

СПОНТАННОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ  
КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ  
МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

П. Е. Зильберман, В. М. Куликов, А. Г. Темиряев, В. В. Тихонов

Обнаружено, что бегущая в ферритовой пленке магнитостатическая волна (МСВ) при определенных интенсивностях испытывает спонтанное комбинационное рассеяние, которое сопровождается возбуждением собственных низкого порядка акустических мод Лямба пленочной структуры. Ранее был известен нелинейный одно- и двухступенчатый магнитоакустический резонанс, который проявлялся в возрастании электромагнитного поглощения в феррите за счет возбуждения в нем стоячих магнитных и акустических волн [1]. Был описан также эффект рассеяния бегущих МСВ

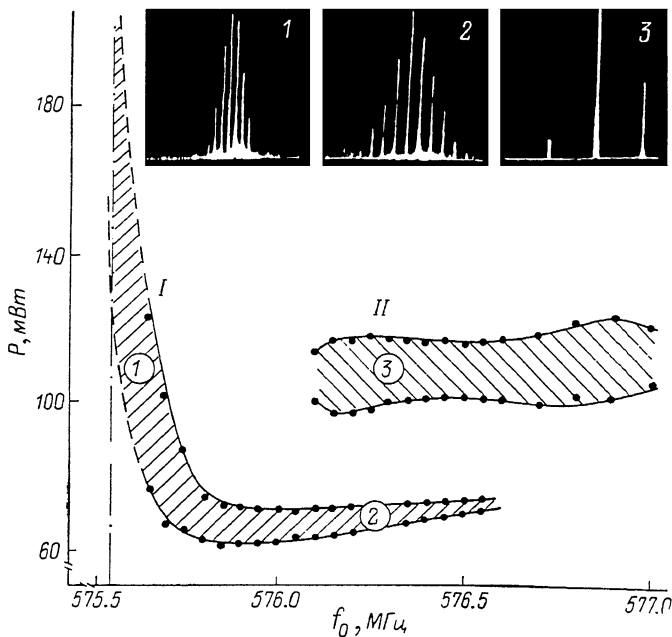


Рис. 1. Области наблюдения сложных видов спектров прошедшего сигнала и типичные виды спектров.

Область I: рассеяние МСВ  $\rightarrow$  МУВ+звук; область II: рассеяние МСВ  $\rightarrow$  МСВ+звук на половинной частоте первой моды Лямба.

на звуке, извне введенном в ферритовую пленку, — вынужденное акустическое комбинационное рассеяние [2]. Мы наблюдали рассеяние бегущей МСВ на акустических волнах, порожденных ей самой.

Исследовалось распространение интенсивных МСВ в пленке железитриевого граната (ЖИГ) толщиной 4 мкм на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) в нормальном насыщающем магнитном поле. Полная толщина структуры ЖИГ—ГГГ  $d=(423.0 \pm 0.5)$  мкм. Высокая акустическая добротность структуры позволяла возбуждать в ней быстрые магнитоупругие волны (МУВ), что проявлялось в наличии серии эквифазных линий магнитоупругих резонансов на амплитудно-частотной характеристике макета [3]. На частотах внутри одной такой линии при достаточно больших значениях входной мощности  $P$  могли наблюдаться четырехволновые распады и автомодуляция быстрых МУВ, как это было

описано в [4]. При увеличении частоты  $f_0$  в некотором узком интервале значений  $P$  возникали сателлиты, из которых ближайший к  $f_0$  всегда был локализован в пределах ширины линии магнитоупругого резонанса (рис. 1, спектрограммы 1 и 2). Разность частот  $\Delta f$  исходной МСВ и указанного сателлита линейно росла с ростом  $f_0$ , что показано на рис. 2. Данный процесс можно объяснить комбинационным рассеянием МСВ с возбуждением быстрой МУВ и собственной акустической волны на частоте  $\Delta f$ .

Как видно из рис. 1, несколько выше области I обнаруживался еще один интервал  $P$ , в котором происходило рождение сателлитов (область II). В отличие от рассеяния в области I  $\Delta f$  практически не зависела от  $f_0$  и была близка к половине частоты первой моды Лэмба структуры ЖИГ—ГГГ (рис. 1, спектрограмма 3; рис. 2, кривая II), т. е.  $\Delta f \approx F_1/2 = v_s/4d \approx \approx 2.1$  МГц, где  $v_s = 3.57 \cdot 10^3$  м/с — скорость поперечной звуковой волны в ГГГ [5]. В данном случае мы, по-видимому, наблюдали результат нескольких процессов. Во-первых, можно предположить, что исходная МСВ испытывала спонтанное рассеяние с образованием первой моды Лэмба на частоте

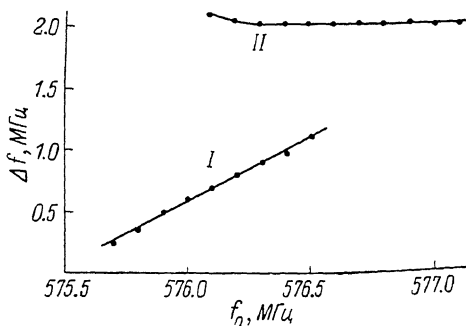


Рис. 2. Зависимость разности частот соседних сателлитов  $\Delta f$  от частоты подаваемого на вход сигнала.

I — рассеяние МСВ → МУВ + звук,  $P = 70$  мВт; II: рассеяние МСВ → МСВ + звук на половинной частоте первой моды Лэмба,  $P = 110$  мВт.

$F_1$ , которая в свою очередь могла параметрически распадаться и образовывать звук на частоте  $F_1/2$ . Во-вторых, исходная МСВ в принципе могла испытывать спонтанное рассеяние сразу с образованием звука на частоте  $F_1/2$ . Этот канал выделяется среди прочих благодаря существованию резонансных гармоник на частотах  $F_1$ ,  $2F_1$  и т. д. Возможность накопления энергии этих гармоник в сочетании с низким порогом их распада поддерживает высокую амплитуду колебаний на частоте  $F_1/2$ . Аналогичным образом могли выделяться и каналы рассеяния МСВ с образованием звука на частотах  $F_1/3$ ,  $F_1/4$ , что действительно удавалось наблюдать в наших экспериментах.

Акустический сигнал, возбуждаемый в процессе спонтанного рассеяния, фиксировался с помощью пьезоэлектрического преобразователя, расположенного на поверхности структуры. В обоих описанных процессах появление сателлитов сопровождалось возбуждением электрических колебаний в пьезоэлектрике, частота которых равнялась  $\Delta f$ ,  $2\Delta f$  и т. д.

Возможность параметрического распада первой моды Лэмба была проверена посредством акустического возбуждения структуры ЖИГ—ГГГ пьезоэлектрическим преобразователем на частоте первой моды Лэмба  $F_1$ . При этом в спектре МСВ помимо сателлитов с частотами  $f_0 \pm nF_1$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ), как в [2], могли наблюдаться также сателлиты с частотами  $f_0 \pm nF_1/2$ ,  $f_0 \pm nF_1/3$ ,  $f_0 \pm nF_1/4$ .

Обнаруженные эффекты интересны тем, что демонстрируют возможность спонтанного комбинационного рассеяния МСВ с возбуждением акустических волн Лэмба плоскопараллельной структуры ЖИГ—ГГГ. Существенно, что пороги рассеяния значительно снижаются за счет резонансного накопления энергии акустических колебаний.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Вaшковский А. В., Кильдишев В. Н., Емельяненко В. К. и др. РЭ, 1971, т. 16, № 2, с. 359—365.  
 [2] Медников А. М., Попков А. Ф. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 8, с. 485—489.

- [3] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 9, с. 500—504.  
 [4] Зильберман П. Е., Казаков Г. Т., Тихонов В. В. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 13, с. 769—773.  
 [5] Roy B., Mazumder N. J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7, p. 2857—2859.

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
 Саратовский филиал  
 Саратов

Поступило в Редакцию  
 21 декабря 1987 г.

УДК 621.375

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988  
 Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

## О ПОВЕДЕНИИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. И. Голосов, А. В. Чубуков

1. Хорошо известно, что флуктуационные поправки (как квантовые, так и температурные) к магнитным характеристикам антиферромагнетиков (АФМ) чувствительны не только к размерности пространства, но и к числу компонент параметра порядка  $n$ . Эта чувствительность проявляется, в частности, в различных температурных зависимостях ряда термодинамических характеристик, например, продольной намагниченности  $M_{\parallel}$ . Так, для систем с плоскостной ( $n=2$ ) и пространственной ( $n=3$ ) симметриями флуктуационные поправки к  $M_{\parallel}$  в области низких температур имеют следующий вид [1]

$$\delta M_{\parallel} \sim \begin{cases} T^2, & n=3, \\ T^4, & n=2 \end{cases} \quad (1)$$

для  $3D$  систем и

$$\delta M_{\parallel} \sim \begin{cases} T \ln \hbar, & n=3, \\ T^3, & n=2 \end{cases} \quad (2)$$

для  $2D$  систем. Наличие логарифмического множителя, содержащего внешнее магнитное поле и ограничивающего снизу (по  $\hbar$ ) область применимости теории возмущений, в рамках которой получены формулы (1) и (2), связано с отсутствием спонтанного нарушения симметрии в двумерных системах с  $n \geq 3$  [2].

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на то обстоятельство, что изотропный АФМ, помещенный во внешнее магнитное поле, представляет собой пример системы, в которой число компонент параметра порядка, а следовательно, и число голдстоуновских мод в нулевом и конечном полях различно, и поэтому с ростом поля характер флуктуационных поправок должен постепенно меняться, отражая изменение от  $n=3$  ( $\hbar=0$ ) к  $n=2$  (большие поля). Предельные зависимости, следующие формуле (1), приводились в ряде работ [1]. Наша цель состояла в нахождении области полей, в которой реально осуществляется кроссовер, и в определении ширины этой области. Конкретный расчет, проведенный в рамках стандартного  $1/S$  разложения, показал, что температурная поправка к удельной намагниченности  $\delta M_{\parallel} = M_{\parallel}(T) - M_{\parallel}(0)$  есть сумма двух слагаемых, каждое из которых определяет вклад от определенной ветви спектра спиновых волн. Для простой кубической (квадратной) решетки  $\delta M_{\parallel}^{(1)}$  и  $\delta M_{\parallel}^{(2)}$  даются следующими формулами

$$\delta M_{\parallel}^{(1)} = \mu \begin{cases} \frac{\sqrt{3}}{10} \pi^3 \hbar \left(1 - \frac{\hbar^2}{4}\right)^{-5/2} (T^*)^4, & D=3, \\ \frac{4\hbar}{\pi} (1 - \hbar^2/4)^{-2} \zeta(3) (T^*)^3, & D=2, \end{cases} \quad (3)$$