

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ЗВУКА В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА. АЗИМУТАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

В. И. Хижный¹, В. В. Тараканов¹, А. П. Королюк¹, Т. М. Хижная¹, М. Б. Стругацкий²

¹*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

²*Таврический национальный университет им. В. И. Вернадского МОН Украины
4, пр. Вернадского, Симферополь, 95007, Украина
E-mail: ire@ire.kharkov.ua*

На частоте 180 МГц экспериментально изучена эволюция магнитопольевых зависимостей амплитуды и фазы коэффициента прохождения акустической волны в пластинке бората железа, при изменении направления внешнего магнитного поля в базисной плоскости кристалла. Ил. 8. Библиогр. 9 назв.

Ключевые слова: борат железа, магнитоупругая связь, продольный ультразвук, пьезомагнетизм.

Антиферромагнетики типа легкая плоскость (АФЛП) со слабым ферромагнетизмом характеризуются сильной магнитоупругой (МУ) связью, связанной с эффектом «обменного усиления» [1]. Особенности динамической МУ связи в типичном представителе АФЛП – борате железа (FeBO_3) – приводят к разнообразным магнитоакустическим эффектам на относительно высоких «акустических» частотах ~200 МГц. Так, ранее нами в борате железа был обнаружен и изучен эффект магнитоакустического двулучепреломления [2]. Была также обнаружена линейная генерация продольного звука переменным магнитным полем, указывающая на наличие связи магнитной системы бората железа с продольной акустической волной [3]. Последнее представляет существенный интерес, поскольку прежде считалось, что магнитострикционная связь продольных упругих колебаний с магнитной системой пренебрежимо мала из-за большой энергетической щели высокочастотной ветви спектра спиновых волн [4]. С этой точки зрения интересно изучить роль пьезомагнитного (ПМ) вклада в МУ энергию при распространении продольного звука вдоль оси C_3 кристалла (C_3 – тригональная ось анизотропии кристалла).

В данной работе экспериментально изучена эволюция магнитопольевых зависимостей амплитуды $U(H)/U(0)$ и фазы $\Psi(H)-\Psi(0)$ коэффициента прохождения звуковой волной кристалла FeBO_3 при изменении направления внешнего магнитного поля H , лежащего в базисной плоскости образца. Геометрия эксперимента $\vec{H} \perp \vec{q} \parallel C_3$ (\vec{q} – волновой вектор продольного звука).

1. Методика эксперимента. Для измерений был отобран образец FeBO_3 высокого магнитного качества с измеренной на частоте 60 ГГц полушириной линии антиферромагнит-

ного резонанса ≈ 100 Э. Образец был выращен методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Он имел вид пластинки, развитые поверхности которой были параллельны базисной плоскости кристалла (плоскость XU , нормаль к которой совпадает с главной осью тригональной симметрии C_3). Площадь поверхности пластинки $\sim 10 \text{ мм}^2$, а толщина ~ 140 мкм. Измерительная ячейка представляла собой составной акустический резонатор (САР) [5]. САР состоял из двух одномодовых LiNbO_3 пьезопреобразователей продольного звука, между которыми в медном экране располагался образец. Конструкция измерительной ячейки оптимизировалась с точки зрения минимизации паразитных высокочастотных (ВЧ)-наводок. Кроме того, для идентификации величины и спектра ВЧ-наводок нами применялись специальные методики. Пьезопреобразователи располагались на экранирующих прокладках с помощью подпружиненных прижимных контактов. Согласно нашим оценкам давление на преобразователи было $\sim 5 \text{ г/мм}^2$. Возможные изменения давления на преобразователи в процессе измерений не контролировались. Однако в процессе установки («закладки») образца была возможность варьировать величину давления в пределах 50 %. В качестве акустического контакта применялась кремнеземная гидрофобизирующая жидкость или замазка *Nonaq Stopcock Grease*.

Эксперименты выполнены стандартным резонансным интерферометрическим методом в режиме непрерывной генерации. Подробно методика измерений и САР описана нами в работе [5]. Отметим, что САР и предварительный малошумящий усилитель находились в измерительном канале векторметра (фазометра – ФК2–12), который регистрировал амплитуду сигнала измерительного канала «на проход» и разность фаз измерительного и опорного каналов на фиксиро-

ванной частоте. Процесс измерения состоял из нескольких этапов. Для конкретных наборов преобразователей и серий измерений находились амплитудно-частотные характеристики (АЧХ). Проводились измерения фазо-частотных характеристик (ФЧХ) в области частот механических резонансов Фабри-Перо (ФП) на образце при $H = 0$ и в определенных точках, в магнитном поле. Согласно [5] выбирались дискретные рабочие частоты ФП-резонансов f_0 (при $H = 0$), на которых проводились последующие измерения амплитуды U и фазы Ψ коэффициента прохождения сигнала в функции H . Затем программными средствами с учетом калибровок находились относительные величины $U(H)/U(0) \approx -\Gamma(H)/\Gamma(0)$ и $\Delta f(H)/f_0 = -\Delta v/v$ (Γ – эффективный коэффициент поглощения; $v \approx 8,4 \cdot 10^5$ см/с – фазовая скорость продольного звука). Эти данные затем тестировались прямыми измерениями изменения добротности ΔQ (или амплитуды $\Delta U(H)$ и $\Delta f(H)/f_0$) для выбранных значений H . Для проведения измерений выбирались ФП-резонансы с номером $n = 6$, имеющие практически линейные ФЧХ в области измеряемых девиаций частот $\Delta f = f(H) - f_0$. Ошибка в измерении $\Delta U/U$ таким методом не превышала 0,2 %, а $\Delta f/f \sim 10^{-5}$.

Измерительная ячейка помещалась в термостат. Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца (0–300 Э при 300 К), которые позволяли ориентировать вектор магнитного поля в базисной плоскости образца по азимуту в интервале 0–180° с дискретным шагом $\Delta \phi_H = 5^\circ$. Погрешность установки вектора магнитного поля \vec{H} относительно осей симметрии образца в базисной плоскости не превышала $2+3^\circ$. Отсчет ϕ_H – угла ориентации магнитного поля H – производился от направления $\vec{m} \perp C_2$, где \vec{m} – единичный вектор, параллельный базисной плоскости, C_2 – ось симметрии 2-го порядка, лежащая в базисной плоскости. Таким образом, цикл измерений состоял в записи магнитопольных зависимостей амплитуды и фазы для 36 дискретных направлений поля H . Затем программными средствами строилась 3D-зависимость: амплитуда (фаза) – магнитное поле H – угол ϕ_H .

2. Результаты эксперимента и обсуждение. В данной публикации мы приводим результаты исследования только азимутальных зависимостей. Результаты детального изучения магнитопольных зависимостей будут даны нами в отдельной публикации.

На рис. 1 для частоты звуковой волны $\omega/2\pi \approx 180$ МГц приведена 3D-«теневая» поверхность (*shaded computer graphics*) в координатах: амплитуда звука – магнитное поле – азимутальный угол. Проекция этой поверхности на плоскость магнитное поле – азимутальный угол

показана на рис. 2, а, проекция на плоскость магнитное поле – амплитуда приведена на рис. 3, а. Аналогичные зависимости получены нами и для фазы. Рис. 2, б соответствует проекции на плоскость: магнитное поле – азимутальный угол, рис. 3, б – магнитное поле – фаза.

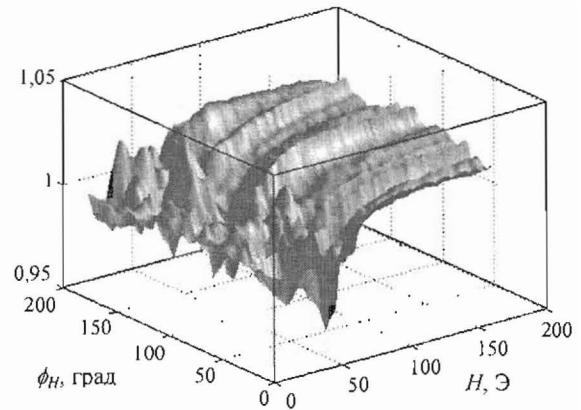


Рис. 1. 3D-«теневая» поверхность в координатах: относительная амплитуда – $U(H)/U(0)$, азимутальный угол – ϕ_H , магнитное поле – H

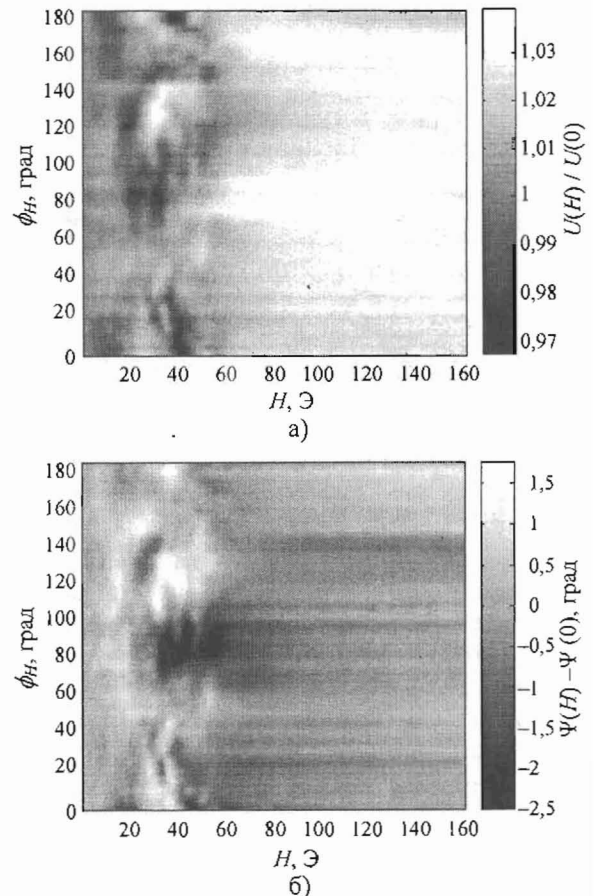


Рис. 2. Проекция поверхности рис. 1 на координатную плоскость H, ϕ_H (а) Проекция 3D-«теневой» поверхности в координатах: фаза, азимутальный угол, магнитное поле на координатную плоскость H, ϕ_H (б)

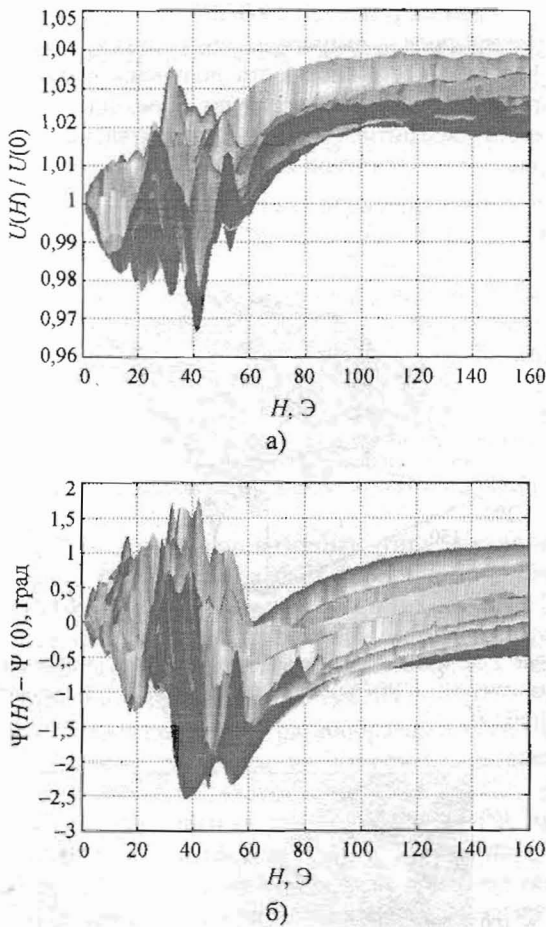


Рис. 3. Проекция поверхности рис. 1 на координатную плоскость $H, U(H)/U(0)$ (а). Проекция 3D-«теневого» поверхности в координатах: фаза, азимутальный угол, магнитное поле на координатную плоскость $H, \Psi(H)-\Psi(0)$ (б)

Инверсия магнитного поля, т. е. замена $+H$ на $-H$ для данного угла ϕ_H , не изменяла наблюдаемые полевые зависимости в поле H , превосходящем поле монокристаллизации образца ($H \approx 20$ Э). Поэтому достаточно было исследовать эволюцию азимутальных зависимостей в интервале $\phi_H = 0-180^\circ$.

Согласно рис. 1–3 в интервале магнитного поля 0–60 Э имеем немонотонности амплитуды и фазы резонансного характера (осцилляционные структуры). Кроме этого, для всех углов азимутальной ориентации ϕ_H магнитополевые зависимости испытывают монотонный ход, соответствующий уменьшению затухания звуковой волны с увеличением поля H . Характер амплитудно-фазовых осцилляционных структур, т. е. их форма и положение в магнитном поле, существенно зависят от угла ϕ_H . Согласно рис. 2 структура существует при всех ориентациях вектора H в базисной плоскости образца. Максимальный относительный размах вариации амплитуды звука

при $H = 30-40$ Э и $\phi_H = 0-180^\circ$ достигал величины $U(H)/U(0) \approx 7\%$, а дисперсии скорости продольного звука $\Delta v/v \approx 4 \cdot 10^{-4}$ (рис. 3).

Как и в случае распространения звука поперечной поляризации вдоль оси C_3 [2], нами обнаружено влияние механических граничных условий на условия распространения продольной звуковой волны. Заметим, что возможность существенно изменять давление на образец вдоль линий, соединяющей пьезопреобразователи, отсутствовала. Однако было обнаружено, что магнитополевые и азимутальные зависимости амплитуды и фазы были чувствительны к переустановке «закладки» образца, т. е. к изменению давления и неоднородных напряжений на поверхности образца. На рис. 4 приведены зависимости, аналогичные рис. 2, после переустановки образца и при увеличении давления со стороны пьезопреобразователей.

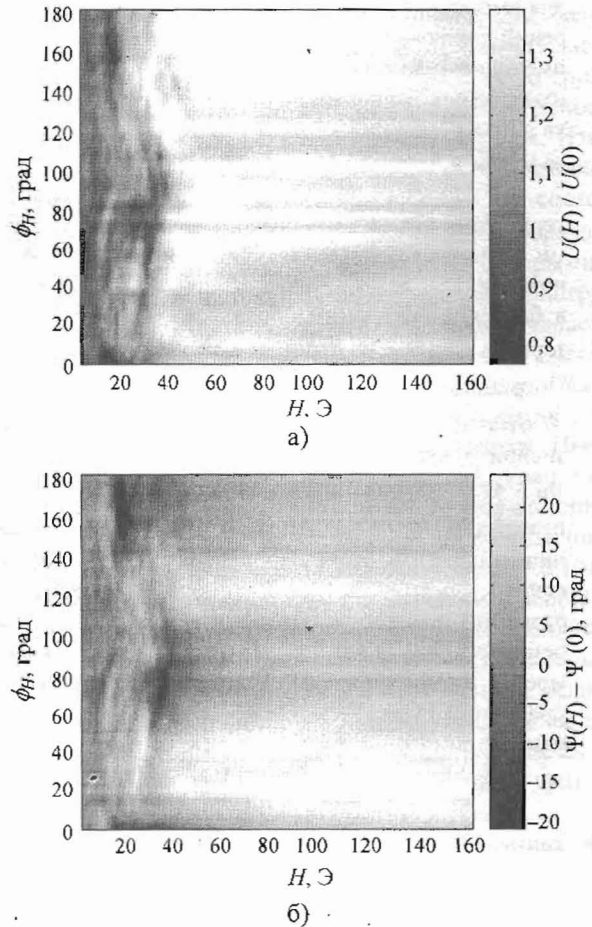


Рис. 4. Соответствует рис. 2, а после увеличения давления на образец (а); соответствует рис. 2, б после увеличения давления на образец (б)

Согласно рис. 4 увеличилась крутизна монотонного хода полевых зависимостей. При этом максимальный относительный размах изменения

амплитуды звука при $H = 30-40$ Э и $\phi_H = 0-180^\circ$ достигал $U(H)/U(0) \approx 20\%$, а дисперсии скорости продольного звука $\Delta v/v \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Сравнение рис. 2 и 4 указывает на существенное влияние механической нагрузки на характеристики обнаруженных эффектов. С этой точки зрения было бы интересно изучить связь базисной анизотропии с амплитудой и фазой продольного звука. Для этого согласно рис. 2 и 4 были построены зависимости амплитуды и фазы в функции угла ϕ_H при двух фиксированных значениях $H = 30$ Э (соответствует максимальному размаху резонансных особенностей амплитуды и фазы) и $H = 100$ Э. Затем для этих зависимостей был проведен фурье-анализ и построены периодограммы: зависимости интенсивности периода $\Delta\phi$ в спектре от его величины $A(\Delta\phi_H)$. На рис. 5 для установки образца, соответствующей рис. 2, приведена азимутальная зависимость фазы от угла ϕ_H для $H \approx 100$ Э и $H \approx 30$ Э соответственно.

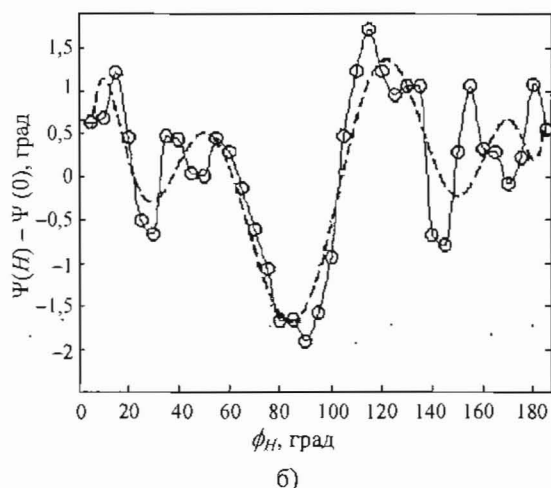
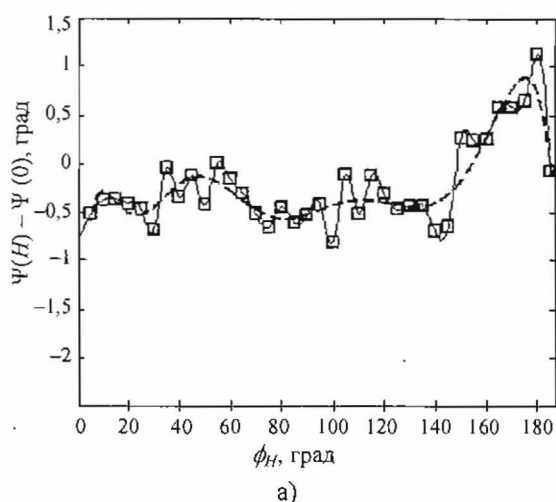


Рис. 5. Азимутальная зависимость фазы от угла ϕ_H для установки образца, соответствующей рис. 2: а) — $H \approx 100$ Э, б) — $H \approx 30$ Э

Пунктирные кривые на этих рисунках соответствуют аппроксимации экспериментальных точек полиномами. Аналогичные зависимости приведены на рис. 6 для установки образца, соответствующей рис. 4. Периодограмма для зависимостей рис. 5 приведена на рис. 7, а для зависимостей рис. 6 — на рис. 8. Согласно рис. 5, а базисная анизотропия в поле ~ 100 Э проявляется весьма слабо. Более существенным было ее проявление в малых полях — рис. 5, б. В обоих случаях соответствующая периодограмма рис. 7 имеет период $\Delta\phi_H = 60^\circ$. В этом случае имеем гексагональную анизотропию, соответствующую симметрии 6-го порядка.

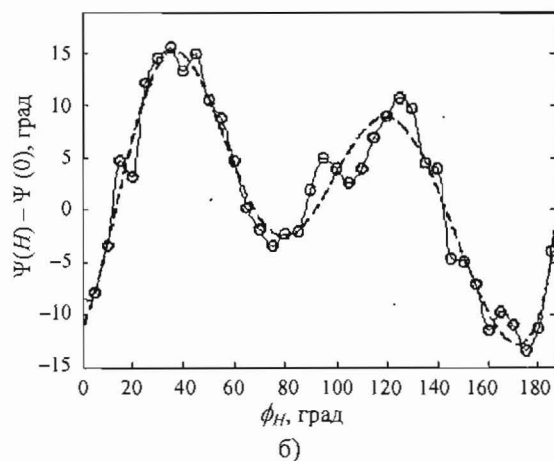
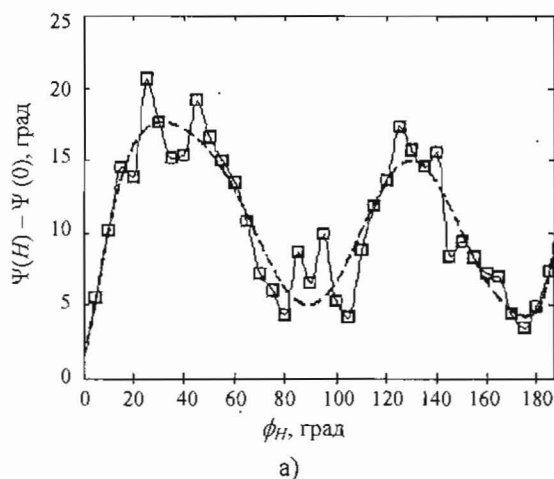
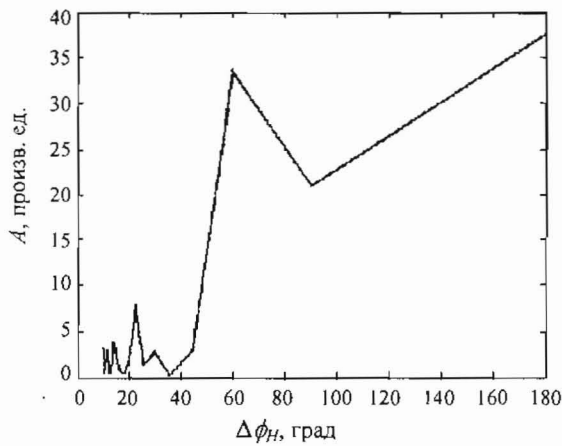


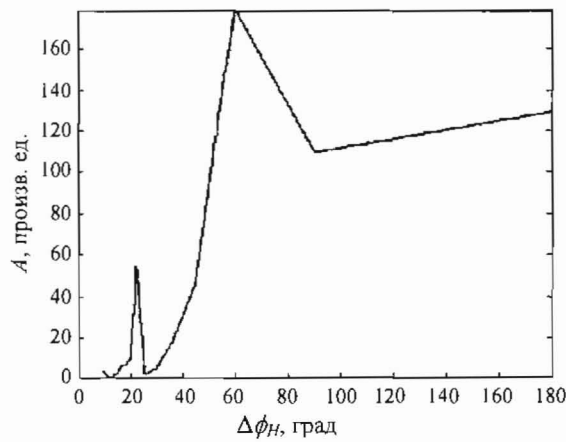
Рис. 6. Азимутальная зависимость фазы от угла ϕ_H для установки образца, соответствующей рис. 4: а) — $H \approx 100$ Э; б) — $H \approx 30$ Э

Изменения базисной анизотропии наблюдается при увеличении давления, т. е. изменения механических граничных условий образца — рис. 6, 8. Азимутальные зависимости рис. 6 и их периодограммы рис. 8 имеют период $\Delta\phi_H = 90^\circ$, что свидетельствует о присутствии наведенной квадрупольной базисной анизотропии с симметрией 4-го порядка. Отметим также, что интенсив-

ность 90°-периодов на 2 порядка превосходит интенсивность 60°-периодов, соответствующих относительно малым давлениям. Заметим, что здесь приведены данные для фазы. Существенных отличий в аналогичных результатах для амплитуды нами не обнаружено.



а)



б)

Рис. 7. Периодограмма для зависимостей рис. 5: а) – $H \approx 100$ Э; б) – $H \approx 30$ Э

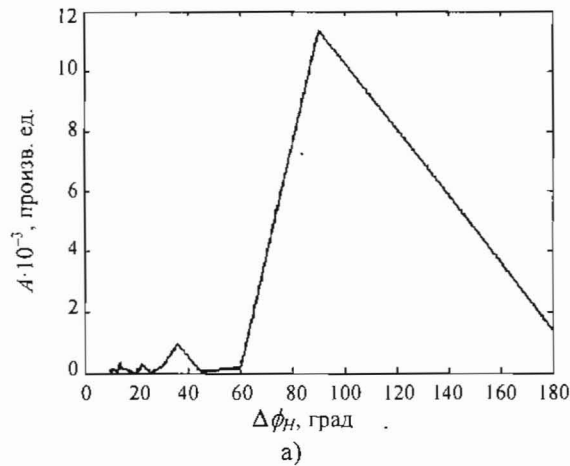
Обсудим далее природу 90°-периодов в азимутальных зависимостях, в поле $H \sim 100$ Э, большем поля монодоменизации образца.

При рассмотрении мы учтем пьезомагнитную добавку в энергию магнитоупругого взаимодействия [6, 7] и покажем, что эта добавка в случае неоднородной деформации имеет иной вид, чем в работе [7]. Подчеркнем, что в условиях акустического резонанса ФП упругое поле продольного звука представляет чередующиеся деформации сжатия и расширения, т. е. деформация меняет знак и величину. Запишем выражение для плотности упругой и МУ энергии антиферромагнетика (АФ) в магнитном поле H , в общем случае имеющего компоненту в направлении оси 2-го порядка кристалла (ось X) и вдоль оси Y , и в при-

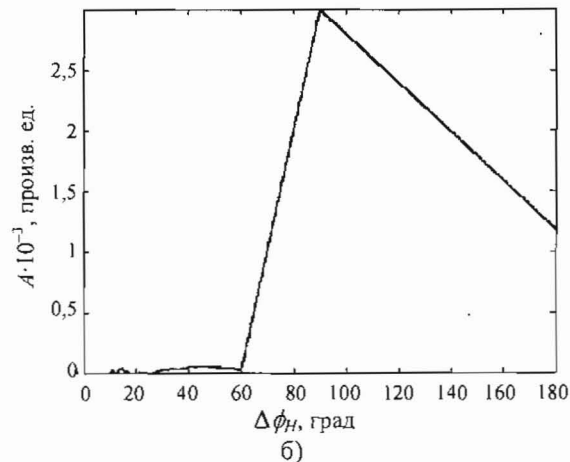
сутствии статического упругого напряжения, обусловленного сжатием образца вдоль нормали:

$$F_0 = \frac{1}{2} C_{33} e_{zz}^2 + \{P_{23}(m_x l_y - m_y l_x) + F m_z l_x l_y^2 - m_x H_x - m_y H_y\} e_{zz} - \sigma_{zz} e_{zz}. \quad (1)$$

Здесь C_{33} – упругая постоянная; P и F – пьезомагнитные постоянные; m_i и l_k – компоненты векторов \vec{m} и \vec{l} ; $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$; $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$ (оба вектора нормированы на модуль АФ \vec{l} -вектора); \vec{M}_1 и \vec{M}_2 – векторы первой и второй магнитной подрешетки; $M_0 \sim 500$ Гс – равновесная намагниченность каждой магнитной подрешетки; $e_{zz} = \partial e_z / \partial z$ – деформация в направлении тригональной оси Z ; e_z – вектор упругого смещения решетки в направлении оси Z , σ_{zz} – упругое напряжение.



а)



б)

Рис. 8. Периодограмма для зависимостей рис. 6: а) – $H \approx 100$ Э; б) – $H \approx 30$ Э

Отметим, что в (1) наряду со стандартным пьезомагнитным вкладом ($\sim m_i l_k$) [7] мы учи-

тываем пьезомагнитный вклад, описываемый членами порядка $\sim ml^3$. Для неоднородной деформации $e_{zz}(z)$, зависящей от координаты z и меняющей знак вдоль этой координаты, инвариантное выражение для пьезомагнитной добавки имеет вид

$$F_{pm} = \{P'_{23}(l_y \partial m_y / \partial z - l_x \partial m_x / \partial z) + F' l_y l_x^2 \partial m_z / \partial z\} \delta e_z / \partial z. \quad (2)$$

Сравнивая (2) с (1), легко заметить, что в неоднородном упругом поле должны иметь место локальные вращения (колебания) \vec{m} - и \vec{l} -векторов относительно равновесного положения – случай (1). Заметим, что в (2) член, стоящий в круглых скобках, не является инвариантом операции вращения вокруг оси C_3 (в отличие от члена при постоянной F'). Это значит, что скорость звука также меняется при вращении поля H вокруг оси C_3 . Действительно, если перейти к выражению энергии через угловую координату ϕ_H : $m(\cos \phi_H, \sin \phi_H)$; $l(\sin \phi_H, \cos \phi_H)$, то первая добавка будет $\sim P^2 \cos^2 \phi_H$, а добавка при постоянной F дает зависимость $\sim F^2 \sin^2 \phi_H$. Таким образом, можно объяснить 90°-период первой добавкой, а 60°-период – второй, т. е. двумя конкурирующими в магнитном поле вкладками в МУ энергию кристалла. Подробный анализ, разумеется, требует также учета возникновения неоднородных магнитных структур (магнитных модуляционных структур), рассматриваемых в работе [8] и релаксационного вклада [9]. Мы намерены посвятить этим вопросам отдельную работу.

Выводы. Таким образом, изучены азимутальные магнитополевые зависимости коэффициента прохождения продольной акустической волны в пластинке бората железа. Во внешнем магнитном поле обнаружено взаимодействие продольного звука с магнитной системой кристалла, которое ранее считалось пренебрежимо малым. Обнаружена зависимость базисной анизотропии сигнала амплитуды и фазы от механических условий на границе образца. Это явление объясняется конкуренцией однородной и неоднородной пьезомагнитной добавки в плотность МУ энергии кристалла.

1. Туров Е. А., Шафров В. Г. Об энергетической щели для спиновых волн в ферро- и антиферромагнетиках, связанной с магнитоупругой энергией // Физика твердого тела. – 1965 – 7, № 1. – С. 217–226.

2. Королюк А. П., Тараканов В. В., Хижный В. И. и др. Магнитоакустические осцилляции в антиферромагнетике FeBO₃ // Физика низких температур. – 1996. – 22, № 8. – С. 924–928.

3. Хижный В. И., Тараканов В. В., Королюк А. П., Хижная Т. М. Электромагнитное возбуждение звука в борате железа // Физика низких температур. – 2006. – 32, № 7. – С. 838–844.

4. Ожогин В. И. Обменное усиление магнитоупругости в антиферромагнетиках // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1978. – 42, № 8. – С. 1625–1637.

5. Хижный В. И., Тараканов В. В., Хижная Т. М. Применение составного акустического резонатора для исследования магнитных материалов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 1. – С. 58–64.

6. Ландоу Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М: Наука, 1982. – 620 с.

7. Мицек А. И., Шафров В. Г. Пьезомагнетизм в антиферромагнетиках и ферромагнетиках // Физика твердого тела. – 1964. – 6, № 1. – С. 210–218.

8. Андреев А. Ф., Марченка В. И. Макроскопическая теория спиновых волн // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1976. – 70, № 4. – С. 1522–1538.

9. Барьяхтар В. Г. Симметрия кристалла и структура релаксационных членов в динамических уравнениях движения антиферромагнетиков // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1988 – 94, № 4. – С. 196–206

PECULIARITIES OF LONGITUDINAL SOUND PROPAGATION IN IRON BORATE. AZIMUTH DEPENDENCIES

V. I. Khizhnyi, V. V. Tarakanov, A. P. Korolyuk, T. M. Khizhnaya, M. B. Strugatsky

Evolution of magneto-field dependencies of amplitude- and-phase transmission coefficient for 180 MHz longitudinal ultrasound in iron borate platelet under direction variation of external magnetic field in base plate of crystal is experimentally studied.

Key words: iron borate, magnetoclastic coupling, longitudinal ultrasound, piezomagnetism.

ОСОБЛИВОСТІ ПОШИРЕННЯ ПОЗДОВЖНЬОГО ЗВУКУ В БОРАТІ ЗАЛІЗА. АЗИМУТАЛЬНІ ЗАЛЕЖНОСТІ

В. І. Хижний, В. В. Тараканов, О. П. Королюк, Т. М. Хижна, М. Б. Стругацький

На частоті 180 МГц експериментально вивчено еволюцію магнітопольових залежностей амплітуди та фази коефіцієнта проходження акустичної хвилі в пластинці бората заліза при зміні напрямку зовнішнього магнітного поля в базисній площині кристалла.

Ключові слова: борат заліза, магнітопружний зв'язок, поздовжній ультразвук, п'єзомагнетизм.

Рукопись поступила 14 августа 2009 г.