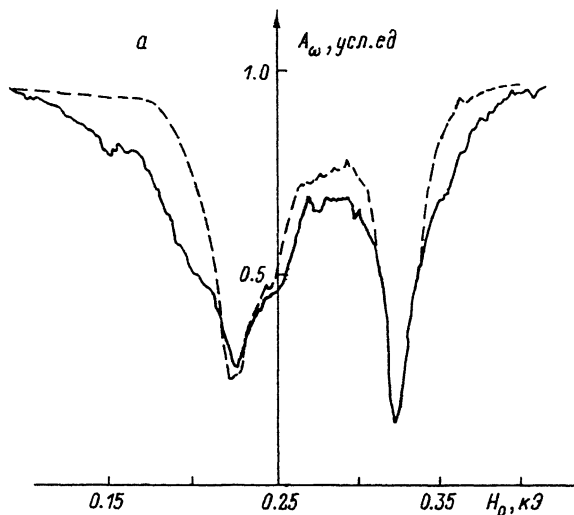


Рис. 1. Линейные магнитоакустические спектры монокристалла ЖИГ.

a — звук направлен против внешнего поля, *b* — по внешнему полю. Сплошная кривая — H_0^+ , штриховая — H_0^-

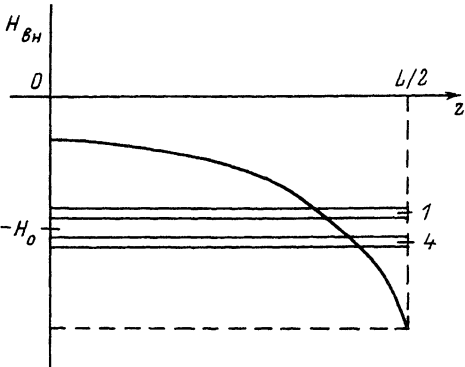


Рис. 2. Распределение внутреннего поля и соответствующие внешнему полю H_0 резонансные «полосы» 1 и 4.

поле будет поглощаться лишь p^+ и суммарная волна

$$p = p^+ + p^- = a_0 (1 + e^{-al}) n_x + a_0 (1 - e^{-al}) n_y$$

имеет циркулярную p^- эллиптическую поляризацию с длинной осью, направленной вдоль первоначальной поляризации. Амплитуда прошедшей волны при этом не может уменьшиться более чем наполовину. Иная ситуация возникает в полидоменной области длиной z_0 , где путь $z_0 - l$ волна проходит в m^- домене: амплитуда прошедшей волны $a_0 [e^{-a(z_0-l)} + e^{-al}]$ имеет минимум $2a_0 e^{-az_0/2}$ при симметричном разбиении ($l = z_0/2$) на домены m^+ и m^- ; очевидно, что при этом амплитуда прошедшей волны может быть меньше половины амплитуды исходной волны a_0 . Как это видно из рис. 1, результаты эксперимента свидетельствуют о том, что резонансная область, являясь в наших условиях (низкочастотный МАР) границей между уже намагниченной до насыщения частью кристалла и ненамагниченной, сохраняет еще полидоменную структуру. Еще не закончившееся преимущественное развитие m^+ доменов при H_0^+ , естественно, при k^+ должно приводить к преимущественной p^- поляризации прошедшей волны, что и наблюдается в эксперименте. Аналогичное объяснение находит и преимущественность p^+ при условии (k^+, H_0^-).

Почти полная тождественность контуров МАР при (k^+, H_0^+) и (k^-, H_0^-) объясняется достаточно мелким масштабом исходной равновесной ($H_0 = 0$) доменной структуры, а также малой концентрацией дефектов (дислокаций, блоков и т. д.) исследуемого кристалла.

Обратимся теперь к отличию контуров (k^-, H_0^+) и (k^+, H_0^-) от контуров (k^+, H_0^+) и (k^-, H_0^-), т. е. при распространении (независимо от положения кристалла) звука против и по направлению внешнего поля. Известно (см., например, [6]), что в неоднородном поле собственная спиновая волна распространяется в сторону убывающих внутренних полей. При симметричном внутреннем поле $H_{вн}(z) = H_{вн}(-z)$ ($z = 0$ в центре кристалла) и (k^+, H_0^+) в области $z < 0$ возбуждаемая в резонансной области собственная спиновая волна бежит навстречу звуковой, в то время как при $z > 0$ в одном направлении. Встречное взаимодействие существенно менее эффективно, чем попутное, поэтому из двух ветвей внутреннего поля в формировании контура МАР принимает участие лишь одна, т. е. «резонирует» лишь одна из половин кристалла. Различие в контурах k^- и k^+ при одном и том же направлении внешнего поля обусловлено несимметричностью

Остановимся на некоторых особенностях поглощения в полидоменной структуре линейно-поляризованной волны, которая может быть представлена в виде суммы двух циркулярно-поляризованных мод:

$$p^+ = a(z) [n_x(z, t) - n_y(z, t)],$$

$$p^- = a(z) [n_x(z, t) + n_y(z, t)],$$

где z — направление распространения, $2a(0) = 2a_0$ — начальная амплитуда исходной волны, $n_1(z, t)$ — волновые множители ($|n_1| = 1$). По прохождении домена одного знака (например, m^+) длиной l при фиксированном внешнем

функции $H_{\text{вн}}(z)$, вызванной либо дефектами, либо небольшим отклонением формы образца от цилиндрической. Этот эффект изменения контура МАР при изменении k еще раз свидетельствует о спин-волновом характере магнитоакустического резонанса. В этой связи следует отметить, что двухполосный характер резонансной области в полидоменном кристалле увеличивает длину и, следовательно, эффективность волнового взаимодействия.

Подводя итог, следует сказать, что результаты этой работы свидетельствуют о следующем:

1. Доменная структура сохраняется в условиях, при которых неоднородное внутреннее поле ориентировано против внешнего, т. е. на почти завершающейся стадии намагничивания. Значительная ширина контура МАР по полю (≈ 200 Э), в которой амплитуда прошедшей волны меньше половины амплитуды вне резонанса (рис. 1), свидетельствует о том, что в резонансных областях в центре кристалла и на периферии еще не произошло полное перемагничивание доменов, знак которых противоположен знаку внешнего поля.

2. В контуре линейного МАР полидоменного кристалла с неоднородным внутренним полем имеет место пространственно-полевой доменный дублет: при заданном внешнем поле резонанс имеет место в двух пространственно разнесенных областях (полосах внутреннего поля); в одном и том же месте кристалла с 180° доменами резонанс наступает при разных внешних полях, ширина дублета по полю $\Delta H_d = 2\omega/\gamma$. Пространственно-полевой резонанс «размывает» контур МАР.

3. Проявление спин-волнового характера магнитоакустического резонанса еще раз подтверждается различием контуров МАР при разных направлениях распространения звука (и одним и тем же направлении поля).

Список литературы

- [1] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 7. С. 1943—1945.
- [2] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 311—313.
- [3] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2343—2345.
- [4] Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
- [5] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 2(9). С. 1499—1507.
- [6] Штраусс В. Физическая акустика. Т. 4Б / Под ред. У. Мэсона. М.: Мир, 1970. С. 247—316.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
1 октября 1990 г.