

05,11,13

Распространение поверхностной магнитоупругой волны в ферромагнетике в области ориентационного фазового перехода

© И.В. Мальцев¹, И.В. Бычков^{1,3}, Д.А. Кузьмин^{1,3}, В.Г. Шавров²

¹ Челябинский государственный университет,
Челябинск, Россия

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Москва, Россия

³ Южно-Уральский государственный университет,
Челябинск, Россия

E-mail: malts_iv@mail.ru

Поступила в Редакцию 30 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2019 г.

Принята к публикации 10 января 2020 г.

Исследованы зависимости групповой скорости и затухания магнитоупругой поверхностной волны от частоты при различных величинах внешнего магнитного поля и различных углах распространения. Всплески групповой скорости приходятся на частоты, на которых обнаруживаются пики затухания поверхностной волны. Также было исследовано поведение поверхностной магнитоупругой волны вблизи ориентационного фазового перехода. В точке фазового перехода наблюдается изменение групповой скорости на 1%. А зависимости величины затухания вдоль поверхности при различных углах распространения указывают на невзаимную природу волны. Все зависимости в данной работе получены с помощью компьютерных вычислений, параметры ферромагнетика взяты типичные для железо-иттриевого граната.

Ключевые слова: ферромагнетик, магнитоупругость, фазовый переход, поверхностная волна.

DOI: 10.21883/FTT.2020.06.49336.36M

1. Введение

Хорошо известно, что акустические волны в кристалле ферромагнетика могут взаимодействовать с магнитной подсистемой, создавая тем самым магнитоупругую волну, являющуюся комбинацией волны напряжений и спиновой волны. Первые исследования по взаимодействию магнитной и упругой подсистем магнетиков были проведены в работах Турова, Ирхина [1], Ахизера, Барьяхтара, Пелетминского [2,4], Киттеля [3]. В них было предсказано существование связанных магнитоупругих волн в ферро- и антиферромагнетиках. Эти работы явились основополагающими при зарождении новой области физики магнитоупорядоченных веществ — магнитоакустике. В настоящее время магнитоакустика находит широкое применение в электронике и технике СВЧ [5–7].

Поверхностную магнитоупругую волну создает взаимодействие упругих волн на поверхности кристалла с объемными и поверхностными спиновыми волнами. Исследованиям распространения поверхностных магнитоупругих волн посвящено достаточно много теоретических и экспериментальных работ, обзор [8] и ссылки в нем. Известно, что магнитоупругое взаимодействие является относительно слабым, но в окрестности ориентационного фазового перехода оно может оказаться

достаточно большим и существенно повлиять на динамические и статические свойства магнетиков. Это связано с компенсацией поля анизотропии кристалла внешним магнитным полем. В настоящей работе мы исследуем зависимости групповой скорости и относительное затухание поверхностной магнитоупругой волны кубического ферромагнетика от частоты и внешнего магнитного поля, вдали и вблизи ориентационного фазового перехода.

2. Постановка задачи

Геометрия задачи показана на рис. 1.

Кристалл занимает полупространство $y > 0$. Внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 и намагниченность \mathbf{M} направлены по оси z параллельно поверхности. Ось z направлена вдоль кристаллографической оси (001).

Волна распространяется с частотой ω и волновым вектором \mathbf{Q}_{\parallel} (параллельно поверхности), под углом θ к оси x .

Термодинамический потенциал магнетика может быть представлен в виде суммы трех слагаемых

$$F = F_e + F_{me} + F_m. \quad (1)$$

где F_m — магнитная, F_e — упругая и F_{me} — магнитоупругая энергии [9].

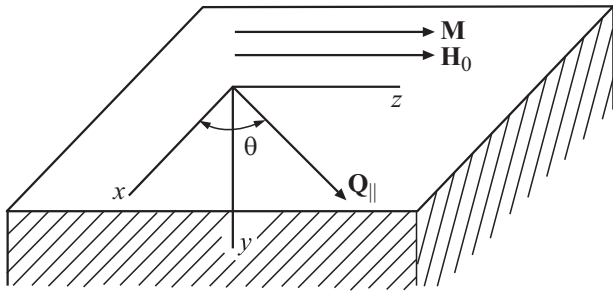


Рис. 1. Геометрия задачи. Намагниченность ферромагнетика и приложенное внешнее магнитное поле параллельны поверхности.

Для получения уравнений движения магнитной подсистемы используем уравнение Ландау с учетом релаксации в форме Блоха

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = g[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{eff}] - \frac{\mathbf{M}}{\tau}, \quad (2)$$

где g — гиромагнитное отношение, τ — время релаксации намагниченности, \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле внутри ферромагнетика. Уравнение движения упругой среды записывается как

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \sigma_{ik}}{\partial x_k^2} = \frac{1 + \delta_{ik}}{2} \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial F}{\partial u_{ik}}, \quad (3)$$

где ρ — плотность кристалла, σ_{ik} — тензор напряжений, δ_{ik} — символ Кронекера.

Решения уравнений движения будем искать в виде поверхностной волны, затухающей по оси y , т.е.

$$A = A_0 e^{-\alpha y} e^{-i(\omega t - Q_x x - Q_z z)}, \quad (4)$$

где A — компоненты намагниченности, упругих смещений и поля размагничивания.

Чтобы получить поверхностную магнитоупругую волну, к объемным уравнениям следует применить граничные условия. Граничные условия включают в себя отсутствие напряжений $\sigma_{ik} = 0$ и равенство нулю производной вектора намагниченности $\partial \mathbf{M} / \partial y = 0$ на поверхности магнетика.

Получить аналитические выражения для закона дисперсии такой системы не представляется возможным из-за большого количества динамических переменных, поэтому были применены численные методы решения аналогичные методике, описанной в работе [10].

Упругие, магнитные и магнитоупругие постоянные ферромагнетика используемые при вычислениях, типичны для железиттриевого граната: $C_l = 7.21 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 5.17$ г/см³, $4\pi M_s = 3500$ Г, $\tau = 0.01/\omega_H$, $C_t = 3.85 \cdot 10^5$ см/с, $b_1 = 1.3 \cdot 10^7$ эрг/см³, $b_2 = 6.4 \cdot 10^6$ эрг/см³, $g = 1.759 \cdot 10^7$ рад/с·Г, $D = 4.55 \cdot 10^{-9}$ см²·Г, $K_l = -1 \cdot 10^6$ эрг/см³.

Магнитную анизотропию можно описать с помощью первой константы кубической анизотропии $K_l < 0$. В таком случае, при увеличении внешнего магнитного поля до поля анизотропии НА, в ферромагнетике будет иметь

место ОФП 2-го рода из коллинеарного состояния в угловую фазу с намагниченностью в плоскости типа (110) [9]. Закон дисперсии спиновых волн при учете магнитоупругой связи будет выглядеть следующим образом:

$$\omega_{sk} = gD(\mathbf{Q}_{\parallel}^2 - \alpha^2) + \omega_{so} + \omega_{me}, \quad (5)$$

$$\omega_{so} = \omega_A + \omega_H = g(2K_l/M_s + \mathbf{H}_0), \quad \omega_{mr} = gb_l^2/M_s \rho C_t^2, \quad (6)$$

где D — постоянная неоднородного обмена.

При выбранных постоянных ферромагнетика ориентационный фазовый переход будет наблюдаться при напряженности внешнего магнитного поля $H_0 = 7180$ Ое.

3. Результаты

На рис. 2 представлена зависимость групповой скорости V_{gr} и относительное затухание магнитоупругой волны $C_t \text{Im} Q_{\parallel} / \omega$ от частоты вдали и вблизи фазового перехода. На рисунках отчетливо видны всплески групповой скорости, причем соответствующие им частоты отличаются при различных величинах внешнего магнитного поля H_0 . Отметим, что при приближении к величине H_0 , соответствующей фазовому переходу, пики затухания увеличиваются по амплитуде.

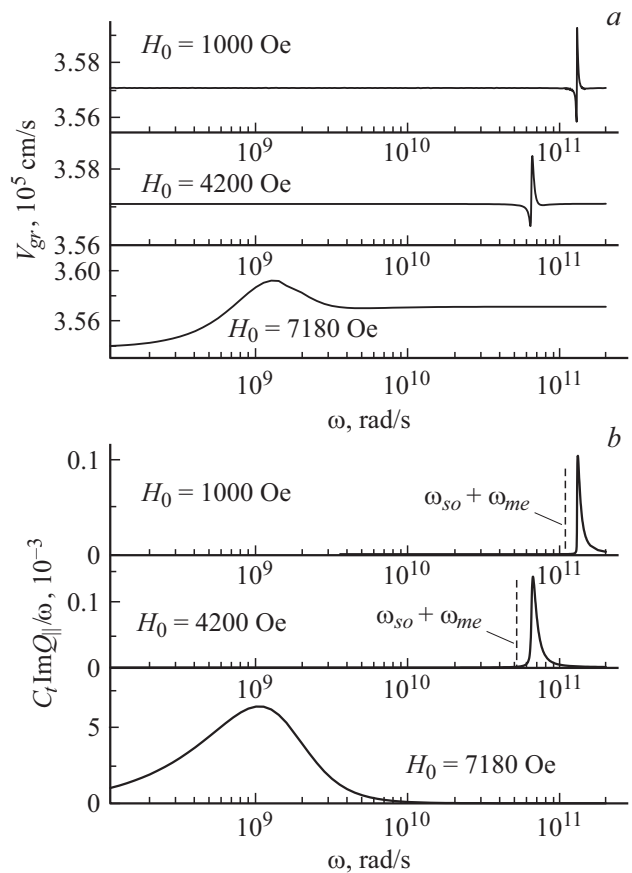


Рис. 2. Зависимости групповой скорости V_{gr} от ω (a) и относительного затухания магнитоупругой волны $C_t \text{Im} Q_{\parallel} / \omega$ от ω (b) при различных H_0 .

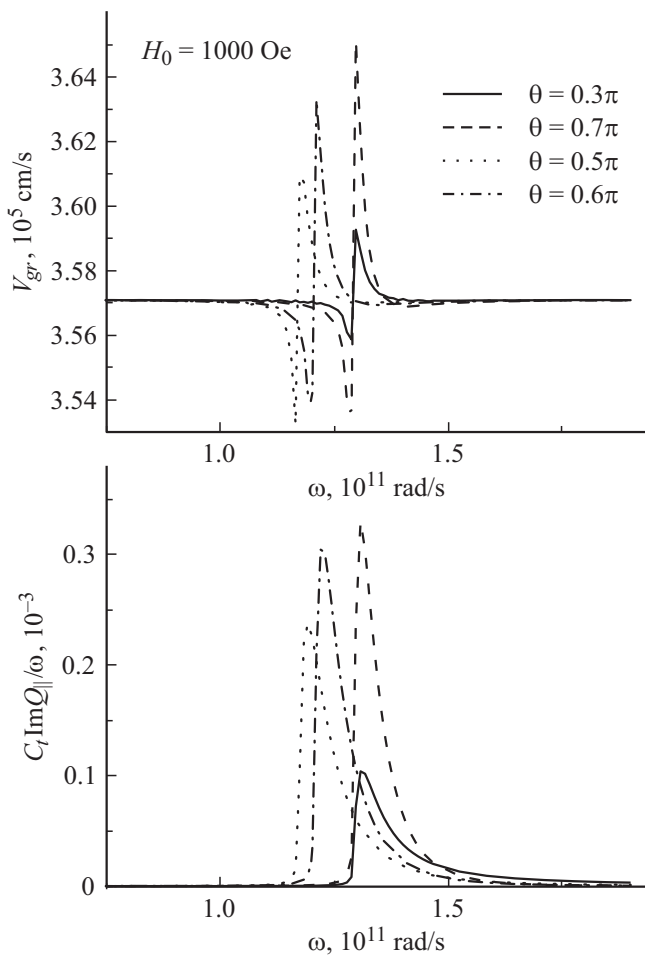


Рис. 3. Зависимости групповой скорости V_{gr} и относительного затухания магнитоупругой волны $C_l \text{Im} Q_{\parallel} / \omega$ от ω при различных углах θ . $H_0 = 1000$ Oe.

Пики затухания приходятся на те же частоты, на которых обнаруживаются всплески групповой скорости. Это говорит о том, что в момент изменения групповой скорости происходит поглощение поверхностной волн. Энергия поверхностной волны переходит в энергию объемных магнитоупругих волн, причем в точке ОФП сильное поглощение происходит на гораздо большем диапазоне частот, чем вдали от него. Заметим, что вблизи ОФП, при $H_0 = 7180$ Oe, изменение групповой скорости V_{gr} достигает 1% от абсолютной величины, что существенно больше, чем при других значениях H_0 .

В работе [11] было показано, что при отсутствии обмена ($D = 0$) пик поглощения ожидается на частоте ω_H . В нашем случае закон дисперсии спиновых волн имеет форму (5), а значит, пик затухания при отсутствии обмена следует ожидать при частоте

$$\omega_{so} + \omega_{me} = g \left(\frac{b_l^2}{M_s \rho C_l^2} + \frac{2K_l}{M_s} + H_0 \right), \quad (7)$$

а в точке ОФП при частоте ω_{me} . Таким образом, частоты $\omega_{so} + \omega_{me}$ будут равны $1.08 \cdot 10^{11}$, $5.24 \cdot 10^{10}$

и $2.77 \cdot 10^7$ rad/s при полях $H_0 = 1000$ Oe, 4200 Oe и 7180 Oe соответственно. При фазовом переходе ($H_0 = 7180$ Oe) наблюдается сильное отклонение пика от частоты $\omega_{so} + \omega_{me}$.

На рис. 3 представлены зависимости групповой скорости и относительного затухания магнитоупругой волны при внешнем магнитном поле $H_0 = 1000$ Oe и различных углах распространения. На рисунке видно, что при углах $\theta = 0.3\pi$ и $\theta = 0.7\pi$ пики затухания приходятся на одни и те же частоты, однако величина этих пиков существенно отличается. Это говорит о невязимой природе волны: волна, движущаяся справа налево через магнитное поле сильнее затухает, чем волна, движущаяся слева направо. Угол $\theta = 0.5\pi$ соответствует направлению внешнего поля H_0 . Мы видим, что в этом случае пик затухания находится несколько ближе к значению $\omega_{so} + \omega_{me}$, чем при других углах θ .

4. Заключение

С помощью компьютерных вычислений было исследовано распространение магнитоупругой поверхностной волны на полубесконечном кристалле в присутствии внешнего магнитного поля. Получены зависимости относительного затухания магнитоупругой волны от частоты. Пики затухания близки к частотам $g(H_0 + 2K_l/M_s) + \omega_{me}$, определяемые суммарной анизотропией и магнитоупругим взаимодействием. Отклонение от этих частот в большой степени обусловлено наличием обменного взаимодействия. Также можно заметить, что при углах распространения, близких к 0.5π , т.е. параллельно магнитному полю, это отклонение уменьшается. Вблизи ориентационного фазового перехода, когда суммарная анизотропия равна 0, пик затухания и изменение групповой скорости намного больше, чем вдали от него. Также была показана невязимая природа магнитоупругой поверхностной волны.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 16-29-14045, № 17-57-150001, № 19-07-00246 и при поддержке Правительства РФ (Постановление № 211 от 16.03.2013г.), соглашение № 02.A03.21.0011.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.А. Туров, Ю.П. Ирхин. ФММ 3, 1, 15 (1956).
- [2] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. ЖЭТФ 35, 1, 228 (1958).
- [3] C. Kittel. Phys. Rev. 110, 4, 836 (1958).
- [4] С.В. Пелетминский. ЖЭТФ 37, 2, 452 (1959).

- [5] К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. Наука, М. (1987).
- [6] Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Наука, М.-Л. (1991).
- [7] Дж. Такер, В. Рэмpton. Гиперзвук в физике твердого тела. Мир, М. (1975).
- [8] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров. УФН **40**, 701 (1997).
- [9] И.В. Бычков, Д.А. Кузьмин, В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. Влияние взаимодействия подсистем на динамические свойства магнетиков. Физматлит, М. (2016). 176 с.
- [10] R.E. Camley, R.Q. Scott. Phys. Rev. B **17**, 11, 4327 (1978).
- [11] R.Q. Scott, D.L. Mills. Solid State Commun. **18**, 849 (1976).

Редактор Т.Н. Василевская