

УДК 537.634.2

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ТРЕХВОЛНОВОЕ МАГНИТОУПРУГОЕ СВЯЗЫВАНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛЕ FeBO_3

Евстафьев А.И.^{1,2}, Преображенский В.Л.^{2,3}, Перно Ф.², Бержанский В.Н.¹

Joint European Laboratory LEMAC:

¹*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина*

²*IEMN-DOAE-UMR CNRS 8520, Ecole Centrale de Lille, 59651 Villeneuve d'Ascq, France*

³*Научный центр волновых исследований (НЦВИ ИОФ РАН), Москва, Россия*

*E-mail: alexander.yves@gmail.com, vladimir.preobrajenski@iemn.univ-lille1.fr,
philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr, berj@pop.cris.net*

Экспериментально и теоретически исследована параметрическая генерация связанных триад магнитоупругих волн в кристалле FeBO_3 под поперечной электромагнитной накачкой при температурах 77К – 293К. Теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Изучены магнитоупругие свойства монокристалла в низких температурах, исследован нелинейный сдвиг частоты резонансной моды образца бората железа.

Ключевые слова: магнитоупругие волны, трехбозонное связывание, нелинейный сдвиг частоты

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение связанных триад гибридных магнитоупругих волн (квазифононов) в магнитоупорядоченной среде представляют собой интерес в качестве примера трехбозонных равновесных состояний в конденсированных средах. Наиболее подходящими объектами для изучения трехквазифононных возбуждений являются антиферромагнетики с анизотропией типа «легкая плоскость» (АФЛП) вследствие очень сильного нелинейного взаимодействия квазифононов в этом типе магнитных кристаллов [1]. Связывание трех квазифононов недавно удалось наблюдать в легкоплоскостной фазе антиферромагнитного кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ под гомогенной РЧ электромагнитной накачкой [2,3]. Теоретический анализ [2,4] показал наличие нескольких специфических динамических характеристик, которые отличают трехволновое параметрическое связывание от хорошо изученного [7,8] параметрического возбуждения квазифононных пар. Первое отличие – это зависимость порога неустойчивости не только от амплитуды электромагнитной накачки, но и от числа первоначальных квазифононов (т.е. от амплитуды начальной магнитоупругой волны). Второе отличие – это взрывное увеличение числа квазифононов вплоть до создания сингулярности амплитуд связанных волн в конечный промежуток времени накачки за порогом неустойчивости. Для бегущих магнитоупругих волн (МУВ) запороговое усиление сопровождается пространственной локализацией возбуждений [4]. Было показано, что запороговое ограничение амплитуд возбужденных волн в кристалле $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ вызвано, прежде всего, нелинейным

сдвигом частоты (НСЧ) магнитоупругих мод [2]. Взрывная неустойчивость в α -Fe₂O₃ была достигнута, когда эффект НСЧ компенсировался соответствующей квазисингулярной модуляцией фазы поля электромагнитной накачки [3].

В дальнейшем исследование взрывной неустойчивости магнитоупругих возбуждений распространено на монокристалл FeBO₃ в котором также удалось экспериментально пронаблюдать эффект трех квазифононного параметрического возбуждения [12]. Борат железа имеет ту же группу симметрии, что и α -Fe₂O₃, обладает антиферромагнетизмом и анизотропией типа «легкая плоскость». Этот кристалл демонстрирует сильное магнитоупругое взаимодействие, приводящее к особенностям при возбуждении МУВ как в линейном [5,6], так и нелинейном режиме, например, при параметрическом возбуждении квазифононных пар [7,8].

Однако температура Нееля в FeBO₃ значительно ниже, чем в α -Fe₂O₃, и находится вблизи комнатной температуры $T_N=348\text{K}$. По этой причине исследование трехквазифононного связывания [11] целесообразно проводить при низких температурах, когда эффективность магнитоупругого взаимодействия существенно возрастает. Первые результаты низкотемпературных исследований были опубликованы в [13]. В данной работе проведено исследование резонансного возбуждения магнитоупругих волн в диапазоне температур от 77 до 293K как в линейном, так и нелинейном режимах.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ БОРАТА ЖЕЛЕЗА В ЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ

Эксперименты по исследованию магнитоупругих свойств образца бората железа были проведены на установке, схема которой изображена на рис. 1.

Образец являлся высококачественным монокристаллом бората железа, выращенным в лаборатории роста кристаллов ТНУ им. В.И.Вернадского, и имел форму диска диаметром 3 мм и толщиной 0.1 мм. Базовая плоскость кристалла была параллельна плоскости образца.

Образец помещался в небольшую герметичную камеру, вокруг которой были намотаны две скрещенные катушки. Одна из них использовалась для возбуждения МУ волн, другая для их детектирования. Камера использовалась для того, чтобы в экспериментах при низких температурах жидкий азот не менял упругих граничных условий образца. Обе скрещенные катушки подключались к панорамному измерителю Hewlett Packard 4195A, который управлялся с компьютера по интерфейсу GPIB и снимал спектральные зависимости. Постоянное поле подмагничивания контролировалось гауссметром, подключенным к компьютеру, и менялось с помощью программируемого блока питания Tti TSX 1820P.

Для проведения экспериментов была выбрана фундаментальная контурная мода с резонансной частотой в окрестности $\omega=1.3\text{ МГц}$. Измерения проводились в диапазоне температур 77 – 293 K и подмагничивающих полей 10 -2000 Э.

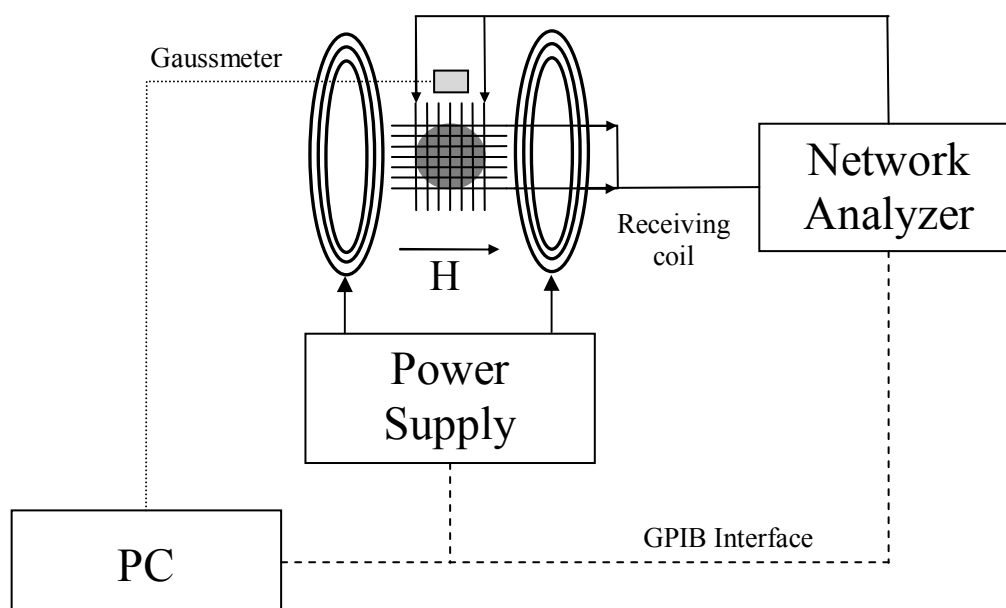


Рис. 1. Схема установки для исследования резонансных свойств бората.

Были измерены зависимости параметров магнитоакустической резонансной моды: значения ее частоты и добротности от величины постоянного подмагничивающего поля в линейном режиме ($h \ll H$) при непрерывной и импульсной накачке.

Полевые зависимости резонансной частоты были аппроксимированы известным выражением [1,5]:

$$\omega_n = \omega_{n0}(T) \sqrt{1 - \zeta_n^2(H, T)}, \quad (1)$$

где $\zeta_n(H, T)$ – коэффициент магнитоупругой связи, ω_{n0} – резонансная частота в насыщающем магнитном поле H . Для полей H , малых по сравнению с полем Дзялошинского H_D , которое отвечает за образование слабого ферромагнитного момента антиферромагнетика, зависимость ω_n от H описывается выражением [1,5]:

$$\zeta_n^2(H, T) = \frac{H_{ms}^{(1)}(T)}{H + H_{ms}^{(2)}(T)}, \quad (2)$$

где $H_{ms}^{(1,2)}(T) = 2H_E H_{me}^{(1,2)} / H_D$ – параметры магнитоупругой щели, которые зависят от температуры. Здесь H_E – обменное поле, $H_{me}^{(1,2)}$ – эффективные магнитоупругие поля. Экспериментальные и аппроксимированные формулами (1,2) зависимости резонансной частоты от постоянного магнитного поля при различных температурах показаны на рис. 2. Значения ω_{n0} , $H_{ms}^{(1)}$ и $H_{ms}^{(2)}$, рассчитанные для разных температур на основе уравнений (1,2) представлены в Таблице 1.

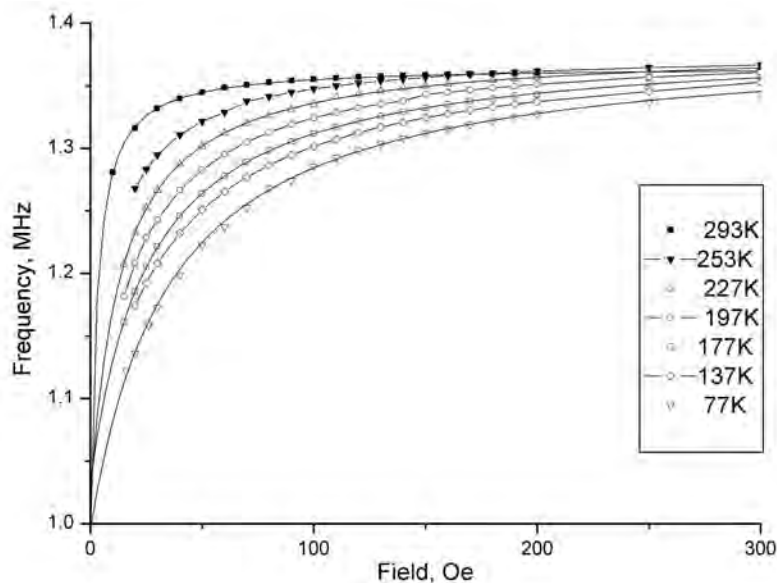


Рис. 2. Зависимости резонансной частоты контурной моды от постоянного магнитного поля H при различных температурах. Символы – эксперимент, сплошные линии – аппроксимация по формулам (1,2).

Таблица 1
Зависимости параметров МА моды FeBO_3 от температуры

Parameter\Temp	293 K	227 K	177 K	77 K
$\omega_{n0}/2\pi$, MHz	1.377	1.380	1.384	1.388
$H_{ms}^{(1)}$, Oe	1.7	7.4	13.2	26.6
$H_{ms}^{(2)}$, Oe	4.1	16.5	29.7	57.1

Влияние постоянного магнитного поля на магнитоупругий резонанс в FeBO_3 аналогичен подобному эффекту в гематите [3]. Однако, в отличие от бората железа, в гематите при понижении температуры происходит спин-переориентационный (переход Морина) – кристалл становится магнитно одноосным. При этом существенно меняется магнитоупругое взаимодействие, что делает невозможным проведение подобных измерений в гематите при низких температурах.

Как видно из рис. 2 максимальное изменение резонансной частоты МУ колебаний при $T=273\text{K}$ в диапазоне полей $10\text{ Э} - 2\text{ кЭ}$ составляет около 7%, в то время как при 77K оно возрастает в 3 раза и составляет уже 22%. Коэффициент магнитоупругой связи в поле $H = 10\text{ Э}$ с понижением температуры увеличивается почти в 2 раза с 0.35 при 293K до 0.62 при 77 K (рис. 3). Это повышение вызвано соответствующим изменением магнитных и магнитоупругих параметров кристалла, которые определяют значение $H_{ms}^{(1,2)}$ и приводят к их почти 10-кратному

увеличению (табл. 1). Уменьшение коэффициента магнитоупругой связи (рис. 2) и соответствующее увеличение резонансной частоты (рис. 1) при увеличении поля подмагничивания связано с возрастанием «жесткости» магнитной подсистемы кристаллов и соответствующим уменьшением МУ восприимчивости. В связи с таким увеличением коэффициента магнитоупругой связи при низких температурах следует ожидать и более сильных нелинейных магнитоупругих эффектов.

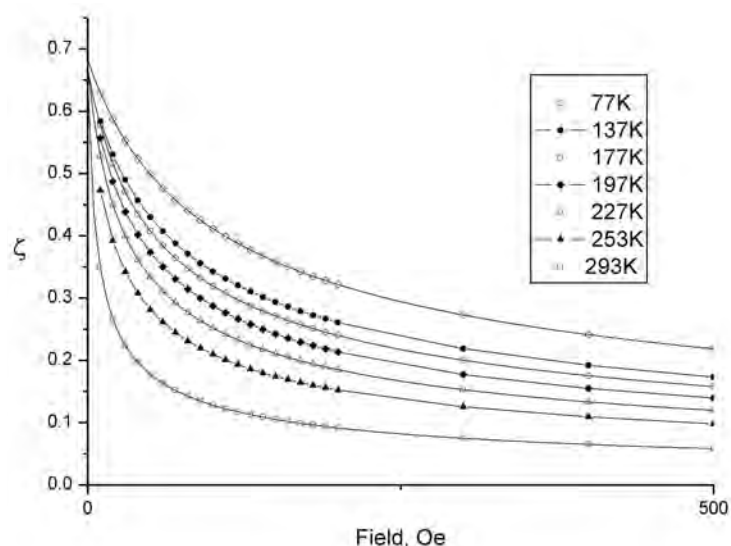


Рис. 3. Зависимость коэффициента магнитоупругой связи от постоянного магнитного поля H при разных температурах.

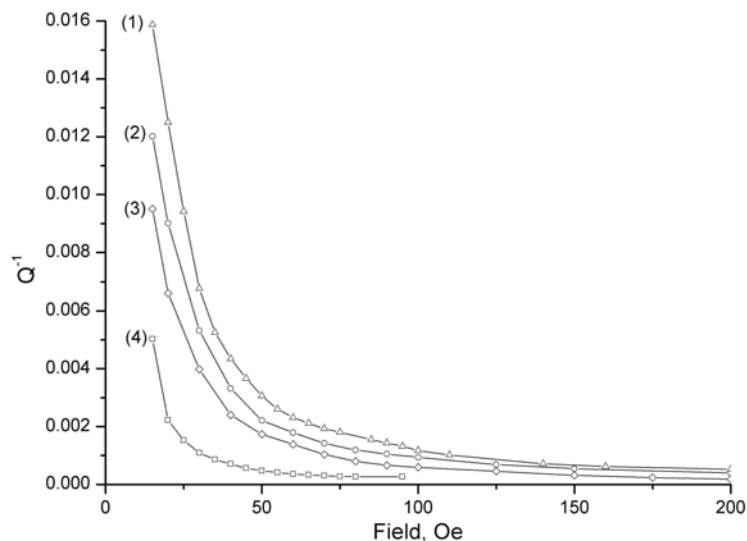


Рис. 4. Зависимость коэффициента затухания магнитоупругой моды от постоянного поля H при температурах: 77K (1), 177K (2), 227K (3) и 293K (4).

В качестве рабочей точки для наблюдения трехфононной взрывной неустойчивости при $T=273\text{K}$ было выбрано поле подмагничивания $H = 20$ Э. В этой точке образец уже обладает достаточно большой добротностью и достаточным коэффициентом магнитоупругого взаимодействия. Однако дальнейшее исследование магнитоупругого спектра образца в выбранной рабочей точке позволило обнаружить множество паразитных гармоник возле резонансной моды и в районе удвоенной и утроенной частоты резонансной моды. Как видно из рис. 3, более оптимальная рабочая точка для наблюдения трехфононной взрывной неустойчивости может быть найдена при низких температурах.

Понижение температуры увеличивает чувствительность резонансной частоты моды к изменению постоянного поля подмагничивания вследствие увеличения коэффициента связи ζ , однако рост магнитоупругой связи вызывает также рост вклада магнитной подсистемы в процессы затухания в образце, понижая его акустическую добротность. Добротность при 293K и $H = 20$ Э составляет $Q = 7 \cdot 10^2$, а при 77K в тех же полях она понижается до $Q = 10^2$. Такое сильное уменьшение затрудняет наблюдение запорогового связывания трех квазифонов. Экспериментально измеренные зависимости коэффициента затухания Q^{-1} от постоянного магнитного поля для различных температур приведены на рис. 4. Влияние магнитоупругой связи на акустическое затухание, показанное на рис. 5, построено на основании данных рис. 4 и рис. 2 и формул (1,2).

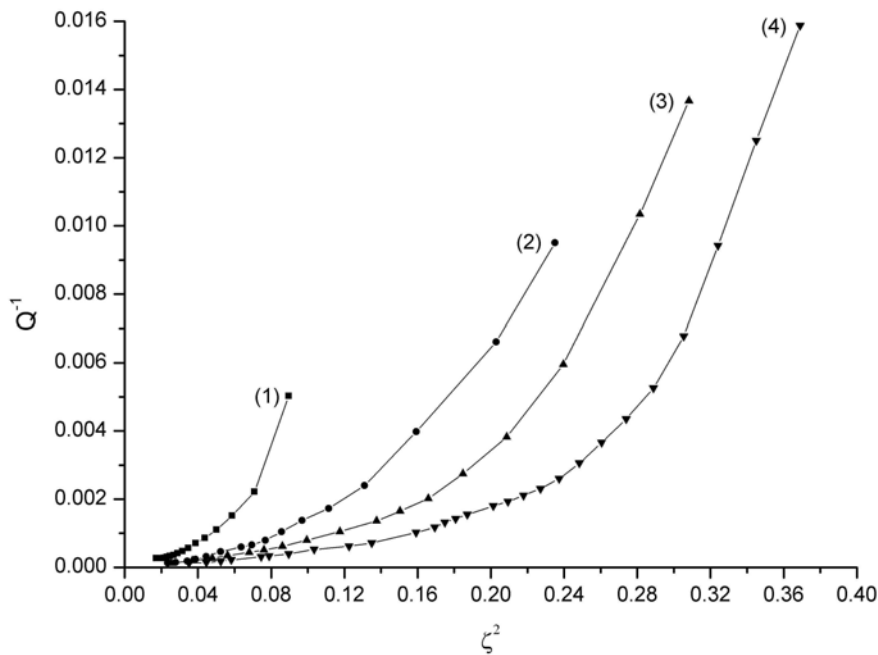


Рис. 5. Зависимости затухания магнитоупругой моды от коэффициента магнитоупругой связи при температурах 293K (1), 227K(2), 177K (3) и 77K (4).

В низких температурах удастся добиться достаточно высоких коэффициента связи и добротности для наблюдения взрывной неустойчивости. Так при 77К добротность порядка 10^3 сочетается с большим коэффициентом связи $\zeta=0.45$ в поле намагничивания $H = 70$ Э. Это поле было выбрано в качестве рабочей точки для дальнейших экспериментов при 77К.

2. НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ FeVO_3 .

При увеличении амплитуды переменного магнитного поля кривая акустического резонанса сдвигается в высокочастотную область, становится несимметричной, а в области асимметрии возникает гистерезис. Эти эффекты являются характерными для нелинейного режима колебаний. Для измерения нелинейного сдвига частоты (НСЧ) образец возбуждался сигналом с генератора качающей частоты различной амплитуды, который подавался на катушку возбуждения. Магнитные осцилляции, сопровождающие акустические колебания, регистрировались катушкой детектирования (рис. 1). Измерения были проведены при 293К и 77К. На рис. 6 представлены резонансные линии при 77К при различных амплитудах возбуждающего магнитного поля, демонстрирующие нелинейный сдвиг частоты.

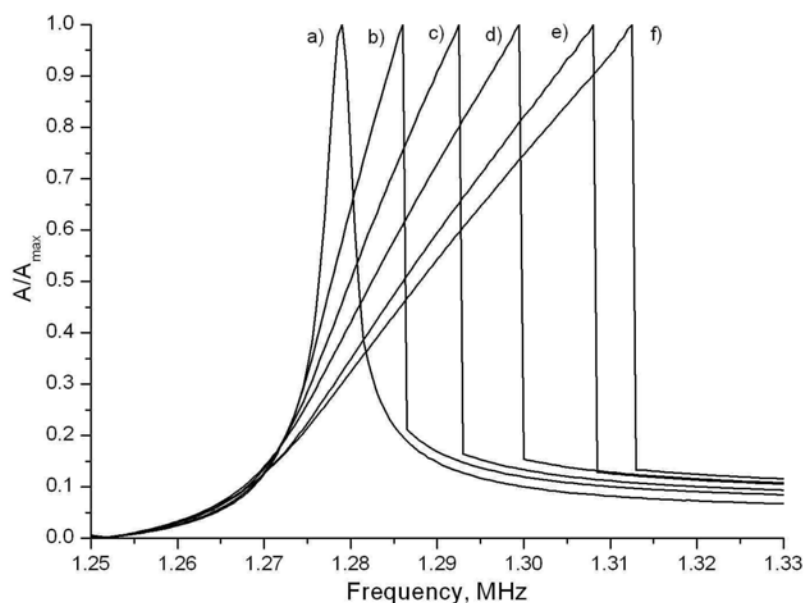


Рис. 6. Форма резонансной линии при различных амплитудах переменного магнитного поля h_0 (Э): (a) 0.1, (b) 1.0 (c) 1.7 (d) 2.0 (e) 2.7 (f) 3.0. $H = 70$ Э, $T = 77$ К.

При больших амплитудах возбуждения проявляется бистабильность нелинейного резонатора, выражающаяся в гистерезисе резонансной линии, как показано на рис. 7. На рис. 8 показаны зависимости НСЧ при 293К и 77К от квадрата амплитуды магнитоупругих колебаний. Причина более сильной

зависимости НСЧ от интенсивности колебаний при 293К в сравнении с аналогичной зависимостью при 77К заключается действии двух факторов: более резкой зависимости частоты резонанса МА моды от магнитного поля (в том числе, и переменного) и более высокой добротности упругих колебаний при высоких температурах.

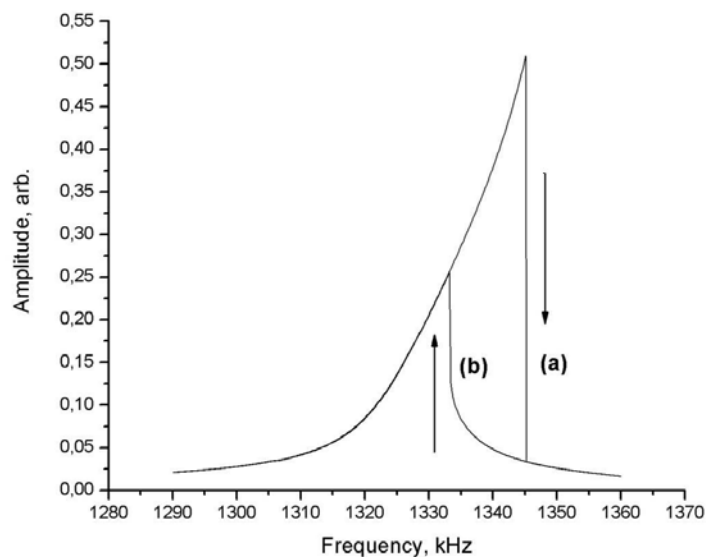


Рис. 7. Бистабильность нелинейного резонатора при больших амплитудах возбуждения при $T=77\text{K}$.

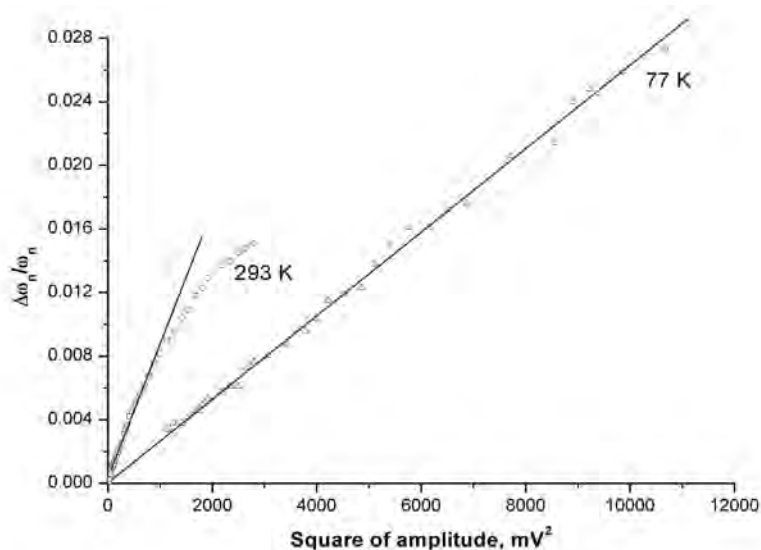


Рис. 8. Зависимости нелинейного сдвига частоты от квадрата амплитуды колебаний при 293К и 77К.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ТРЕХКВАЗИФОНОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 77 К – 293 К.

Техника эксперимента, использованная для изучения трехквазифононного связывания в образце бората железа аналогична той, которая была разработана ранее для гематита [3]. Схема эксперимента представлена на рис. 9. Одна и та же катушка возбуждения использовалась как для возбуждения переменным полем h_0 начальных резонансных МУ колебаний, так и для создания поля накачки h_p при трехфононном связывании. Вторая катушка, ориентированная ортогонально, использовалась для детектирования МУ колебаний образца. Внешнее магнитное поле H было приложено в базовой плоскости образца под углом α около 80 градусов по отношению к переменному магнитному полю катушки накачки. Небольшое отклонение от 90 градусов использовалось для наведения индукции в детектирующей катушке от колебаний ферромагнитного момента.

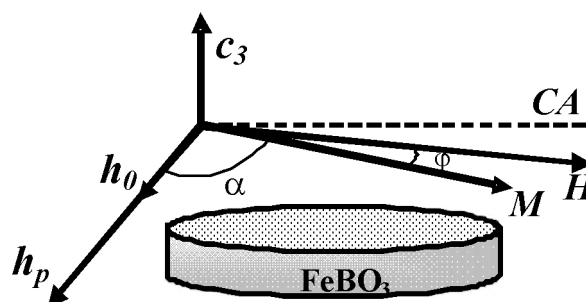


Рис. 9. Схема эксперимента по параметрическому возбуждению квазифононов. H – постоянное магнитное поле, $h_0(\omega_n)$ и $h_p(\omega_{3n})$ – поля в катушке возбуждения от первого и второго импульса, соответственно, M – ферромагнитный вектор. CA – ось катушки детектирования.

Образец возбуждался двумя последовательными электромагнитными импульсами. Первый импульс был на резонансной частоте ω_n выбранной моды n и создавал начальное число квазифононов в образце. Второй импульс с частотой $3\omega_n$ создавал поперечное поле накачки:

$$h_{\perp}(t) = h_p \cos(3\omega_n t + \psi(t)) \quad (3)$$

Фаза переменного поля накачки модулировалась по сингулярному закону, предложенному в [3]:

$$\psi(t) = \psi_0 + \frac{\alpha \cdot Q_n}{\Gamma} \left(\frac{(\Gamma - 1)(1 - e^{-\delta_n t})}{1 - \Gamma(1 - e^{-\delta_n t})} - \frac{\ln(1 - \Gamma(1 - e^{-\delta_n t}))}{\Gamma} \right), \quad (4)$$

где Γ – параметр надкритичности ($\Gamma > 1$), $\delta_n = Q_n^{-1} \omega_n / 2$ – это фактор затухания, обратно пропорциональный времени релаксации резонансной моды, α и ψ_0 являются подгоночными параметрами. Параметры модуляции фазы были выбраны таким образом, чтобы компенсировать НСЧ резонансной моды.

Так как порог взрывной неустойчивости зависит от двух факторов начального уровня возбуждения и величины поля накачки, то амплитуды первого и второго

импульсов были выбраны так, чтобы превосходить порог неустойчивости. Передний и задний фронт первого импульса, а также передний фронт второго импульса, имели огибающую в форме распределения Гаусса, чтобы избежать возбуждения паразитных гармоник, вызванных ступенчатым увеличением амплитуды. Вид импульсов возбуждения использованных для наблюдения параметрического трех квазифононного связывания, представлен на рис. 10.

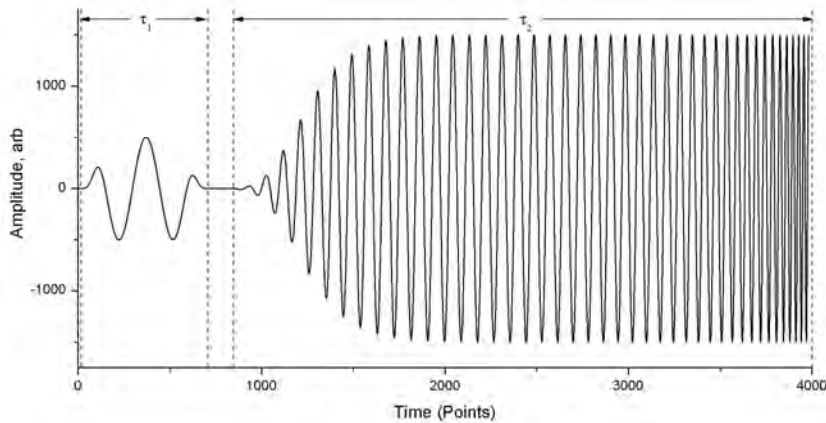


Рис. 10. Последовательность импульсов подкачки τ_1 и частотно-модулированного импульса накачки τ_2 , использованная для наблюдения параметрического трехквазифононного связывания.

Осциллограммы отклика были зарегистрированы с помощью осциллографа, подключенного к детектирующей катушке. Полученные данные были отфильтрованы, чтобы выделить промежуток частот между 1.25 МГц и 1.4 МГц. Результаты исследований при 293К предоставлены на рис. 11.

Наблюдение трехквазифононной взрывной неустойчивости при комнатной температуре осуществлялось при следующих условиях: частота первого импульса $\omega_n/2\pi = 1.322$ МГц, длительность $\tau_1 = 25$ μ s, амплитуда $h_0 = 0.9$ Э, частота второго импульса (импульса накачки) $\omega_{p0} = 3\omega_n$ была промодулирована по закону (4) со следующими параметрами: $Q_n = 700$, $\Gamma = 1.5$, $\alpha = 0.012$. Длительность второго импульса составляла $\tau_2 = 220$ μ s при амплитуде поля накачки $h_p = 15$ Э. Полученная огибающая взрывного развития трехквазифононного процесса представлена на рис. 11(а). Взрывной рост амплитуды колебаний ограничивается нелинейностями более высоких порядков. Биения, которые наблюдаются после окончания импульса накачки, были вызваны взаимодействием выбранной моды с другой модой на частоте 1.361 МГц. Последняя возбуждалась вследствие НСЧ выбранной моды при большой амплитуде колебаний. В отсутствие частотной модуляции взрывное поведение не наблюдалось (рис. 11(б)). В отсутствие импульса накачки образец релаксировал как резонатор с добротностью $Q = 700$ (рис. 11(с)). Если был подан только импульс накачки без начального возбуждения фононов, параметрического возбуждения не происходило (рис. 11(д)). Небольшое усиление амплитуды колебаний в конце импульса накачки наблюдается вследствие того, что задний фронт импульса накачки представлял собой ступенчатую функцию.

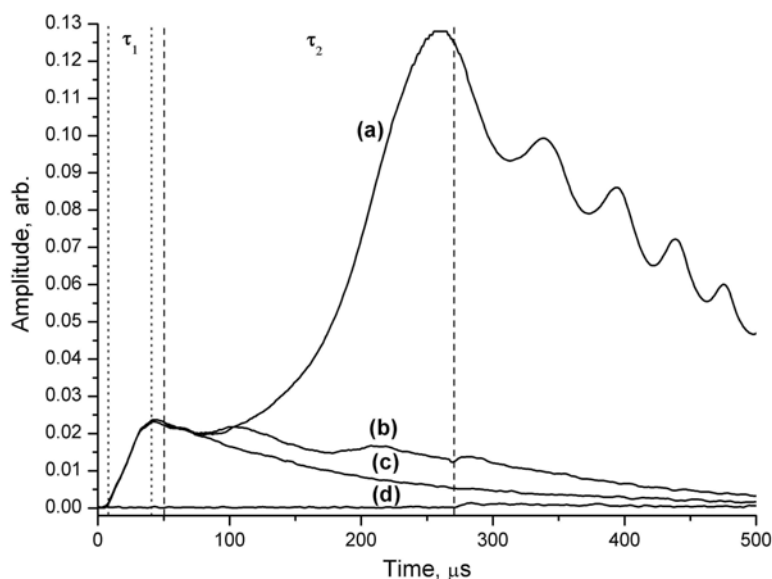


Рис. 11. Экспериментальные временные зависимости амплитуды МУ колебаний при 293 К: (а) – с модуляцией частоты накачки, (б) – без модуляции, (с) – без накачки ($h_p = 0$), (д) – без начального возбуждения ($a_{n0} = 0$); τ_1 , τ_2 – длительности импульсов возбуждения и накачки, соответственно.

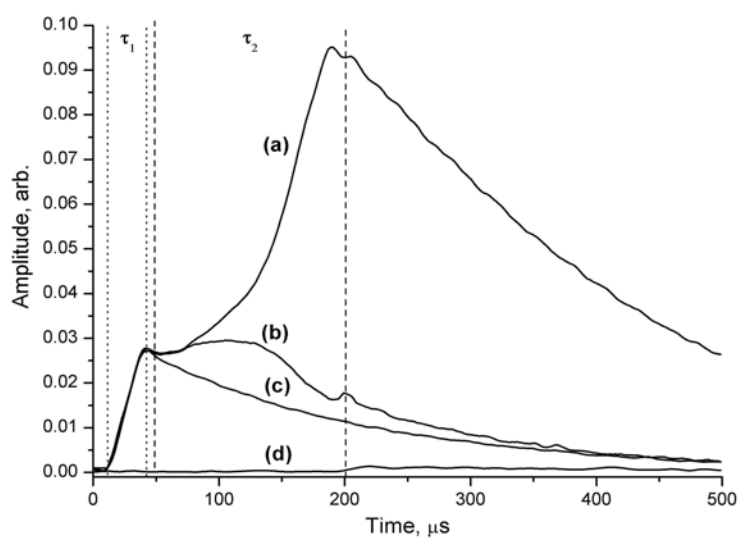


Рис. 12. Экспериментальные временные зависимости амплитуды магнитоупругих колебаний при 77 К: (а) с модуляцией частоты накачки, (б) без модуляции, (с) без накачки ($h_p = 0$), (д) без начального возбуждения ($a_{n0} = 0$); τ_1 , τ_2 – длительности импульсов возбуждения и накачки, соответственно.

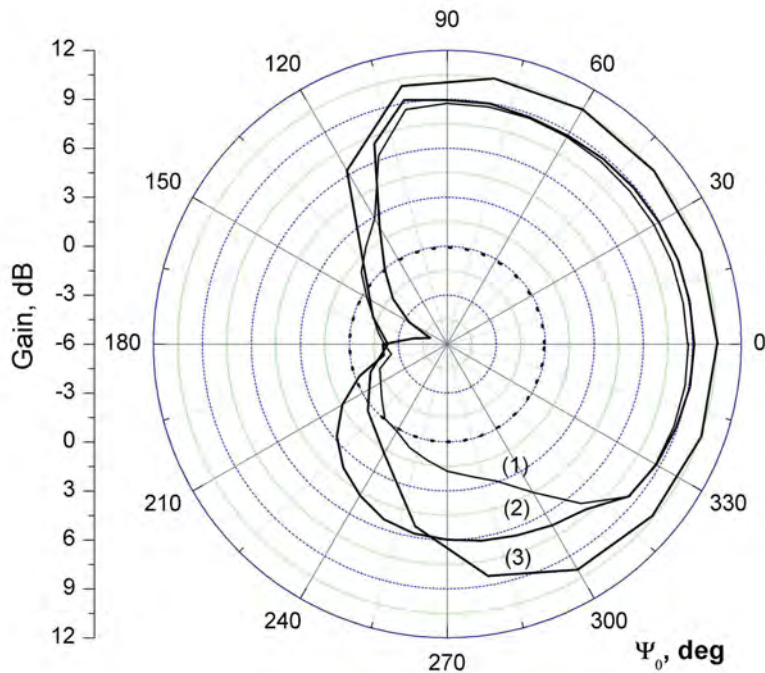


Рис. 13. Фазовая диаграмма трехквазифонного параметрического связывания при температурах 293 К (1 – эксперимент, 2 – теория) и 77 К (3 – эксперимент).

Трехволновое связывание МУ колебаний при низких температуре 77 К было изучено путем погружения образца в жидкий азот. При этом были использованы следующие параметры: частота первого импульса $\omega_n/2\pi = 1.272$ МГц, длительность $\tau_1 = 25$ мкс, амплитуда $h_0 = 1.3$ Э. Частота второго импульса $\omega_{p0}/2\pi = 3.816$ МГц была промодулирована по закону (3,4), длительность $\tau_2 = 150$, амплитуда $h_p = 20$ Э. Огибающая взрывного трехквазифонного процесса представлена на Рис. 13(a).

Результаты качественно аналогичны результатам, полученным при комнатной температуре, в том числе и при изменении условий возбуждения (кривые b, c, d).

Одна из особенностей трехквазифонного процесса это сильная зависимость параметрического усиления от разности фаз между первым и вторым импульсами. Рис. 13 показывает, экспериментальные результаты зависимости трехквазифонного связывания от начального сдвига фазы ψ_0 импульса накачки относительно фазы первого возбуждающего импульса при различных температурах: 293К (1) и 77К (3). Этот график нормализован на уровень амплитуды в условиях только первого импульса и отсутствия импульса накачки (штриховой круг). Трехволновое связывание является стабильным по отношению к изменению фазы в диапазоне от +100 до -45 градусов при 273 К, и +90 до -60 градусов при 77 К. При определенной разнице фаз в окрестности 180 градусов (+/- 45) импульс накачки приводит к подавлению первоначальных МУ колебаний образца, так что амплитуда в конце второго импульса становится ниже, чем она была бы без импульса накачки.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХКВАЗИФОНОННОГО СВЯЗЫВАНИЯ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 77 К – 293 К.

Колебания связанных упругой и магнитной систем в акустическом резонаторе из антиферромагнитного кристалла симметрии D_6^{3d} и магнитной анизотропии типа «легкая плоскость» описываются системой уравнений [3]:

$$\ddot{a}_n + 2\delta_n \dot{a}_n + \omega_{n0}^2 (a_n + \sin 2\varphi) = 0 \quad (5)$$

$$\varphi = [HH_D \cos \varphi + \left(\frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} - HH_D \right) \cos 2\varphi -$$

$$h_{\perp}(t)H_D \sin \varphi - \frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} \zeta_n^2 a_n \sin 2\varphi]^{-1} \times \quad , \quad (6)$$

$$\left(-\frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} \zeta_n^2 \frac{1}{2} a_n \cos 2\varphi + H_D h_{\perp}(t) \cos \varphi \right)$$

где a_n – амплитуда упругих колебаний акустической моды, нормализованная на спонтанные магнитострикционные деформации, ω_{n0} – резонансная частота моды в отсутствие магнитоупругой связи, H – постоянное магнитное поле, приложенное в базовой плоскости кристалла, φ – это угол динамического отклонения магнитного момента от направления H , ω_{f0} – это частота антиферромагнитного резонанса, γ – гиромагнитное отношение, ζ_n – коэффициент магнитоупругой связи моды. Резонансная частота и поле накачки описываются формулами (1) и (3, 4) соответственно. Фазовая модуляция (4) соответствует квадратичной зависимости НСЧ от амплитуды накачки [9,10], которая наблюдается в эксперименте как при 273К, так и 77К (рис.8).

Используя систему уравнений (5) и (6) можно найти условие реализации режима взрывной неустойчивости [2]:

$$\Gamma = \frac{9}{16} Q_n \frac{\zeta_n^4}{1 - \zeta_n^2} \left(\frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 H_D h_p a_{n0} > 1, \quad (7)$$

где a_{n0} – начальная амплитуда колебаний, возбуждаемых на частоте ω_n . Обязательное условие для наблюдения трехквазифононного связывания – это превышение порогового значения $(h_p a_{n0})_{th}$ и переход в надкритический режим $\Gamma > 1$ или $h_p a_{n0} > (h_p a_{n0})_{th}$, где

$$(h_p a_{n0})_{th} = \frac{16}{9} Q_n^{-1} \frac{1 - \zeta_n^2}{\zeta_n^4} \left(\frac{\omega_{f0}}{\gamma} \right)^2 H_D^{-1}$$

Произведение $h_p a_{n0}$ в рабочей точке при температуре 77К примерно на порядок меньше, чем в рабочей точке при комнатной. Разница вызвана

соответствующими увеличением почти 3 раза поля подмагничивания при снижении температуры до 77K, изменением ζ и H_D .

Система уравнений (5), (6) с полем накачки (3) и модуляцией фазы (4) были решены численно. Огибающие результатов симуляции зависимости амплитуды магнитоупругих колебаний от времени при температурах 293K и 77K предоставлены на рис. 13 и рис. 14 соответственно. Вычисленные графики колебаний были обработаны преобразованием Гильберта для построения их огибающих. Согласно экспериментальным условиям следующие параметры использовались для расчетов при 293K: $Q_n = 700$, $\Gamma = 1.5$, $\alpha = 0.012$, $\zeta = 0.26$, $H = 20$ Э, $h_p = 15$ Э, начальные значения амплитуды $a_{n0} = 3.5$ и фазы $\psi_0 = \pi/2$. В соответствии с экспериментально полученными результатами, взрывное усиление наблюдалось, когда частота второго импульса модулировалась предложенным законом (4) (рис. 14(a)). Когда частотная модуляция импульса накачки выключалась, взрывное усиление не наблюдалось (рис. 14.(b)). Если начальный уровень возбуждений a_{n0} принимался равный нулю, взрывная неустойчивость не наблюдалась ни при каких условиях (рис. 14(c)).

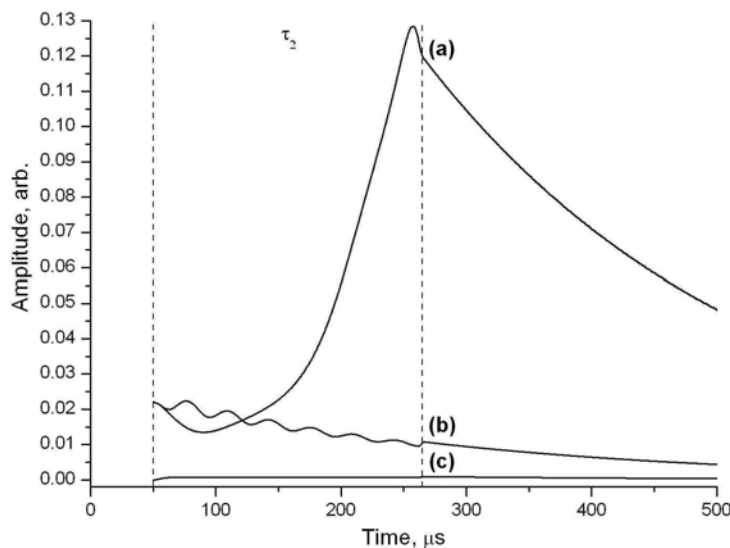


Рис. 14. Теоретические зависимости амплитуды магнитоупругих колебаний при 293 K: (a) – с частотной модуляцией, (b) – без модуляции и (c) – без начального возбуждения $h_0 = 0$, τ_2 – длительность импульса накачки.

Для расчетов, соответствующих температуре 77K, использовались следующие параметры: $Q_n = 10^3$, $\Gamma = 2.2$, $\alpha = 0.003$, $\zeta = 0.45$, $H = 70$ Ое, $h_p = 20$ Э, начальная амплитуда $a_{n0} = 0.17$ и фаза равная $\psi_0 = \pi/2$. Результаты низкотемпературных расчетов предоставлены на рис. 15. Как и при комнатной температуре, взрывное усиление амплитуды колебаний наблюдалось, только в том случае, когда частота импульса накачки модулировалась по закону (4) (рис. 15(a)).

Результаты численных расчетов, предоставленные на рис. 14 и рис. 15 хорошо согласуются с экспериментальными результатами, представленными на Рис. 11 и рис. 12.

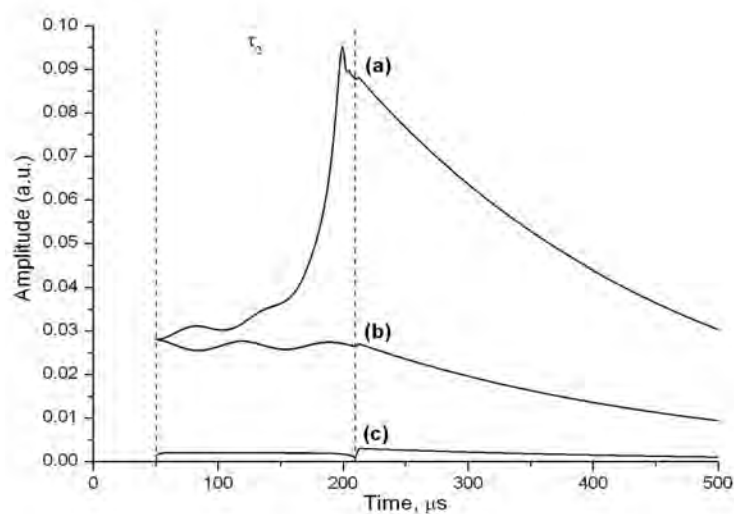


Рис. 15. Теоретические зависимости амплитуды магнитоупругих колебаний при 293 К: (а) с частотной модуляцией, (б) без модуляции и (с) без начального возбуждения $h_0 = 0$, τ_2 – длительность импульса накачки.

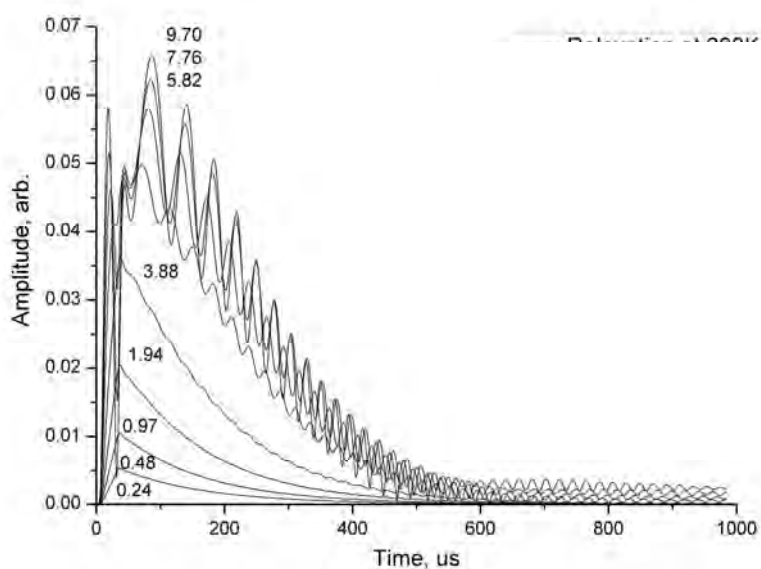


Рис. 16. Свободная релаксация магнитоупругих колебаний контурной моды при 293 К при возбуждении соответствующими амплитудами подкачки h_0 (в Э).

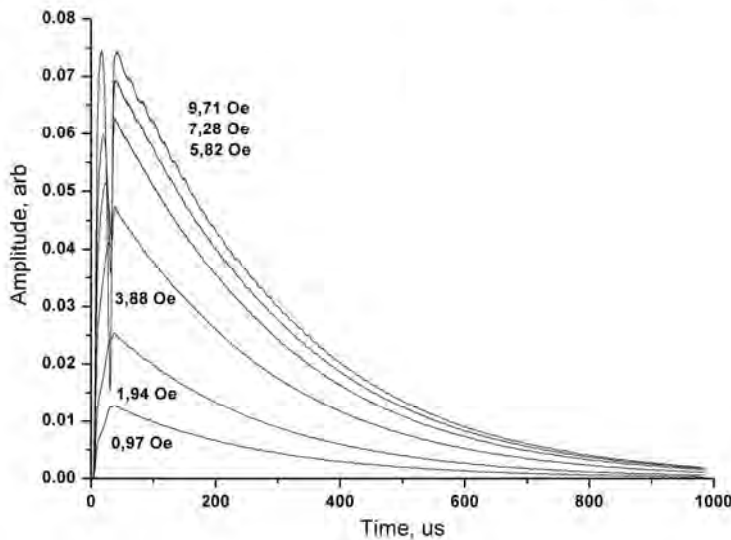


Рис. 17. Свободная релаксация магнитоупругих колебаний контурной моды при 77 К при возбуждении соответствующими амплитудами подкачки h_0 (в Э).

Теоретически рассчитанная фазовая диаграмма запорогового усиления при 293 К (рис. 13(2)) также согласуется с экспериментальными данными при 293 К (рис. 12(1)). Главное различие между взрывной динамикой при 293 К и 77 К выражается в длине временного интервала развития неустойчивости, соответственно, 220 мкс и 160 мкс, а также в величине усиления, которая в 2 раза выше при 293 К. Отношение поля накачки к постоянному полю в экспериментах при 77 К было ниже в сравнении с отношением при комнатной температуре. Несмотря на это, времена нарастания и насыщения запороговых возбуждений существенно короче при 77 К, чем при 293 К вследствие более сильной магнитоупругой связи и большего параметра надкритичности при низкой температуре.

На рис. 16 приведены релаксационные кривые контурной магнитоупругой моды при разных амплитудах первого импульса (подкачки) при 293 К (амплитуды приведены в эрстедах, длительность импульса 20 мкс). В данном случае импульс накачки не подавался. Характер релаксации совпадает с релаксацией образца на графике развития трехфононного процесса рис. 11 после прекращения воздействия импульса накачки. Образец в обоих случаях релаксирует с добротностью $Q = 700$. Биения на высоких амплитудах возникают вследствие возбуждения близлежащей моды. На рис. 17 предоставлены аналогичные релаксационные кривые для температуры 77 К. Образец релаксирует, как и на рис. 12., с добротностью $Q = 1100$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Трех квазифононное связывание, наблюдаемое в монокристалле бората железа FeBO_3 при поперечной электромагнитной накачке, как в комнатной, так и в низкой температурах, демонстрирует типичные характеристики параметрического

возбуждения бозонных триад. Параметрическое усиление триад развивается как взрывная неустойчивость. Порог неустойчивости зависит от амплитуды накачки и амплитуды первоначальных колебаний. Параметрическое усиление ограничено нелинейным сдвигом частоты квазифононов. Когда этот механизм ограничения компенсируется соответствующей модуляцией фазы поля накачки, дальнейшие ограничения определяются нелинейностями магнитоупругой системы высоких порядков. Все эти особенности процесса достаточно хорошо описываются сильно нелинейной моделью магнитоупругих взаимодействий в антиферромагнетике. Наблюдение взрывного усиления квазифононов в FeBO_3 при различных температурах требует оптимального выбора постоянного поля подмагничивания для сочетания достаточно высокого коэффициента магнитоупругой связи с достаточно низким вкладом магнитной составляющей в процессы диссипации упругих возбуждений.

Авторы благодарят Ягупова С.А. и Стругацкого М.Б. за предоставленный кристалл FeBO_3 . Работа была выполнена при поддержке гранта № F33.7/001 Украинского Фонда фундаментальных исследований и посольства Франции в Украине.

Список литературы

1. Ожогин В.И. Анггармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков / Ожогин В.И., Преображенский В.Л. // УФН. – 1988. – Т.155, Вып.4. – С. 593-621.
2. Three-phonon coupled excitations in an antiferromagnet / Preobrazhenskii V.L., Rudenko V.V., Pernod P., and Ozhogin V.I. // JETP Lett. – 2007. – 86 – С. 348
3. Explosive instability of quasi-phonon triads in antiferromagnet under frequency modulated electromagnetic field / Preobrazhensky V., Yevstafyev O., Pernod P., Berzhansky V. // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 2010. – V.322. - N.6. – С.585-588
4. Preobrazhensky V. Explosive dynamics and localization of wave triads in a coupled magnetoelastic system / Preobrazhensky V., Bou Matar O., Pernod P. // Phys. Rev.E. – 2008. – 046603. – С.78
5. Seavey M.H. Acoustic resonance in the easy-plane weak ferromagnets $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ and FeBO_3 / Seavey M.H. // Solid State Commun. – 1972. – No. 10. – p.219.
6. Strugatsky M.B. Acoustic resonances in antiferromagnet FeBO_3 / Strugatsky M.B., Skibinsky K.M. // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 2007. – 309 (1). – p.64-70.
7. Andrienko A.V. Study of parallel pumping of magnetoelastic waves in an antiferromagnetic FeBO_3 / Andrienko A.V., Safonov V.L., Yamazaki H. // Journ. Phys.Soc.Japan. – 1998. – V.67, N8. – P.2893-2903.
8. Kotyuzhanski V.Ya. Study of parametric excitation of magnons and phonons in antiferromagnetic FeBO_3 / Kotyuzhanski V.Ya., Prozorova L.A. // Sov. Phys. JETPh. – 1982. – V.83, N4. – P.1567-1575.
9. Pernod P. Dynamic control of elasticity by means of ultrasound excitation in antiferromagnet / Pernod P., Preobrazhensky V. // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 1998. – V.184. – P.173-178.
10. Fetisov Yu. Bistability in a nonlinear magnetoacoustic resonator / Fetisov Yu., Preobrazhensky V., Pernod P. // Journ. of Commun. Tech. and Electr. – 2006. – Vol. 51, N°2. – pp.218-230.
11. Explosive instability of ultrasonic triads under frequency modulated electromagnetic pumping / Preobrazhensky V., Yevstafyev O., Pernod P., Berzhansky V. // Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium, Rome. – 2009. – pp. 2100-2102.
12. Взрывная динамика трехфононной неустойчивости в магнитоупругой системе FeBO_3 / Евстафьев А.И., Преображенский В.Л., Перно Ф., Бержанский В.Н. // Ученые записки

Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Серия «Физико-математические науки». – 2010. – №1, Ч1. – С. 81-93.

13. Three wave coupling and explosive instability of magneto-elastic excitations in FeBO_3 single crystal / Yevstafyev O., Preobrazhensky V., Pernod P., Berzhansky V. // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 2011. – V.323. – P.1568-1573.

Євстаф'єв О.І. Низькотемпературне трьоххвонне магнітопружне спаровування у монокристалі FeBO_3 / **Євстаф'єв О.І., Преображенський В.Л., Перно Ф., Бержанський В.Н.** // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), №3. – С. 159-173.

Експериментально та теоретично досліджена параметрична генерація спарених триад магнітопружних волн у кристалі FeBO_3 під поперечною електромагнітною накачкою у температурах 77 К – 293 К. Теоретичні розрахунки добре узгоджуються з експериментальними результатами. Досліджено магнітопружні властивості монокристалу при низьких температурах, досліджено нелінійний зсув частоти резонансної моди зразка бората заліза.

Ключові слова: магнітопружні хвилі, запорогова вибухова динаміка, трьохбозонне спаровування.

Yevstafyev O. Low temperature three wave magnetoelastic coupling in FeBO_3 single crystal / **Yevstafyev O., Preobrazhensky V.L., Pernod P., Berzhansky V.N.** // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010 – Vol. 23(62), No.3. – P. 159-173.

Parametrical generation of coupled magnetoelastic wave triads has been studied experimentally and theoretically in FeBO_3 single crystal under transversal electromagnetic pumping at the temperatures 77K – 293K. Theoretical calculations are in good agreement with experimentally obtained results. Magnetoelastic properties of the sample have been studied in low temperatures, nonlinear frequency shift of the resonance mode of iron borate sample has been researched.

Keywords: magnetoelastic waves, three-boson coupling, nonlinear frequency shift.

Поступила в редакцію 04.11.2010 г.