

НАБЛЮДЕНИЕ СВЯЗАННЫХ ФОТОН-ФОНОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

А.В.Андреенко, В.Л.Сафонов

*Институт молекулярной физики,
Российского научного центра "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 апреля 1995 г.

После переработки 21 июня 1995 г.

Исследован спектр связанных колебаний электромагнитных и магнитоупругих волн в нелинейной системе антиферромагнетика FeVO_3 , возбуждаемого СВЧ полем в резонаторе.

Постановка задачи. Исследования параметрического резонанса спиновых и магнитоупругих волн (магнонов и фононов) в магнитном СВЧ поле служат основным источником информации о нелинейной волновой системе магнетиков. Обычно все измерения проводятся с использованием резонатора СВЧ диапазона, в который помещается исследуемый образец (см., например, [1-4]). Однако при анализе полученных результатов динамика вынужденных электромагнитных колебаний резонатора в расчет не принималась: в устоявшейся теории [5,6] рассматривается образец, находящийся в классическом внешнем СВЧ магнитном поле.

Недавно в работе [3] при изучении электромагнитного излучения из возбужденной фононной системы мы установили исключительно важную роль динамики собственных колебаний резонатора в процессе формирования неравновесного состояния исследуемой системы. Данный факт весьма нетривиален, так как обычно полагают, что резонатор - это прибор, который не влияет на состояние изучаемой системы, а лишь повышает амплитуду СВЧ магнитного поля и чувствительность к поглощению СВЧ мощности исследуемым объектом. На необходимость учета динамики собственных колебаний резонатора было

обращено внимание в работе [7]. Расчет, проведенный в работе [8], показал, что нелинейная связь параметрически возбуждаемых волн с фотонами резонатора приводит к положительному нелинейному затуханию. Экспериментально влияние добротности резонатора на запороговое состояние магнонов в феррите ЖИГ наблюдалось в работе [9] по изменению порога возникновения автоколебаний.

Из анализа теоретической модели, предложенной нами в работе [3], следует, что систему "резонатор – образец" необходимо рассматривать как систему двух связанных осцилляторов. Первый осциллятор – это резонатор с собственной частотой ω_R , линейно возбуждаемый внешней "силой" $F \exp(-i\omega_p t)$, где ω_p – частота поля накачки. Второй же осциллятор – это вынужденное резонансное колебание нелинейной среды, которое возбуждается от первого осциллятора и описывается парой волн, имеющих частоты $\omega_p/2$, с равными, но противоположно направленными волновыми векторами. До порога параметрического резонанса связь со вторым осциллятором равна нулю, а в запороговой области связь между осцилляторами зависит от амплитуды параметрически возбужденных волн. Очевидно, что описание такой системы естественно проводить в терминах нормальных мод, в которых присутствуют компоненты исходных несвязанных колебаний. В данном случае – это электромагнитная волна в резонаторе и пара магнитоупругих волн в образце. Экспериментальному изучению спектров возникающих связанных фотон-фононных колебаний и посвящена настоящая работа.

Методика эксперимента. Исследуемый антиферромагнетик FeVO_3 помещался в спиральный резонатор диаметром 0,5 см и собственной частотой $\omega_R \approx 2\pi \cdot 800$ МГц, изготовленный из отрезка медного провода. Используя монокристалл объемом $\approx 0,02$ см³, мы получали большой коэффициент заполнения резонатора образцом ($\approx 5\%$), что увеличивало эффективность фотон-фононной связи.

Сигналы от СВЧ генераторов подавались в резонатор двумя антеннами и принимались третьей антенной. Связь со всеми внешними СВЧ трактами устанавливалась небольшой, чтобы уменьшить их влияние на резонатор. Через первую антенну поступал сигнал мощного СВЧ генератора для параметрического возбуждения фононов в образце. Со второй антенны подавался сигнал зондирующего СВЧ генератора, который не возбуждал параметрического резонанса (отклик на него всегда был линеен), а служил для исследования спектра связанных фотон-фононных колебаний в системе резонатор – образец. Сигнал с приемной антенны подавался на анализатор спектра и на приемник.

Измерения проводились при температурах $T = 77$ К и 293 К в диапазоне внешних магнитных полей $H = 30 \div 500$ Э. Статическое и СВЧ магнитные поля были параллельны между собой и лежали в плоскости легкого намагничивания кристалла. Во избежание перегрева образца СВЧ накачка подавалась в импульсном режиме. Длина импульсов составляла 300–1500 мкс с частотой повторений 50 Гц. Порог параметрического резонанса магнитоупругих волн регистрировался по характерному сколу, возникающему на СВЧ импульсе, прошедшем через резонатор.

Результаты и обсуждение. На рис.1 (а) показана форма линии резонатора с образцом в случае, когда мощность входящей СВЧ накачки равна нулю ($P = 0$). При возрастании мощности генератора накачки вплоть до порогового значения P_c такой спектр отклика системы на воздействие зондирующего СВЧ сигнала

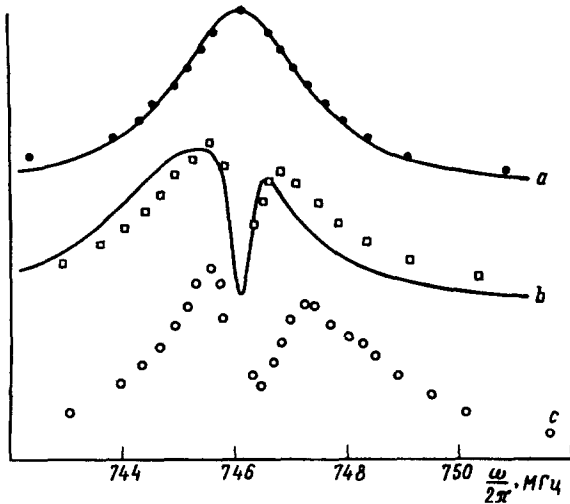


Рис.1. Спектр сигнала, прошедшего через резонатор. *a* - до порога параметрического возбуждения фононов (сплошная линия - лоренциан с $\omega_R = 2\pi \cdot 746,1$ МГц и $Q = 270$); *b, c* - за порогом параметрического возбуждения фононов ($\omega_p = \omega_R$). *b*: $P/P_c = 5,1$ (сплошная линия теория - см. текст); *c*: $P/P_c = 29,7$, $H = 144$ Э, $T = 77$ К

не изменяется. При превышении пороговой мощности ($P > P_c$) резонансный пик, как и следовало ожидать, раздваивается, демонстрируя расталкивание спектров нормальных мод в системе связанных осцилляторов. Типичный вид спектра связанных фотон-фононных колебаний показан на рис.1 (*b, c*) для случая, когда частота накачки ω_p совпадает с собственной частотой резонатора ω_R . Измерения отклика системы в области частот $|\omega - \omega_R| \leq 2\pi \cdot 0,2$ МГц затруднены из-за наличия мощного сигнала СВЧ накачки.

Из рис.1 (*b, c*) видно, что частота одной моды связанных фотон-фононных колебаний ниже, а другой - выше частоты накачки. В результате внешняя СВЧ накачка оказывается нерезонансной к новым нормальным модам, что приводит к ограничению амплитуды СВЧ поля в резонаторе. При дальнейшем росте мощности накачки расстояние между пиками увеличивается (см. рис.2), что естественно объясняется увеличением коэффициента связи между фотонной и фононной подсистемами с ростом P/P_c . Поскольку сдвиг частоты резонатора приводит к изменению коэффициента входной связи, то указанные значения P/P_c характеризуют мощность СВЧ накачки на входе резонатора.

На рис.3 показано расталкивание частот нормальных колебаний при фиксированной амплитуде накачки в зависимости от ее частоты. Отметим, что во всем приведенном диапазоне частот мощность накачки всегда выше пороговой. Из рис.3 отчетливо видно, что если частота возбуждающего СВЧ поля далека от собственной частоты резонатора, то отклонения частот нормальных колебаний системы от частот "чистых" мод невелико: практически частота одной моды совпадает с частотой накачки, а частота другой - с частотой резонатора. Однако по мере сближения частот ω_p и ω_R наблюдается все более сильное расталкивание ветвей смешанных фотон-фононных колебаний, то есть типичная картина спектров связанных колебаний вблизи точки пересечения их частот.

Рассмотрим полученные экспериментальные результаты с позиций теоретической модели, предложенной в [3] и обобщающей *S*-теорию [5] на случай возбуждения волн в образце, находящемся в резонаторе. Уравнения движения

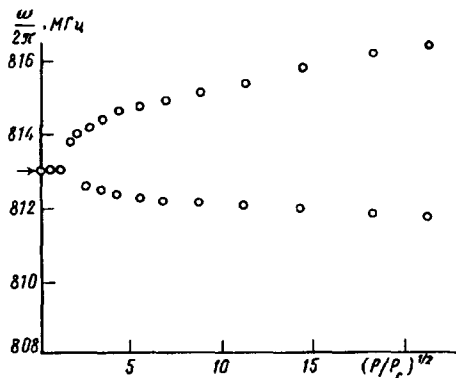


Рис.2

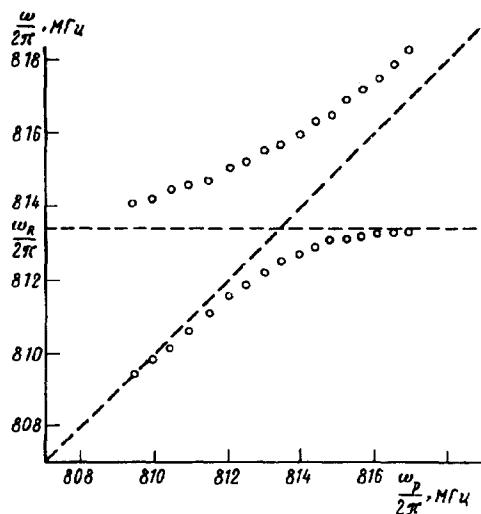


Рис.3

Рис.2. Зависимость частот нормальных колебаний в фотон-фононной системе от амплитуды СВЧ накачки; $\omega_p = \omega_R$ (обозначена стрелкой), $T = 77 \text{ К}$, $H = 143 \text{ Э}$

Рис.3. Зависимость частот нормальных фотон-фононных колебаний от частоты СВЧ накачки при постоянной мощности накачки; $\omega_R = 2\pi \cdot 813,4 \text{ МГц}$, $T = 77 \text{ К}$, $H = 144 \text{ Э}$, $P/P_c = 125$

связанной системы резонатор - образец имеют вид

$$i\left(\frac{d}{dt} + \Gamma\right)\bar{R} = -(\omega_p - \tilde{\omega}_R)\bar{R} - \frac{1}{2}GN_k \exp(i\theta_k) + F + F_1 \exp[i(\omega_p - \omega)t],$$

$$\frac{d}{dt}\theta_k - G[\bar{R} \exp(-i\theta_k) + \text{к.с.}] = \omega_p - 2\tilde{\omega}_k - 2SN_k, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}N_k + 2\gamma_k N_k = iN_k G[\bar{R} \exp(-i\theta_k) - \text{к.с.}].$$

Здесь $\tilde{\omega}_R \equiv \omega_R + T^{(R)}N_k + \Phi_R|\bar{R}|^2$ и $\tilde{\omega}_k \equiv \omega_k + 2TN_k + T^{(R)}|\bar{R}|^2$ - перенормированные частоты фотонов в резонаторе и параметрически возбуждаемых фононов, а Γ и γ_k - их скорости релаксации, соответственно; N_k - число возбужденных фононов; θ_k - фаза между вынужденными магнитоупругими колебаниями и полем накачки. Кроме того, G - амплитуда распада фотона на пару фононов (и излучения фотона парой фононов); коэффициенты S и T ответственны за нелинейные фонон-фононные, а $T^{(R)}$ и Φ_R - за фотон-фононные и фотон-фотонные эффективные взаимодействия. Указанные параметры рассчитываются из гамильтониана системы по порядку величины, например, $G \sim i(2\pi\hbar\omega_p/v_R)^{1/2}\partial\omega_k/\partial H$ и $T^{(R)} \sim G^2/\Gamma$; v_R - объем резонатора.

Отклик возбужденной системы (1) на зондирующее СВЧ поле $F_1 \exp(-i\omega t)$ определяется путем линеаризации уравнений по комплексным амплитудам \bar{R} , \bar{R}^* электромагнитного поля в резонаторе и параметрам возбужденных магнитоупругих волн N_k и θ_k вблизи стационарного состояния. На рис.1 (б) сплошной линией показана теоретическая кривая, при расчете которой использована экспериментальная величина $\gamma_k = 2\pi \cdot 0,2 \text{ МГц}$ и следующие значения параметров:

$G^2/2\Gamma|T| = 6$, $\hbar/h_c \equiv GF/\Gamma\gamma_k = 1,6$, $S = T < 0$, $T^{(R)}/T = 50$, $\Phi_R \simeq 0$. Качественное согласие теории и эксперимента сохраняется и при большей мощности СВЧ накачки, однако используемое приближение перестает быть справедливым по мере увеличения энергетического потока через возбуждаемую систему.

Методика, аналогичная использованной в нашем эксперименте, ранее применялась при исследовании параметрического резонанса спиновых волн в ферромагнетике ЖИГ [4], где наблюдался "спектр поглощения слабого сигнала" подобный изображенному на рис.1 (b). Приведенная в [4] интерпретация не учитывала возможности существования связанных колебаний и сводилась к следующему утверждению: "... сразу за порогом на вершине резонансной кривой возникает сравнительно узкий пик поглощения, который по мере увеличения мощности накачки растет по величине и сдвигается в сторону более высоких частот". Это уменьшение прошедшего сигнала приписывалось ухудшению добротности резонатора из-за поглощения СВЧ поля магнонами и использовалось для расчета нелинейной магнитной восприимчивости образца. Такая трактовка основывается на предположении о слабой связи в системе резонатор – образец, когда применима стандартная процедура определения электромагнитных полей в резонаторе с малым образцом (см., например, [10]). Мы полагаем, что учет связанных фотон-магнонных колебаний в системе резонатор–образец позволит уточнить интерпретацию экспериментальных результатов работы [4]. Однако для этого необходимо дополнительное целенаправленное исследование.

Таким образом, наши результаты показывают, что при анализе экспериментов по параметрическому возбуждению фононов необходимо учитывать возможность возникновения связанных колебаний в системе резонатор – образец. Поскольку специфика фононов в данной ситуации не играет принципиальной роли, то этот вывод можно обобщить и на другие исследования резонансных свойств материалов.

Авторы благодарят А.С.Боровика-Романова, Л.А.Прозорову и А.И. Смирнова за полезные обсуждения полученных результатов. Работа поддержана РФФИ (проект 95-02-03960) и Международным Научным Фондом (грант N94000).

-
1. А.В.Андриенко, Л.В.Поддьяков, ЖЭТФ **95**, 2117 (1989).
 2. А.В.Андриенко, Л.В.Поддьяков, ЖЭТФ **99**, 313 (1991).
 3. А.В.Андриенко, В.Л.Сафонов, Письма в ЖЭТФ **60**, 787 (1994).
 4. В.В.Зауткин, В.С.Львов, С.С.Старобинец, ЖЭТФ **63**, 182 (1972).
 5. В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец, УФН **114**, 609 (1974).
 6. В.С.Львов, *Нелинейные спиновые волны*, М.: Наука, 1987.
 7. P.H.Bryant, C.D.Jeffries, and K.Nakamura, Phys. Rev. **A38**, 4223 (1988).
 8. V.L.Safonov, J. Magn. Mater. **97**, L1 (1991).
 9. H.Yamazaki, Y.Yunoki, M.Mino et al., J. Magn. Mater. **104-107**, 1059 (1992).
 10. А.Г.Гуревич, Г.А.Мелков, *Магнитные колебания и волны*, М.: Наука, 1994.