ЖЭТФ, 2000, том 117, вып. 3, стр. 582–592 © 2000

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ФОНОНОВ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ α-Fe_2O_3

*А. В. Андриенко**

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 сентября 1999 г.

В легкоплоскостном антиферромагнетике α-Fe_2O_3 исследовано параметрическое возбуждение магнитоупругих волн методами параллельной и перпендикулярной СВЧ-накачек в широких диапазонах частот, магнитных полей и температур и измерены пороги параметрического резонанса. Исследованы частоты собственных магнитоупругих колебаний образца в зависимости от магнитного поля и температуры. Из результатов измерений рассчитаны параметры спектра магнитоупругих волн и скорость релаксации возбуждаемых квазифононов. Проведен анализ возможных механизмов затухания квазифононов.

PACS: 75.80, 72.55.+s

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач экспериментальной физики диэлектриков является исследование спектров и скорости релаксации элементарных упругих и магнитных возбуждений — фононов и магнонов. Фононы обычно возбуждаются и регистрируются приклеенными к образцу пьезодатчиками, а наиболее мощным методом исследования скорости релаксации электронных и ядерных магнонов является их параметрическое возбуждение методом СВЧ-накачки (см. обзоры [1–3]). Благодаря сильному магнитоупругому взаимодействию в легкоплоскостных антиферромагнетиках удается возбуждать магнитным СВЧ-полем также и параметрические фононы. Эта методика открывает возможность исследования релаксации фононов в образце, акустически не нагруженном на пьезопреобразователи.

При превышении магнитным СВЧ-полем $h\cos\omega_p t$ порогового значения h_c в образце развивается параметрическая неустойчивость относительно распада кванта накачки на пару фононов с равными и противоположно направленными волновыми векторами (k и $-k$) и суммой частот, равной ω_p. Будем рассматривать только случай вырожденной накачки, при которой рождаются волны одной ветви спектра с половинной частотой ($\omega = \omega_p/2$). Основные преимущества метода параметрического резонанса состоят в возбуждении узкого волнового пакета ($\Delta k \ll k$) и в возможности определения скоростей релаксации γ_k параметрических волн по величине порогового поля h_c, при котором развивается неустойчивость. Для случая вырожденной накачки

$$h_c = \min(\gamma_k/V). \quad (1)$$

Здесь $V = (\partial\omega/\partial H)/2$ — коэффициент связи волн с СВЧ-полем, который определяется величиной эффективного магнитного момента возбуждаемой волны, $\omega = \omega(k, H)$ — закон дисперсии возбуждаемых волн, H — статическое магнитное поле.

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Отличительной особенностью легкоплоскостных антиферромагнетиков является наличие низкоактивационной — квазиферромагнитной (f) — ветви спектра спиновых волн и так называемого эффекта обменного усиления магнитоупругих взаимодействий (см., например, обзор [4]). Магнитоупругое взаимодействие приводит к сильному перемешиванию исходно чистых квазиферромагнитной и упругих мод, в результате чего колебания новой квазифононной ветви приобретают магнитный момент и, следовательно, не равный нулю коэффициент свя-

*E-mail: andrienko@imp.kiae.ru

зи с магнитным СВЧ-полем накачки, V. Спектры связанных квазимагнонной и квазифононной ветвей колебаний имеют вид

$$\omega_{1k} = \left[g^2 H(H+H_D) + g(H_{\Delta 2})^2 + v^2k^2\right]^{1/2}, \quad (2a)$$

$$\omega_{ph} = c\left[1 - (gH_{\Delta 1}/\omega_{fk})^2\right]^{1/2} k = \tilde{c}k. \quad (2б)$$

Здесь H_D — поле Дзялошинского, g — гиромагнитная константа, $H_{\Delta 1}$ — константа магнитоупругого взаимодействия, $gH_{\Delta 2}$ — магнитострикционная щель в спектре спиновых волн, v — скорость спиновых волн, c — неперенормированная скорость звука. Обычно в исследуемом нами диапазоне частот $\omega_{ph}/2\pi \sim 10^9$ Гц, слагаемым v^2k^2 в (2б) можно пренебречь, т. е. считать, что перенормированная скорость звука $\tilde{c} = \tilde{c}(H,k)$ не зависит от волнового вектора. Однако гематит является самым высокотемпературным антиферромагнетиком с рекордными значениями обменного поля и скорости спиновых волн. В результате слагаемое v^2k^2 оказывается существенным уже при $k \sim 10^4$ см$^{-1}$, что сильно усложняет все формулы и обработку экспериментальных результатов.

В зависимости от взаимной ориентации статического $\mathbf{H}$ и СВЧ $\mathbf{h}(t)$ магнитных полей в базисной плоскости кристалла различают два способа параметрического возбуждения (две геометрии накачки): перпендикулярная накачка $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$ и параллельная накачка $\mathbf{H} \parallel \mathbf{h}$. Эти два способа принципиально отличаются механизмом связи СВЧ-поля с возбуждаемыми фононами. Так, в случае перпендикулярной накачки переменное поле линейно возбуждает на крыле линии однородные колебания квазиферромагнитной ветви спектра. Благодаря нелинейному магнитоупругому взаимодействию эти колебания пороговым образом рождают фононы. В случае же параллельной накачки энергия СВЧ-поля закачивается в магнитную (а затем и в упругую) подсистему как за счет линейного возбуждения однородных колебаний на крыле линии квазиантиферромагнитной ветви, так и через модуляцию спектра квазиферромагнонов и квазифононов. Иными словами, коэффициенты связи $V_\perp$ и $V_\parallel$ формируются разными взаимодействиями поля накачки с магнитной и магнитоупругой подсистемами кристалла. По этой причине представляет интерес изучение параметрического возбуждения фононов как при перпендикулярной, так и при параллельной взаимной ориентациях магнитных полей.

Впервые в условиях перпендикулярной накачки параметрическое возбуждение фононов в $CoCO_3$ (на частоте $\omega_p/2\pi = 50$ ГГц) наблюдали Боровик-Романов, Жотиков и Крейнес [5], а в $FeBO_3$ (на частоте $\omega_p/2\pi = 10$ ГГц) Веттлинг, Янтц и Паттон [6]. Было установлено, что в обоих антиферромагнетиках при $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ пороговым образом возбуждаются поперечные фононы, имеющие частоту $\omega_{ph} = \omega_p/2$ (т. е. реализуется случай вырожденной накачки), однако зависимости величины порогового поля от параметров эксперимента в указанных выше работах детально не изучались. Впоследствии Котюжанским и Прозоровой [7] в $FeBO_3$ на частоте $\omega_p/2\pi = 35$ ГГц были измерены температурная и полевая зависимости для порогового поля $h_\perp$ и сделана оценка скорости релаксации фононов, параметрически возбуждаемых поперечной накачкой.

Параллельная накачка фононов в антиферромагнетиках наблюдалась в работах [8–11] на монокристаллах $FeBO_3$, $CoCO_3$ и α-Fe_2O_3 на частотах $\omega_p/2\pi = (600$–$1400)$ МГц. Наиболее подробно изучен борат железа, в котором и при параллельной накачке возбуждаются поперечные фононы с частотой $\omega_{ph} = \omega_p/2$, а также проведены подробные измерения порогового поля h_c, линейной и нелинейной скоростей релаксации фононов и экспериментально определена связь амплитуды порогового поля со скоростью релаксации фононов.

Настоящая работа посвящена подробному изучению процессов параметрического возбуждения и скорости релаксации фононов в монокристаллах гематита в широких диапазонах экспериментальных параметров при различных геометриях накачки.

3. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Кристаллы гематита имеют ромбоэдрическую симметрию (D_{3d}^6), причем плоскость легкого намагничивания и плоскость роста совпадают с базисной плоскостью кристалла. Температура магнитного упорядочения в легкоплоскостную фазу $T_N = 960$ K. Взаимодействие Дзялошинского—Мориа приводит к скашиванию спинов, в результате которого появляется слабый ферромагнитный момент, лежащий в базисной плоскости. При понижении температуры ниже точки Морина, $T_M \approx 260$ K, в гематите происходит ориентационный фазовый переход в легкоосную антиферромагнитную фазу.

Измерения порога параметрического резонанса фононов проводились на двух монокристаллах антиферромагнитного α-Fe_2O_3. Исследуемые образцы были выращены в Симферопольском университете

В. Н. Селезневым. Они имели форму пластин толщиной 0.35 и 0.39 мм, на которых были заметны ступеньки роста. Линейные размеры образцов в базисной плоскости составляли 2–6 мм.

Параметрическое возбуждение фононов исследовалось на спектрометре дециметрового диапазона [3]. В качестве резонансной поглощающей ячейки использовался открытый медный резонатор в форме цилиндрической спирали диаметром 0.5 см с нагруженной добротностью $Q \sim 500$. Образец крепился к тефлоновому держателю с помощью кармашка из тефлоновой ленты таким образом, что ось резонатора, а следовательно, и поле $\mathbf{h}$ лежали в плоскости легкого намагничивания образца. Резонатор с образцом находился в медном стакане, на который была намотана катушка нагревателя. Вся конструкция помещалась в криостат, заполненный газообразным азотом. Электромагнит вращался таким образом, чтобы статическое поле $\mathbf{H}$ всегда оставалось параллельным плоскости легкого намагничивания. Для возбуждения собственной моды колебаний образца использовалась дополнительная катушка из нескольких витков медного провода, намотанная соосно с резонатором. Диаметр катушки модуляции 2 см.

Измерения проводились в статических магнитных полях $H = 0$–2 кЭ при температурах $T = 250$–480 К в диапазоне частот накачки $\omega_p/2\pi = 0.5$–2 ГГц.

Регистрация параметрического возбуждения фононов проводилась в импульсном режиме СВЧ-генерации по появлению характерного искажения формы импульса, прошедшего через резонатор. Использовались импульсы длительностью 50–300 мкс с частотой повторения 50 Гц. Относительная точность измерения порогового поля h_c на фиксированной частоте накачки составляла 5%, точность же абсолютного измерения 25%.

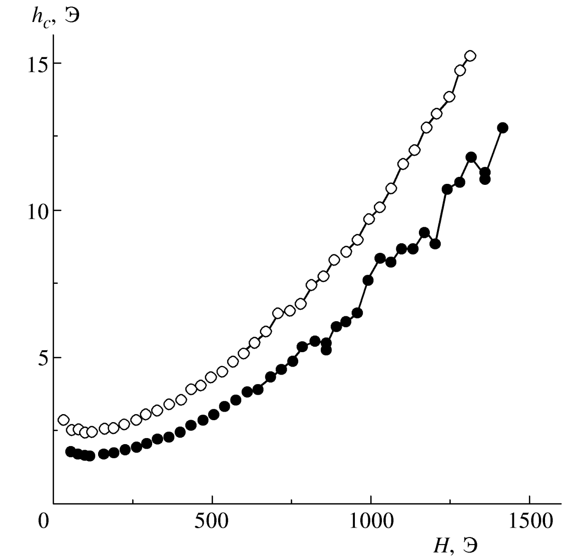

Рис. 1. Зависимости пороговых полей параллельной (○) и перпендикулярной (●) накачек от магнитного поля при $T = 20°$С, $\omega_p/2\pi = 1364$ МГц

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОРОГОВ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Параметрическое возбуждение фононов наблюдалось при любой геометрии статического и СВЧ магнитных полей, лежавших в базисной плоскости кристалла. Типичные зависимости пороговых полей от магнитного поля для различных частот, температур и геометрий накачки приведены на рис. 1, 2. Хорошо видно, что эти зависимости немонотонны: наблюдаются многочисленные провалы, особенно сильные при $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ и низких частотах накачки. Аналогичные минимумы порога наблюдались ранее при накачке фононов в борате железа [8, 10] и были обусловлены возбуждением стоячей магнитоупругой волны с частотой $\omega_p/2$ на толщине пластины. В условиях перпендикулярной накачки таких провалов (резонансов) значительно больше, ввиду того что кроме параметрических фононов с частотой $\omega_{ph} = \omega_p/2$ происходит и линейное возбуждение звука с частотой $\omega_{ph} = \omega_p$. В дальнейшем будет показано, что по мере роста частоты и температуры, а также уменьшения амплитуды статического магнитного поля длина пробега параметрических фононов уменьшается, в результате ослабляется влияние границ образца на порог параметрической неустойчивости и провалы на пороговой кривой постепенно исчезают. Отметим также, что в гематите пороговые поля $h_{c\perp}$ и $h_{c\parallel}$ примерно одинаково зависят от магнитного поля в отличие от $FeBO_3$ и $CoCO_3$, в которых зависимости $h_{c\perp}(H)$ и $h_{c\parallel}(H)$ существенно различаются [10].

На рисунке 3 приведена типичная зависимость порога неустойчивости от геометрии магнитных полей. Условию перпендикулярной накачки соответствует значение $\phi = 0°$. Видно, что в гематите порог максимален при параллельной накачке. Для $FeBO_3$, например, наоборот $h_{c\perp} > h_{c\parallel}$ [10].

На рисунке 4 показан температурный ход $h_{c\perp}$ и $h_{c\parallel}$ при фиксированных значениях частоты накачки

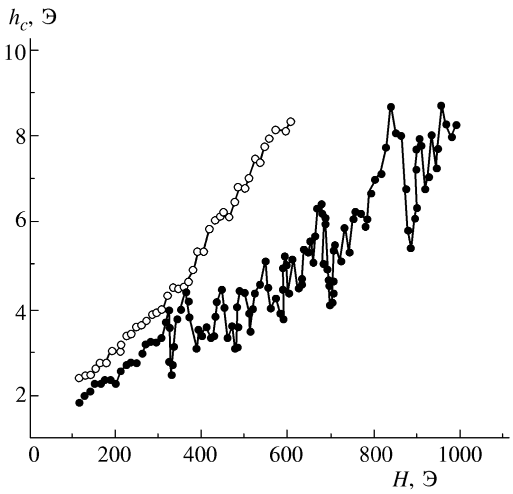

Рис. 2. Зависимости пороговых полей параллельной (○) и перпендикулярной (●) накачек от H при $T = 197$°C, $\omega_p/2\pi = 584$ МГц

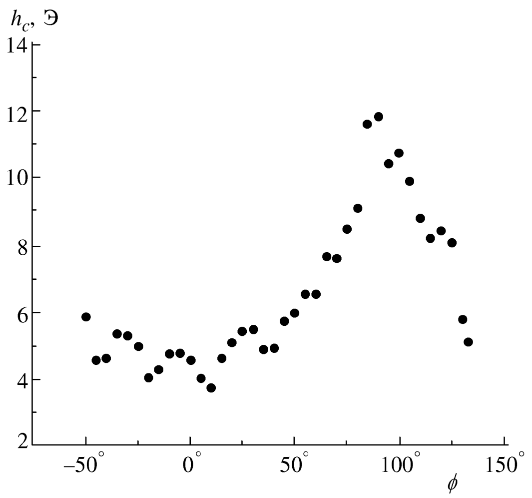

Рис. 3. Угловая зависимость порога параметрической неустойчивости при $T = 172.5$°C, $H = 361$ Э, $\omega_p/2\pi = 1363$ МГц; $\phi = 0$ соответствует условию перпендикулярной накачки

и магнитного поля. Оба поля одинаково зависят от T: наблюдается почти линейный рост $h_c(T)$ за исключением узкой области температур вблизи точки Морина, где происходит резкий рост порога накачки. При температуре ниже T_M параметрического возбуждения фононов не наблюдалось.

На рисунке 5 показаны зависимости порогов от частоты СВЧ-накачки. Хорошо видно, что пороговые поля $h_{c\perp}$ и $h_{c\parallel}$ по-разному зависят от частоты, причем в диапазоне $\omega_p/2\pi > 750$ МГц поле $h_{c\parallel}$ практически пропорционально частоте. При

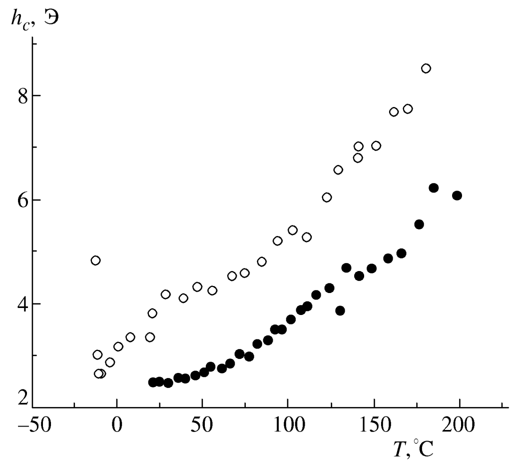

Рис. 4. Температурные зависимости пороговых полей параллельной (○) и перпендикулярной (●) накачек при $H = 425$ Э, $\omega_p/2\pi = 1370$ МГц

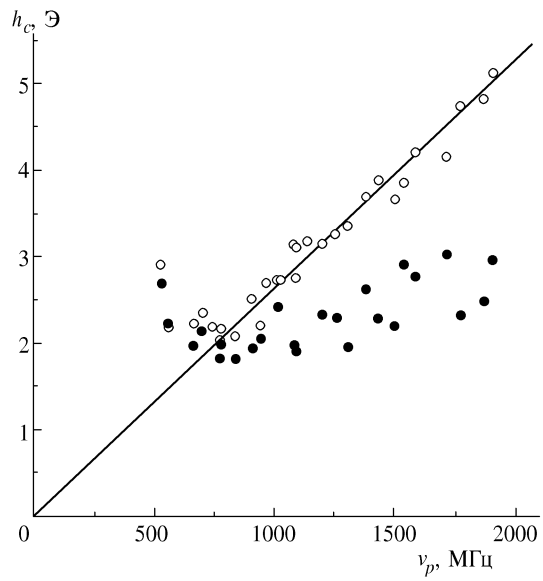

Рис. 5. Зависимости пороговых полей параллельной (○) и перпендикулярной (●) накачек от частоты возбуждающего СВЧ-поля при $T = 20$°C, $H = 425$ Э

$\omega_p/2\pi \le 750$ МГц пороговые поля $h_{c\perp}$ и $h_{c\parallel}$ примерно равны и наблюдается их рост с уменьшением частоты. Отметим, что в $\mathrm{FeBO_3}$ пороговое поле $h_{c\parallel}$ вообще не зависело от частоты накачки [9].

5. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ГЕМАТИТА

Для расчета скорости релаксации фононов по пороговой амплитуде параметрического резонанса необходимо знание магнитных, упругих и магнитоупругих параметров гематита. Их измерению посвящено большое количество работ (см., например, [4, 12–15]). Основное внимание уделяется исследованию спектров спиновых волн и антиферромагнитного резонанса (АФМР), а также скорости звука, которую для удобства обработки экспериментальных результатов запишем в виде

$$\tilde{c} = c\left[1 - \Delta_1/(H + H^2/H_D + \Delta_2 + K)\right]^{1/2}. \qquad (3)$$

Здесь параметры $\Delta_1 = (H_{\Delta 1})^2/H_D$ и $\Delta_2 = (H_{\Delta 2})^2/H_D$ описывают магнитоупругое взаимодействие, слагаемое $K = (vk)^2/g^2 H_D$ дает зависимость скорости звука от волнового вектора (при низких частотах ω_{ph} этим слагаемым можно пренебречь). Поле Дзялошинского для гематита при комнатной температуре составляет $H_D = 22$ кЭ [13], скорость спиновых волн вдоль оси C_3 равна $v = 24 \cdot 10^5$ см/с [12]. Как показывают измерения скорости звука и частоты АФМР, параметр $\Delta_1 \approx 400$–500 Э, полученный различными авторами для разных образцов гематита, в пределах точности измерений одинаков, а значение константы Δ_2 изменяется от образца к образцу и составляет при комнатной температуре $\Delta_2 \simeq 500$–1000 Э. Поскольку Δ_2 обусловлена спонтанной магнитострикцией, значение $\Delta_2 \simeq 500$ Э, по-видимому, наблюдается в образцах с наименьшим числом дефектов. Соответствующая ей щель в спектре спиновых волн равна 9.3 ГГц.

Оценки параметра K показывают, что в наших экспериментах он составляет величину $K = 15$–500 Э, т. е. в большинстве случаев пренебрегать этим слагаемым по сравнению с H и Δ нельзя. Из формул (2) выразим K через параметры, изменяемые в эксперименте:

$$K = \frac{(vk)^2}{g^2 H_D} = \frac{1}{2}\left\{\Delta_1 - \Delta_2 - H + \frac{1}{H_D}\left(\frac{\omega_{ph}}{g}\right)^2 \times \left(\frac{v}{c}\right)^2 + \left[\left(\Delta_1 - \Delta_2 - H + \frac{1}{H_D}\left(\frac{\omega_{ph}}{g}\right)^2\left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^2 + \frac{4}{H_D}\left(\frac{\omega_{ph}}{g}\right)^2\left(\frac{v}{c}\right)^2 (H + \Delta_2)\right]^{0.5}\right\}. \qquad (4)$$

Довольно точным методом измерения магнитоупругих параметров является метод измерения частоты контурных колебаний образца. Как показывает расчет [14], для акустического резонатора в форме диска, в котором поле **H** направлено вдоль бинарной кристаллографической оси X, частота собственных колебаний образца α-Fe_2O_3 определяется выражением

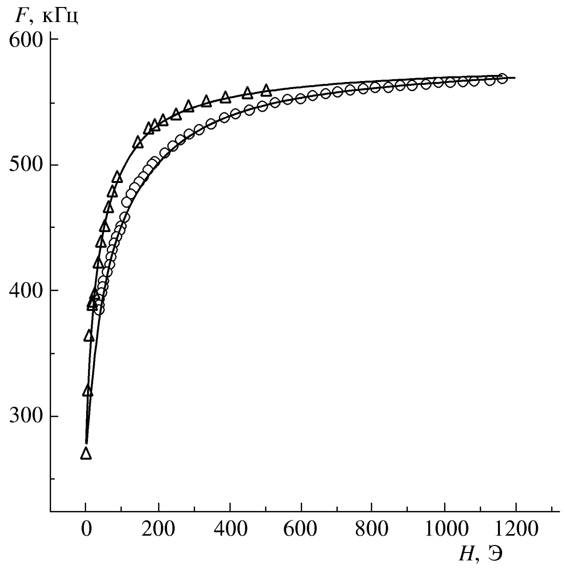

Рис. 6. Зависимость частоты собственных упругих колебаний образца от магнитного поля при $T = 20°$C (○) и $T = 189°$C (△). Сплошные кривые — расчет по формуле (5) со следующими значениями параметров: $F_0 = 590.32$ кГц, $\delta_1 = 85.75$ Э, $\delta_2 = 110.29$ Э для $T = 20°$C; $F_0 = 582.08$ кГц, $\delta_1 = 45.75$ Э, $\delta_2 = 56.53$ Э для $T = 189°$C

$$F = F_0\left[1 - \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{H + H^2/H_D + \Delta_2 - \Delta_1}\right]^{1/2}. \qquad (5)$$

В работе [14] результаты измерений F приведены для полей $H > 100$ Э, и они хорошо описываются формулой (5). Полученная в этих измерениях при $T = 293$ К величина $(\Delta_2 - \Delta_1) \approx 100$ Э соответствует лучшим значениям Δ_2.

Ввиду того что параметры спектра фононов различны для разных образцов, для расчета скорости релаксации фононов было необходимо измерить значения магнитоупругих параметров в том же кристалле, в котором были измерены пороги накачки. Эти параметры мы измеряли, используя, в определенной степени, обе приведенные выше формулы (3) и (5).

Первый использованный нами метод измерения магнитоупругих параметров основан на эффекте подавления параметрической неустойчивости фононов с помощью низкочастотной модуляции их спектра [8]. Исследуя влияние поля $H_m \cos \omega_m t$ на пороги накачки, мы обнаружили, что когда частота модуляции равна частоте контурных колебаний образца, наблюдается острый пик на зависимости $h_c(\omega_m)$. Этот эффект обусловлен тем, что при совпадении частоты модуляции с частотой собственных упругих колебаний образца F происходит возбуждение этих упругих колебаний. Упругие колебания кристалла создают эффективное модулирующее магнитное поле, которое, фактически, усиливает влияние поля H_m на спектр магнонов и фононов, а следовательно, и на порог параметрической неустойчивости. Измеряя положение этого пика в зависимости от магнитного поля, мы получили полевую зависимость частоты контурных колебаний образца. Эти измерения были проведены в широком диапазоне температур. Результаты измерений F для двух значений температуры приведены на рис. 6. Согласно расчету [14] такие зависимости для диска должны описываться выражением (5). Однако в нашем образце частота F хорошо описывалась формулой

$$F = F_0 \left[1 - \delta_1/(H + H^2/H_D + \delta_2)\right]^{1/2}, \qquad (6)$$

похожей на (5), но значения $\delta_1 = 85.75$ Э и $\delta_2 = 110.29$ Э (при $T = 20°$C) не равны друг другу, хотя и близки к величине $(\Delta_2 - \Delta_1) \approx 100$ Э, полученной в [14]. То обстоятельство, что $\delta_1 \neq \delta_2$, видимо, обусловлено неправильной формой нашего образца и случайным направлением магнитного поля относительно кристаллографических осей второго порядка.

Температурные зависимости параметров δ_1 и δ_2 приведены на рис. 7. Оказалось, что во всем диапазоне температур параметры δ_1 и δ_2 неплохо описываются линейными функциями температуры, а их отношение остается постоянным и равно $\delta_2/\delta_1 = 1.29 \pm 0.02$. Эмпирические выражения для температурных зависимостей δ_i имеют вид

$$\delta_i \approx \delta_{i0} \left[1 - (T - 293)/330\right]. \qquad (7)$$

Здесь T — температура, δ_{i0} — значение параметра при $T = 293$ К. Поскольку δ_i являются линейными комбинациями магнитоупругих констант Δ_2 и Δ_1 и все эти константы плавно уменьшаются с ростом T, можно предположить, что поведение Δ_2 и Δ_1 описывается той же функцией температуры. Именно формулу (7) мы использовали для вычисления Δ_2 и Δ_1 при расчете температурной зависимости скорости релаксации фононов.

Второй использованный нами метод определения магнитоупругих констант основан на наблюдении

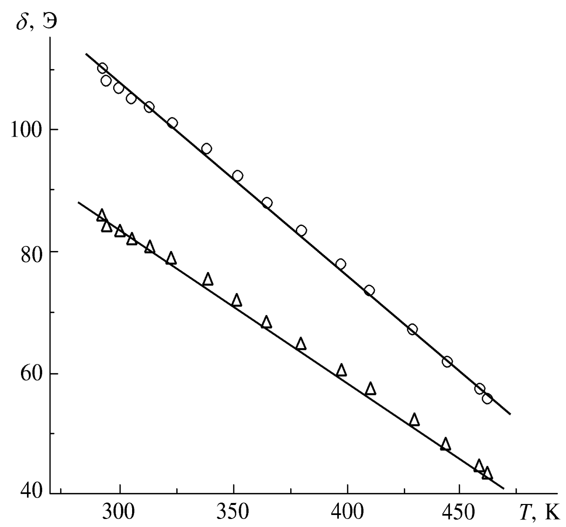

Рис. 7. Температурная зависимость магнитоупругих параметров δ_1 (△) и δ_2 (○). Прямые — расчет по эмпирической формуле (7)

размерного эффекта параметрических волн на толщине кристалла. Если при фиксированной частоте фонона изменять магнитное поле, то происходит изменение скорости звука и длины магнитоупругой волны λ. При определенных значениях H выполняется условие $d = n(\lambda/2)$, т. е. на толщине образца укладывается целое число полуволн (n — целое число). При этих значениях поля порог накачки имеет минимумы. Расстояние ΔH между этими минимумами определяется полевой зависимостью скорости звука (3). Используя формулы (2) и (3) и полагая $n \gg 1$, получаем следующее выражение:

$$\Delta H \approx 2\pi c (H + \Delta_2 + K)^{1/2} \times \\ \times (H + \Delta_2 - \Delta_1 + K)^{3/2} / (\Delta_1 \omega_{ph} d). \qquad (8)$$

В выражении (8) параметр K является функцией магнитного поля и частоты накачки. Однако на нижнем крае нашего частотного диапазона его величина мала, $K \approx 20$ Э, и, кроме того, в полях 500 Э$< H < 1100$ Э величина K изменяется всего на 20%, что позволяет пренебречь в (8) его полевой зависимостью при низких частотах. К сожалению, при низких частотах растет длина волны фонона, что ухудшает выполнение условия $n \gg 1$. Экспериментальные результаты детального измерения расстояния между минимумами порога при параллельной накачке приведены на рис. 8. Так как количество экспериментальных точек невелико, то обработка этих результатов методом наименьших квадратов с двумя независимыми параметрами дает большую

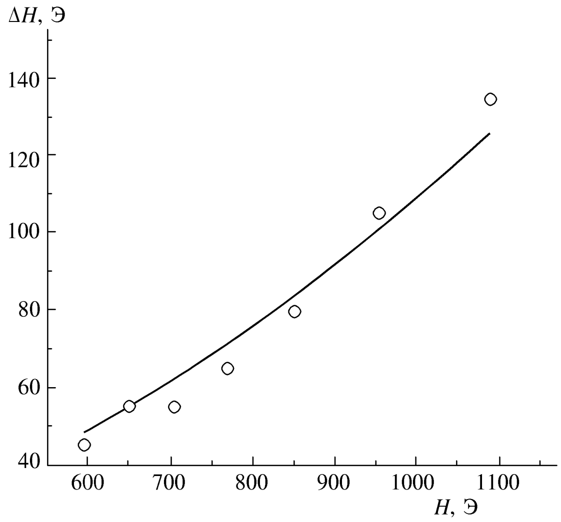

Рис. 8. Расстояние между соседними минимумами порогового поля $h_{c\parallel}$ в зависимости от величины постоянного магнитного поля H при $\omega_p/2\pi = 574.6$ МГц, $T = 20°$C. Сплошная кривая — расчет по формуле (8) со следующими значениями параметров: $c = 4.1 \cdot 10^5$ см/с [15], $\Delta_1 = 480$ Э, $\Delta_2 = 580$ Э, $d = 0.39$ мм, $K = 25$ Э

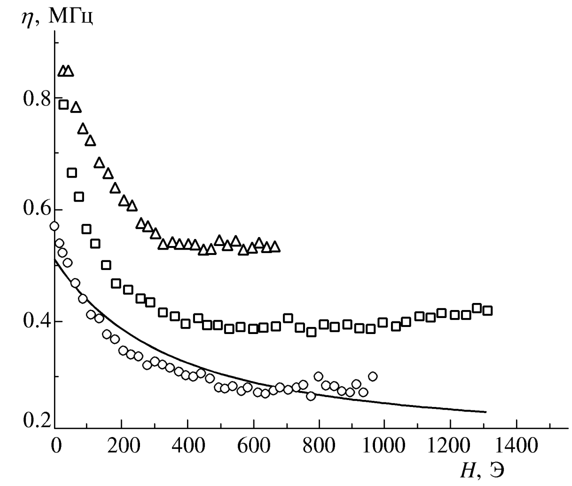

Рис. 9. Зависимость скорости релаксации фононов от магнитного поля при $T = 20°$C и различных частотах накачки: △ — $\omega_p/2\pi = 1761$ МГц, □ — $\omega_p/2\pi = 1364$ МГц, ○ — $\omega_p/2\pi = 1081$ МГц. Сплошная кривая — расчет по формуле (11)

ошибку. В связи с этим мы воспользовались полученным ранее результатом $\Delta_2 - \Delta_1 \approx 100$ Э, оставив в формуле (8) один подгоночный параметр Δ_2. Сплошная кривая на рис. 8 рассчитана методом наименьших квадратов по формуле (8), в которую подставлено среднее по диапазону полей значение $K = 25$ Э. Магнитоупругие константы нашего образца составляют $\Delta_1 = 480$ Э, $\Delta_2 = 580$ Э, что согласуется со значениями, полученными ранее в наиболее качественных монокристаллах. Соответствующая магнитострикционная щель в спектре спиновых волн $gH_{\Delta 2}/2\pi \simeq 10$ ГГц. Эту оценку косвенно подтверждают наши попытки обнаружения сигнала антиферромагнитного резонанса (АФМР) на частоте 9.37 ГГц. В малых полях начиналось интенсивное поглощение СВЧ-мощности, которое, однако, не достигало максимума вплоть до $H = 0$, что указывает на близость частоты АФМР при $H = 0$ к 9.37 ГГц, в то же время очевидно, что частота АФМР несколько выше частоты генератора, т. е. порядка 10 ГГц.

6. РАСЧЕТ РЕЛАКСАЦИИ ФОНОНОВ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Используя формулы (1)–(3), получаем для параметра релаксации фононов $\eta = \gamma_k/2\pi$ следующее выражение:

$$\eta = \frac{h_c \nu_p \Delta_1 \left(\dfrac{2H}{H_D} + 1\right)}{8\left(H + \dfrac{H^2}{H_D} + \Delta_2 + K\right)\left(H + \dfrac{H^2}{H_D} + \Delta_2 - \Delta_1 + K\right)}. \quad (9)$$

Здесь $\nu_p = \omega_p/2\pi$ — частота СВЧ-накачки, а параметр K определяется выражением (4). Отметим, что обычно эта формула приводится в упрощенном виде, т. е. полагается, что $\Delta_2 = \Delta_1$, а слагаемыми H^2/H_D и K пренебрегают. Экспериментальная проверка формулы (9) для случая $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ была проведена в работе [8] (был измерен коэффициент связи фононов с пороговым полем в условиях параллельной накачки). Для случая перпендикулярной накачки таких исследований не проводилось. Кроме того, при перпендикулярной накачке происходит допороговое возбуждение фононов с частотой $\omega_{ph} = \omega_p$, которые могут влиять на порог параметрического возбуждения, особенно в случае возникновения стоячей волны этих фононов на толщине образца. Поэтому для расчета скорости релаксации фононов мы использовали только значение порогового поля параллельной накачки.

На рисунке 9 показаны полевые зависимости скорости релаксации фононов при трех частотах накачки. Очевидно, что они имеют приблизительно одинаковую зависимость от H: увеличение скорости релаксации с уменьшением H в полях меньших 400 Э

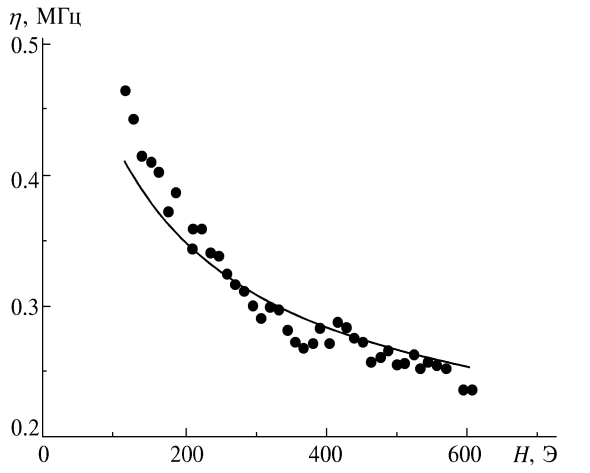

Рис. 10. Зависимость скорости релаксации фононов от магнитного поля при $T = 197°$C, $\omega_p/2\pi = 584$ МГц. Сплошная кривая соответствует формуле (11)

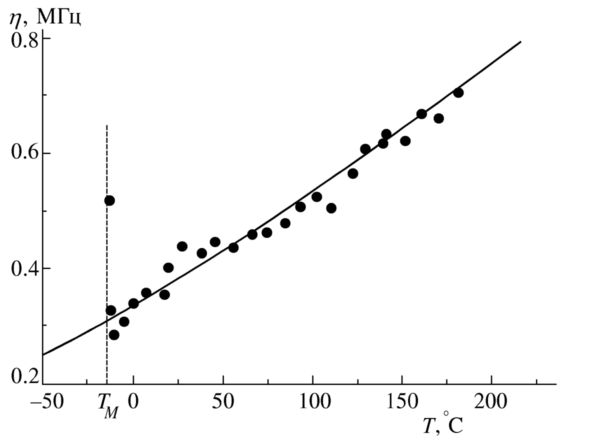

Рис. 11. Температурная зависимость скорости релаксации фононов при $H = 425$ Э, $\omega_p/2\pi = 1370$ МГц. Сплошная кривая соответствует зависимости $\eta \propto T^{3/2}$

и стремление к константе по мере возрастания поля. На рисунке 10 видно, что аналогичная зависимость наблюдается и при высокой температуре.

На рисунке 11 приведена температурная зависимость скорости релаксации фононов. Практически во всем исследованном интервале температур $\eta(T)$ описывается функцией $\eta \propto T^{3/2}$. Исключение составляет только узкий диапазон температур вблизи ориентационного фазового перехода. Обсуждение механизмов релаксации, дающих основной вклад в η, будет приведено ниже.

На рисунке 12 показана зависимость параметра релаксации фононов от частоты накачки.

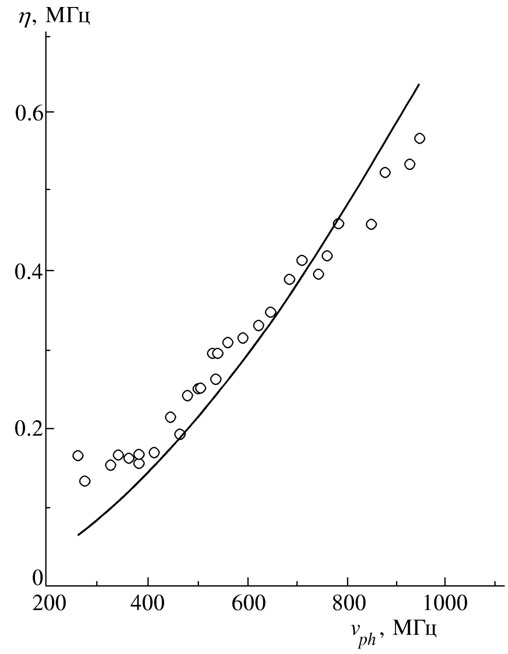

Рис. 12. Зависимость скорости релаксации фононов от частоты при $T = 20°$C, $H = 425$ Э. Сплошная кривая — расчет по формуле (11)

При $\omega_p/2\pi > 750$ МГц наблюдается монотонный, почти линейный рост скорости релаксации. При $\omega_p/2\pi < 750$ МГц скорость релаксации фононов отклоняется от этой зависимости и становится практически равной константе $\eta \approx 0.15$ МГц. Наиболее ярко изменение характера поведения релаксации фононов в этой точке видно на рис. 5 по частотной зависимости порога параллельной накачки. Значение $\eta \approx 0.15$ МГц соответствует длине свободного пробега фонона $l \approx 1.6$ мм. Эта величина в четыре раза превышает толщину образца $d = 0.39$ мм. Можно предположить, что после нескольких отражений от границы кристалла параметрические фононы теряют связь с полем накачки, т. е. при низких частотах рассеяние фононов на границах кристалла начинает сильно влиять на порог параметрической неустойчивости. Это влияние границ образца на порог накачки хорошо заметно и по большому количеству провалов на пороговых кривых при низких частотах (см., например, рис. 2). Напомним, что такая изрезанность пороговых кривых уменьшается с ростом частоты накачки и с уменьшением амплитуды магнитного поля. Очевидно, это связано как с ростом релаксации фононов, так и с уменьшением скорости звука в малых полях, в результате чего многие параметрические фононы перестают добегать до границы образца и влияние конечных размеров образца на порог ослабевает. Интересно было бы провести измерения порога в образцах большего размера. Вероятно, тогда не наблюдалось бы стремление η к константе при этих частотах. К сожалению, в имевшихся у нас больших кристаллах гематита, выращенных в других лабораториях, параметрическое возбуждение вообще отсутствовало. (Видимо, качество этих кристаллов хуже, и пороговая амплитуда накачки очень высока.) Таким образом, однозначно утверждать, что излом экспериментальной кривой обусловлен влиянием именно границ образца, пока нельзя.

Интересно отметить, что хотя частотные зависимости порогов накачки в гематите и в $FeBO_3$ (см. [9]) сильно различаются, это связано не с различием в поведении релаксации фононов, а с тем, что в пороговой формуле (9) для гематита существенную роль играет параметр K, который в борате железа был пренебрежимо мал. В результате частотные зависимости затухания фононов в этих двух веществах оказались очень похожи: релаксация фононов приблизительно пропорциональна их частоте, т. е. добротность фононов почти не зависит от частоты, только в $FeBO_3$ она в два раза выше.

При анализе возможных механизмов затухания звука в гематите следует учесть, что полевая и температурная зависимости параметра релаксации практически одинаковы для всех фононов в диапазоне частот $\omega_{ph}/2\pi = 380$–950 МГц. Если предположить, что основных вкладов в релаксацию несколько, в этом случае все эти вклады должны иметь одинаковые (близкие) зависимости от всех параметров эксперимента, T, H, ω_{ph}. Это, по-видимому, означает наличие одного основного механизма релаксации, влияние которого на рассеяние фононов существенно превышает все другие вклады в η. Итак, основной вклад в релаксацию фононов в гематите приблизительно пропорционален ω_{ph}, увеличивается с ростом температуры как $T^{3/2}$, в полях $H < 400$ Э быстро растет с уменьшением H, а в больших полях почти не зависит от H.

Наиболее известным механизмом релаксации звука в высококачественных немагнитных диэлектрических монокристаллах при высоких температурах является механизм Ахиезера — затухание звука на тепловых фононах (см., например, обзор [16]). В случае, когда $\omega_{ph}\tau \ll 1$, где τ — время жизни тепловых фононов, упругая волна взаимодействует не с индивидуальным тепловым фононом, а с ансамблем тепловых фононов в целом. Такую упругую волну можно рассматривать как поле, модулирующее частоту тепловых фононов и, следовательно, их функцию распределения. В процессе перераспределения фононов по спектру происходят фонон-фононные столкновения, приводящие к релаксации энергии упругой волны. Этот вклад в релаксацию упругой волны имеет вид [16]

$$\gamma_A \approx G^2\sigma T\omega_{ph}^2/\rho\tilde{c}^2\overline{c}^2. \qquad (10)$$

Здесь G — константа Грюнайзена, σ — теплопроводность, ρ — плотность, $\overline{c}$ — средняя скорость тепловых фононов, которая, в отличие от $\tilde{c}$, практически не зависит от магнитного поля. Учитывая что а) теплопроводность диэлектриков при высокой температуре приблизительно описывается зависимостью $\sigma \propto T^{-1}$, б) константа Грюнайзена при $T \sim T_D$ почти не зависит от температуры (температура Дебая для гематита $T_D \approx 400$ К [17]), в) скорость возбуждаемого нами звука зависит от магнитного поля, частоты и температуры в соответствии с формулами (3) и (4), получаем для механизма Ахиезера в гематите зависимость

$$\gamma_A \propto f(T)\omega_{ph}^2/\tilde{c}^2(H, T, \omega_{ph}). \qquad (11)$$

Здесь $f(T)$ — слабая функция температуры. На рисунках 9, 10, 12 сплошными линиями приведены соответствующие выражению (11) зависимости скорости релаксации γ_A от магнитного поля и частоты. Очевидно, что выражение (11) неплохо описывает частотную и полевую функциональные зависимости параметра релаксации. Однако температурная зависимость (11) заметно отличается от экспериментальной. С ростом T величина $\tilde{c}$ при фиксированном поле $H = 425$ Э слабо растет, что должно приводить к убыванию релаксации в исследованном диапазоне температур примерно на 25%. В эксперименте, напротив, наблюдается рост релаксации в ~ 2.3 раза, который можно получить, предположив, что $f(T) \propto T^{3/2}$. Кроме того, оценка абсолютной величины параметра релаксации фононов в гематите по формуле (10) дает значение $\eta_A \sim 10$ кГц при $\omega_{ph}/2\pi = 500$ МГц, $T = 300$ К, а экспериментальная величина релаксации при тех же условиях составляет $\eta \approx 250$ кГц. Таким образом, как формула (10), так и формула (11), учитывающая роль магнитоупругого взаимодействия в перенормировке скорости звука, описывают далеко не все в поведении затухания фононов в гематите.

Учет влияния магнонной системы на эффективность затухания звука в антиферромагнетиках с анизотропией типа легкая плоскость наиболее подробно был проведен в работе [18]. Было показано, что хотя в длинноволновой области спектра эффективный ангармонизм может превышать собственно упругий на два порядка, он практически не вносит вклада во взаимодействие звука с тепловыми фононами, т. е. в механизм Ахиезера. Зато происходит существенное возрастание эффективности фонон-фононного взаимодействия звука с длинноволновыми квазифононами, имеющими волновой вектор $k \sim (\omega_{f0}/c)$, где ω_{f0} — частота антиферромагнитного резонанса. Соответствующий параметр релаксации звука имеет вид [18]

$$\gamma_{ph} = \frac{\beta}{2^5}\,\omega_{ph}\frac{\theta^6 T\theta_N}{\omega_{f0}^5(mc^2)^3}\,, \qquad (12)$$

где $\beta \sim 1$ — численный коэффициент, зависящий от направления и поляризации звуковой волны, θ — энергия магнитоупругого взаимодействия, θ_N — температура Нееля, m — масса элементарной ячейки. Эта формула, на первый взгляд, предсказывает температурный рост $\gamma_{ph} \propto T$, однако, учитывая температурные зависимости величин θ и ω_{f0}, получаем, что при изменении T от 260 до 470 К параметр γ_{ph} уменьшается более чем на порядок. Кроме того, выражение (12) не дает нужной нам зависимости скорости релаксации от частоты и магнитного поля (в больших полях из (12) следует $\gamma_{ph} \propto H^{-5/2}$), а оценка параметра релаксации при комнатной температуре дает абсолютную величину $\eta_{ph} \sim 1$–10 кГц, не превышающую вклада механизма Ахиезера. Таким образом, рассмотренные в [18] механизмы затухания звука, усиленные магнитоупругим взаимодействием, также не позволяют описать наши экспериментальные результаты.

Еще один механизм релаксации фононов был предложен нами в работе [10]. Физический смысл этого механизма заключается в том [19], что у связанных колебаний в результате их взаимодействия происходит не только изменение их частот, но также и перенормировка параметров релаксации. Если, например, одна из ветвей таких колебаний (магноны) изначально была затухающей, то в результате взаимодействия с ней вторая ветвь связанных колебаний получит дополнительный вклад в релаксацию. Впервые такое влияние релаксации магнонов на время затухания связанных с ней колебаний было обнаружено при исследовании ядерных спиновых волн в антиферромагнитном $CsMnF_3$ [19]. Аналогичный вклад магнонной ветви в затухание фононов имеет вид

$$\gamma_k^{(ph)} = (d\omega_{ph}/d\omega_{fk})\gamma_{fk}^{(m)}. \qquad (13)$$

Используя экспериментальные результаты по релаксации магнонов в $FeBO_3$, мы сумели описать основной вклад в релаксацию фононов при высоких температурах в рамках модели «перенормировки» ширины магнонной ветви на связанную с ней фононную ветвь. Позднее этот вывод работы [8] был подтвержден в [20] при исследовании добротности собственных упругих колебаний монокристалла $FeBO_3$. Возможно, что этим же механизмом обусловлено затухание фононов в гематите. Для оценки такого вклада в релаксацию фононов нужны экспериментальные данные о релаксации связанных с ними магнонов. К сожалению, в настоящее время такими результатами по релаксации магнонов в гематите мы не располагаем. Однако можно высказать следующие соображения.

Используя выражения (2) и (13), получаем при фиксированных H и T

$$\gamma_k^{(ph)} \propto \omega_{ph}\gamma_{fk}^{(m)}.$$

Эксперимент дает при тех же условиях зависимость близкую к $\gamma_k \propto \omega_{ph}$. Следовательно, для описания экспериментальных результатов нужно, чтобы при фиксированной частоте магнонов скорость их релаксации в гематите не зависела от волнового вектора. Такое поведение параметра затухания магнонов с $k \sim 10^4$ см$^{-1}$ при высоких температурах предсказывает теория магнон-фононной релаксации [21] и, кроме того, оно наблюдалось в ряде низкотемпературных антиферромагнетиков [3, 19], где обычно связывалось с неоднородным уширением спектра спиновых волн. При перенормировке таких параметров релаксации на фононную ветвь получаем зависимость $\gamma_k \propto \omega_{ph}$.

Автор признателен С. В. Капельницкому, В. И. Ожогину, В. Л. Сафонову и А. Ю. Якубовскому за обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 97-02-17586 и 96-15-96738).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Захаров, В. С. Львов, С. С. Старобинец, УФН **114**, 609 (1974).
2. A. S. Borovik-Romanov, V. G. Zhotikov, N. M. Kreines et al., Phys. Rev. A **1**, 247 (1979).
3. А. В. Андриенко, В. И.Ожогин, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, УФН **161**, 1 (1991).
4. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, УФН **155**, 593 (1988).

5. A. S. Borovik-Romanov, V. G. Zhotikov, and N. M. Kreines, in *Light scattering in solids*, ed. by J. L. Birman, H. Z. Cummins, and K. K. Rebane, Plenum Press, New York (1979), p. 175.

6. W. Wettling, W. Jantz, and C. E. Patton, J. Appl. Phys. **50**, 2030 (1979).

7. Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, ЖЭТФ **83**, 1567 (1982).

8. А. В. Андриенко, Л. В. Поддьяков, ЖЭТФ **95**, 2117 (1989).

9. А. В. Андриенко, Л. В. Поддьяков, ЖЭТФ **99**, 313 (1991).

10. А. В. Андриенко, Л. В. Поддьяков, В. Л. Сафонов, ЖЭТФ **101**, 1083 (1992).

11. A. V. Andrienko and L. V. Podd'yakov, JMMM **123**, L27 (1993).

12. E. J. Samuelsen and G. Shirane, Phys. Stat. Sol. **42**, 241 (1970).

13. M. H. Seavey, Solid State Comm. **10**, 219 (1972).

14. Е. А. Андрущак, Н. Н. Евтихиев, С. А. Погожев и др., Акуст. журнал **27**, 170 (1981).

15. А. Ю. Лебедев, Б. С. Абдурахманов, А. М. Балбашов, ЖТФ **59**, 165 (1989).

16. В. В. Леманов, Г. А. Смоленский, УФН **108**, 465 (1972).

17. F. Van der Woude, Phys. Stat. Sol. **17**, 417 (1966).

18. В. С. Лутовинов, В. Л. Преображенский, С. П. Семин, ЖЭТФ **74**, 1159 (1978).

19. А. В. Андриенко, В. И. Ожогин, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, ЖЭТФ **89**, 1371 (1985).

20. V. L. Safonov, P. M. Loaiza, and L. E. Svistov, JMMM **173**, 43 (1997).

21. С. А. Бреус, В. Л. Соболев, Б. И. Худик, ФНТ **4**, 1167 (1978).