

## ЧЕТЫРЕХМАГНОННЫЙ РАСПАД И КИНЕТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ БЕГУЩЕЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

П.Е. Зильберман, С.А. Никитов, А.Г. Темиряев

В пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), насыщенных в нормальном магнитном поле  $H$ , при распространении интенсивной магнитостатической волны (МСВ) впервые наблюдалось рождение волн-спутников, вызванное четырехмагнонным распадом МСВ, переходящим при больших надкритичностях в кинетическую неустойчивость.

Исследовалось распространение интенсивных прямых объемных магнитостатических волн (МСВ) в пленках ЖИГ с ориентациями (111), (110) и толщинами  $a = 0,5 - 5$  мкм. МСВ возбуждались и принимались с помощью микрополосковых антенн шириной  $\sim 6$  мкм, разнесенных на расстояние  $l = 0,5 - 7$  мм. На входную антенну подавался монохроматический непрерывный СВЧ сигнал от генератора. Сигнал с выходной антенны подавался на анализатор спектра. Изучалась зависимость спектра от входной мощности  $P$  (разности между падающей на входную антенну и отраженной от нее мощностями).

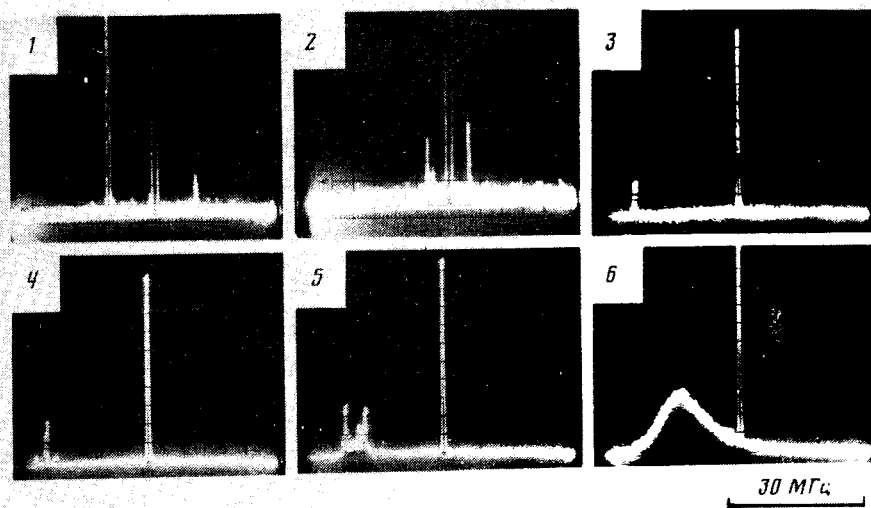


Рис. 1. Спектры на выходе при различных  $P$ :  $a = 0,5$  мкм,  $f_c = 2400$  МГц; 1 –  $P = 0,68$  мВт,  $H = 2471,8$  Э; 2 –  $P = 0,51$  мВт,  $H = 2472,5$  Э; 3 –  $P = 1$  мВт; 4 –  $P = 1,2$  мВт; 5 –  $P = 1,5$  мВт; 6 –  $P = 3,1$  мВт; 3 – 6 –  $H = 2467,2$  Э

При достаточно малых  $P$  (например,  $P < 0,5$  мВт для пленки с  $a = 0,54$  мкм) распространение МСВ носило линейный характер – анализатор спектра регистрировал только подаваемую на вход частоту  $f_c$ . Начиная с некоторого порогового  $P_{II}$  ( $P_{II} \sim 0,5 - 1$  мВт для  $a \sim 0,5 - 1$  мкм и при  $f_c$  не слишком близкой к частотам спектральных щелей<sup>1)</sup>) в спектре на выходе, кроме частоты  $f_c$ , появлялись дискретные частоты – спутники, равноудаленные от  $f_c$  – рис. 1 (кадры 1, 2). Как правило (но не всегда – рис. 1 (2)), низкочастотный спутник имел большую амплитуду. В ряде случаев амплитуда высокочастотного спутника понижалась до уровня собственных шумов – рис. 1 (3). При дальнейшем увеличении  $P$  число спутников ро-

<sup>1)</sup> При  $f_c$  близкой к частотам непропускания слабого сигнала ("щелям")<sup>1)</sup>, порог  $P_{II}$  получался несколько выше ( $P_{II} \sim 3$  мВт для  $a \cong 0,5$  мкм). При  $P \geq 3$  мВт сами щели не регистрировались.

сло – рис. 1 (4, 5) и постепенно образовывался широкий шумоподобный пик – рис. 1 (6). Частота в центре этого пика,  $f_{ш}$ , практически не зависела от  $f_c$ . На рис. 2 (1, 2, 3) показано, что шум стоит на месте при увеличении  $f_c$  и фиксированном  $H$ . Амплитуда пика падает с увеличением  $(f_c - f_{ш})$ . Однако в пленках с  $a \lesssim 1$  мкм пик можно было наблюдать вплоть до  $(f_c - f_{ш}) \sim 300$  МГц. В пленках с  $a \gtrsim 3$  мкм пик наблюдался только при  $|f_c - f_{ш}| \lesssim \Delta f_{ш}$  – ширины пика. В зависимости от образца  $\Delta f_{ш}$  составляла 10 – 20 МГц. Из рис. 3 видно, что при уменьшении  $H$  ( $f_c$  – фиксировано) шумовой пик передвигается в сторону меньших частот. Зависимость  $f_{ш}(H)$  ложится на прямую линию с тангенсом угла наклона, равным гиромангнитному отношению  $(\gamma/2\pi)$ , причем  $f_{ш}$  всегда оказывается близкой к нижней границе спектра МСВ  $f_0$  ( $f_0 < f_{ш}$ ). Понижение  $P$  (от некоторого высокого уровня) приводило к следующим изменениям: 1) если  $|f_c - f_{ш}| \lesssim \Delta f_{ш}$ , то наблюдался переход в уже описанный режим дискретных спутников; 2) если  $|f_c - f_{ш}| \gg \Delta f_{ш}$ , то наблюдалось либо плавное спадание амплитуды шумового пика, либо скачкообразное исчезновение шума. В последнем случае шум появлялся вновь скачком при несколько большем  $P$ , чем исчезал. Этот гистерезис и ”жесткое” возбуждение связаны, видимо, с выключением части процессов релаксации при большом уровне шума<sup>2</sup>.

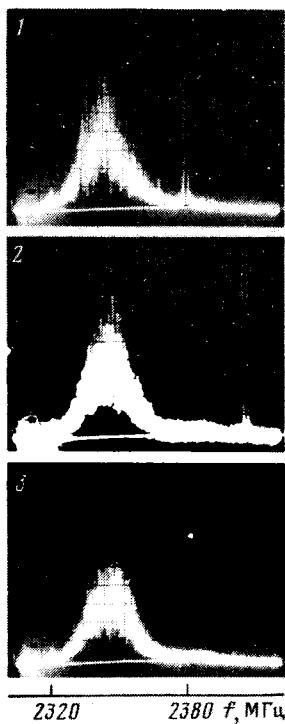


Рис. 2

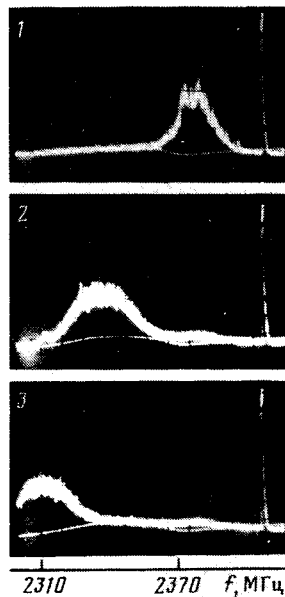


Рис. 3

Рис. 2. Спектр при различных  $f_c$ :  $P = 3$  мВт,  $H = 2469,7$  Э,  $a = 0,5$  мкм; 1 –  $f_c = 2380$  МГц, 2 –  $f_c = 2400$  МГц, 3 –  $f_c = 2415$  МГц

Рис. 3. Спектр при различных  $H$ :  $P = 43$  мВт,  $f_c = 2400$  МГц,  $a = 0,5$  мкм; 1 –  $H = 2460,3$  Э, 2 –  $H = 2442,9$  Э, 3 –  $H = 2434,9$  Э

Рождение спутников и шума нельзя объяснить, как в<sup>3</sup>, трехмагنونным распадом МСВ с последующей неустойчивостью запорогового состояния<sup>4</sup>. У нас  $H > 16\pi M/3$  ( $M$  – намагниченность насыщения) и трехмагنونные распады запрещены. Наши наблюдения отличаются также от описанной в<sup>5</sup> модуляционной неустойчивости МСВ. В<sup>5</sup> спутники наблюдались только

вблизи нижнего края спектральной щели. Мы же наблюдали их при любых  $f_c$  в пределах спектра МСВ. Кроме того при достаточно больших  $P$  спутники не исчезали, как в <sup>5</sup>, а, наоборот, их число росло и они сливались в шумовой пик. По нашему мнению, описанные наблюдения можно объяснить четырехмагنونным распадом МСВ. При таком распаде:

$$2f(k a) = (k_1 a) + f(k_2 a), \quad 2k = k_1 + k_2, \quad (1)$$

где  $k$  и  $k_{1,2}$  – волновые векторы исходной волны и волн-спутников,  $f(ka)$  и  $f(k_{1,2} a)$  – законы дисперсии,  $k \equiv |k|$  и  $k_{1,2} \equiv |k_{1,2}|$ . Первое уравнение (1) обеспечивает, в согласии с рис. 1 (1, 2), равноудаленность частот спутников  $f(k_{1,2})$  от  $f(ka) \equiv f_c$ . Разлагая первое уравнение (1) на начальном участке спектра ( $ka, k_{1,2} a \ll 1$ ), получаем, что система (1) имеет решение только при

$$\xi \equiv \frac{d^2 f(ka)}{d(ka)^2} \bigg/ \frac{df(ka)}{d(ka)} < 0. \quad (2)$$

Согласно линейной теории <sup>6</sup>, условие (2) выполняется при  $f_c$ , меньших частоты первой щели. Именно при таких  $f_c$  в экспериментах отмечался наименьший порог рождения спутников. Судя по нашим наблюдениям с ростом  $P$  щели схлопываются и (2) начинает удовлетворяться по всему спектру. При  $\xi < 0$  каждому  $k_1$  ( $k_1 < k_2$ ) из интервала  $0 < k_{min} \lesssim k_1 < k$  отвечает определенное решение (1), причем  $k_{min} = \frac{1}{2} k^2 |\xi| a$  и  $|\xi| \sim 1$ , т.е.  $k_{min} \ll k$  (при  $ka \ll 1$ ). Поэтому  $min f(k_1 a) = f(k_{min} a)$  близка к границе спектра  $f_0$ , что и наблюдается. При малых надкритичностях вначале обнаруживается та частота  $f(k_1 a)$ , которой отвечает наименьший порог – рис. 1 (3). С ростом надкритичности включаются все новые каналы распада (другие допустимые  $k_1$ ) – рис. 1 (4, 5). Линии отдельных спутников сливаются в широкий пик – рис. 1 (6). Взаимодействие между спутниками хаотизирует фазу и мы переходим к режиму кинетической неустойчивости <sup>7</sup>. Кинетическая неустойчивость обменных спиновых волн в массивных образцах обсуждалась в <sup>8</sup>. Однако кинетическая неустойчивость дипольных волн ранее, видимо, была неизвестна. В нашем случае речь идет о размерном эффекте, поскольку дипольные волны существуют в интервале  $0 < k \lesssim 1/2a$ . Кроме того, в отличие от <sup>8</sup>, исходная МСВ имела фиксированное  $k$ . Именно поэтому на начальной стадии шел четырехмагنونный распад с фиксированными фазами и лишь с ростом надкритичности из-за открытия многих каналов распада развивалась кинетическая неустойчивость. По той же причине у нас не регистрировалось излучение на частоте  $2f_{III}$ , характерное для <sup>8</sup>.

Авторы приносят благодарность Ю.В.Гуляеву за внимание к работе и поддержку.

#### Литература

1. Андреев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. и др. ЖЭТФ, 1984, 86, 1005.
2. Котюжанский Б.Я., Прокурова Л.А., Свистов Л.Е. ЖЭТФ, 1985, 88, 221.
3. Медников А.М. ФТТ, 1981, 23, 242.
4. Захаров В.Е., Львов В.С., Старобинец С.С. УФН, 1974, 114, 609.
5. Калинико Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Письма в ЖТФ, 1984, 10, 936.
6. De Wames R.E., Wolfram T. J. Appl. Phys., 1970, 41, 987.
7. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме, М.: Наука, 1967, 287.
8. Лавриненко А.В., Львов В.С., Мелков Г.А., Черепанов В.Б. ЖЭТФ, 1981, 18, 1022.