

АВТОМОДУЛЯЦИОННОЕ УСИЛЕНИЕ ШУМА СПИНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В БЕГУЩЕЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

Л. Л. Савченко, С. А. Никитов*, А. Ф. Попков, М. В. Четкин

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
103907, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 ноября 1997 г.

Теоретически исследован процесс возникновения и развития модуляционной неустойчивости бегущей магнитостатической спиновой волны в ферромагнитной пленке. Проанализированы результаты ранее проведенных экспериментов и продемонстрировано, что результаты экспериментов возможно объяснить в рамках модели эволюции сигнальной волны и начального шума с учетом их нелинейного взаимодействия. Численно промоделирован процесс неустойчивости, его результаты сравнены с расчетами по детерминированной модели. Обсуждены механизмы нарушения спектральной симметрии возникновения модуляционных частот-спутников.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пленки железо-иттриевого граната являются важным объектом для исследования физических свойств бегущих магнитостатических спиновых волн, которые легко возбуждаются и распространяются в этих пленках. При повышении мощности возбуждающего волну сигнала генератора волна может стать неустойчивой по отношению к модуляции амплитуды волны. Неустойчивость магнитостатических спиновых волн в магнитных пленках исследовалась в ряде работ [1–11]. Так, в работах [1–4] распадные процессы первого порядка в пленках железо-иттриевого граната экспериментально наблюдались в области фазового синхронизма для трех взаимодействующих волн (трехмагнотные процессы). Вне этих областей преобладают четырехволновые процессы рассеяния, для которых условия синхронизма имеют вид

$$2\omega(\mathbf{k}_0) = \omega_1(\mathbf{k}_1) + \omega_2(\mathbf{k}_2), \quad 2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \quad (1)$$

Процесс такого типа для магнитостатических спиновых волн, бегущих в магнитных пленках, наблюдался в работах [5–11]. Этот эффект характеризуется появлением в спектре прошедшей волны сигналов-спутников, равноотстоящих по частоте и волновому числу от исходной волны. При увеличении мощности электромагнитной накачки на месте одного из спутников возникает интенсивный шумовой сигнал с широкой областью спектра возбуждения [5–7]. Шумовой сигнал интерпретировался в работах [5, 6] как кинетическая неустойчивость, обусловленная вторичной генерацией спиновых волн [12].

Для возникновения параметрической неустойчивости кроме выполнения условий синхронизма (1) необходимо, чтобы мощность волны была больше некоторой пороговой, определяемой потерями при распространении волны. Параметрическая неустой-

* E-mail: nikitov@open.cplire.ru

чивость может выполняться одновременно для нескольких пар волн. При близких величинах и направлениях групповых скоростей взаимодействующих волн параметрическая неустойчивость превращается в автомодуляционную, в которой большую роль играет конкуренция нелинейного и дисперсионного сдвигов фазовых скоростей волн. Автомодуляционные эффекты самовоздействия магнитостатических спиновых волн в магнитных пленках, связанные с тенденцией к образованию солитонов, обсуждались, например, в работах [13–17]. Как известно, пороги параметрического рассеяния второго порядка согласно теории (см., например, [18]) определяются условием

$$\nu = \sqrt{\beta_{12}^2 \varphi^4 - \frac{1}{4} [\omega_1(\mathbf{k}_1) + \omega_2(\mathbf{k}_2) - 2\omega(\mathbf{k}_0)]^2} > \delta\omega, \quad (2)$$

где ν — инкремент неустойчивости, $\delta\omega$ — ширина линии ферромагнитного резонанса для данной волны, определяющая величину потерь в волне, β_{12} — коэффициент параметрической связи гармоник, возникающих в результате распада основной волны, φ — амплитуда сигнальной волны (угловое отклонение). При распаде на волны с большим различием групповых скоростей v_{gi} , когда расстройка частоты определяется главным образом линейными участками дисперсионной кривой, т. е.

$$\Delta\omega = \frac{1}{2}(v_{g1} + v_{g2} - 2v_{g0})\Delta k,$$

дисперсионный фазовый сдвиг не играет существенной роли. Инкремент максимален в точке фазового синхронизма, когда $\Delta\omega = 0$, так как

$$\nu = \sqrt{\beta_{12}^2 \varphi^4 - (\Delta\omega)^2}. \quad (3)$$

При модуляционной же неустойчивости инкремент зависит от дисперсионного и нелинейного сдвигов частот взаимодействующих волн, так как роль линейной расстройки из-за различия групповых скоростей в этом механизме мала. Инкремент неустойчивости рассматриваемого типа определяется формулой

$$\nu = \sqrt{-\frac{\omega_{kk}}{v_g^2} (\Delta\omega)^2 \left[\frac{\omega_{kk}}{v_g^2} (\Delta\omega)^2 + 2\beta_{00}\varphi^2 \right]}, \quad (4)$$

где ω_{kk} — коэффициент дисперсии, β_{00} — коэффициент нелинейного сдвига частоты. Из нее следует, что максимум скорости роста автомодуляционного возмущения достигается при

$$\Delta\omega_0 = \sqrt{|2\beta_{00}(v_g^2/\omega_{kk})\varphi^2|}$$

и пропорционален амплитуде сигнальной волны. Спектральная ширина области возникновения распадных возмущений, определяемая по их инкременту, для последнего случая существенно отличается от предыдущего. Если в первом она определяется только нелинейностью $\Delta\omega_{max} = \beta_{12}\varphi^2$, то во втором она зависит корневым образом от дисперсии и нелинейного сдвига частоты, так как $\Delta\omega_{max} = 2\Delta\omega_0$. Из-за этого обстоятельства ширина пика автомодуляционного сателлита может на порядок и более превышать частотную ширину пика параметрически возбуждаемой в магнитной пленке волны с другой групповой скоростью. На это обычно не обращалось внимания при

анализе процессов волнового распада в пленке, и появление широких частотных пиков объяснялось возникновением «кинетической» неустойчивости. Если учесть, что в процессе распространения волна накачки затухает из-за диссипации, то относительная величина усиления волны-спутника зависит еще и от длины распространения. Вопрос о спектральной зависимости автомодуляционного пика в процессе эволюции взаимодействующих волн в диссипативной нелинейной среде анализировался в рамках модели обобщенного нелинейного уравнения Шредингера применительно к распространению света в волокне [19]. Некоторые численные расчеты развития неустойчивости в магнитостатической волне, связанной с эффектами самовоздействия, проводились в работах [20, 21]. Однако детального спектрального анализа модулированной магнитостатической волны в этих работах не делалось. Кроме того, следует заметить, что для моделирования развития параметрической неустойчивости в рамках модели нелинейного уравнения Шредингера обычно используется гармоническое затравочное возмущение амплитуды точного решения в начальной точке [19, 22]

$$A(0) = A_0(1 + \varepsilon \cos \omega t),$$

где $A(0)$ — амплитуда сигнала. Однако в реальности на входе имеется случайное возмущение, отвечающее шумовому спектру возбуждающего сигнала, фактически — шум генератора, возбуждающего высокочастотный ток, который, в свою очередь, возбуждает магнитостатические волны.

В данной работе предполагается модель автомодуляционной неустойчивости как процесса эволюции сигнальной волны и шума с учетом их нелинейного взаимодействия. Мы сравним результаты такого моделирования неустойчивости бегущей спиновой волны с расчетами по детерминированной модели. Помимо этого в настоящей работе будут обсуждены также возможные механизмы нарушения спектральной симметрии возникновения спутников при модуляционной неустойчивости, которые наблюдаются в экспериментах с магнитными пленками. Таким образом, целью данной работы является теоретическое исследование и численное моделирование процесса возникновения и развития автомодуляционного шума спиновых колебаний в бегущей спиновой волне, обсуждение механизмов появления спектрально-широких шумовых сигналов и нарушения спектральной симметрии возникающих спутников при модуляционной неустойчивости, которые наблюдаются в экспериментах с магнитными пленками.

2. УРАВНЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ОГИБАЮЩЕЙ И ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ АВТОМОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Если известна нелинейная дисперсионная зависимость для волнового числа $k = k(\omega, |\varphi|^2)$, где φ — амплитуда волны, то эволюция волнового пакета, записанного в фурье-представлении,

$$\varphi(z, t) = \exp [i(k_0 z - \omega_0 t)] \int \varphi_\Omega(z) \exp(-i\Omega t) d\Omega,$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты, может быть описана с помощью уравнения для огибающей [23]

$$\frac{\partial \varphi_\Omega}{\partial z} = [-\Gamma(\Omega) + ik(\Omega)] \varphi_\Omega + ik_{|\varphi|^2} [|\varphi(z, t)|^2 \varphi(z, t)]_\Omega, \quad (5)$$

где $k(\Omega) = k(\omega, 0) - k_0$ — спектр малоамплитудной волны в окрестности частоты и волнового числа сигнальной волны, $k_{|\varphi|^2} = (\partial k / \partial |\varphi|^2)_{\varphi=0}$ — коэффициент нелинейного сдвига частоты, $\Gamma(\Omega)$ — коэффициент затухания. Обычно в литературе ограничиваются рассмотрением дисперсии второго порядка, а линейное смещение частоты учитывается введением пространственно-временной координаты $z - v_g t$, бегущей с групповой скоростью v_g . В этом случае $k(-\Omega) = k(\Omega)$. Мы рассмотрим более общий случай, когда $k(-\Omega) \neq k(\Omega)$. В частности, он учитывает, например, дисперсию третьего порядка.

Дисперсионные параметры для различных типов спиновых волн в магнитной пленке толщиной d и нелинейные коэффициенты приведены в работах [13, 24]. Например, в случае нормального намагничивания пленки и для начальной области спектра возбуждения основной моды прямых магнитостатических волн они таковы:

$$\Gamma(\Omega) = \frac{\delta\omega}{v_g}, \quad v_g = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)^{-1}, \quad k(\Omega) = \frac{1}{d\sqrt{-\mu}} \arctg\left(-\frac{2\sqrt{-\mu}}{\mu+1}\right),$$

где

$$\mu = \frac{w_H^2 + w_H w_M - \Omega^2}{w_H^2 - \Omega^2}, \quad w_H = \gamma(H - 4\pi M), \quad w_M = 4\pi M\gamma,$$

γ — магнитомеханическое отношение, $4\pi M$ — намагниченность насыщения, H — внешнее магнитное поле, $k_{|\varphi|^2} = w_M/v_g$.

Уравнение (5) имеет решение в виде затухающей нелинейной волны на несущей частоте ω_0 , в котором $\varphi_\Omega = \Phi_0(z)\delta(\Omega)$, где $\delta(\Omega)$ — дельта-функция Дирака, а амплитуда определяется выражением

$$\Phi_0(z) = A_0 \exp\left[-\Gamma(0)z + \frac{ik_{|\varphi|^2}}{2} \frac{A_0^2}{\Gamma(0)} (1 - e^{-2\Gamma(0)z})\right], \quad (6)$$

где A_0 — начальная амплитуда волны. При выводе последнего выражения учтено, что $k(0) = 0$.

Рассмотрим эволюцию этой волны с произвольным начальным возмущением $\theta(t) = \int \theta_\Omega \exp(i\Omega t)$, полагая

$$\varphi_\Omega(0) = A_0\delta(\Omega) + \theta_\Omega. \quad (7)$$

Предположим, что эволюционное изменение возмущения невелико по сравнению с амплитудой (6) основной волны. Тогда решение нелинейного уравнения можно искать в виде основного решения и поправки:

$$\varphi_\Omega(z) = \Phi_0(z)\delta(\Omega) + \Phi_1(z, \Omega). \quad (8)$$

В первом порядке по малой амплитуде возмущения

$$\Phi_1(z, t) = \int \Phi_1(z, \Omega) \exp(-i\Omega t) \ll \Phi_0(z)$$

для амплитуд фурье-представления $\Phi_1(z, \Omega)$ можно получить связанные уравнения:

$$\Phi'_1(z, \Omega) = (-\Gamma_+ + ik_+) \Phi_1(z, \Omega) + ik_{|\varphi|^2} A_0^2 e^{-2\Gamma_0 z} \left\{ 2\Phi_1(z, \Omega) + \exp \left[ik_{|\varphi|^2} \frac{A_0^2}{\Gamma_0} (1 - e^{-2\Gamma_0 z}) \right] \Phi_1^*(z, -\Omega) \right\}, \quad (9)$$

$$\Phi^{*'}_1(z, -\Omega) = (-\Gamma_- - ik_-) \Phi_1^*(z, -\Omega) - ik_{|\varphi|^2} A_0^2 e^{-2\Gamma_0 z} \left\{ 2\Phi_1^*(z, -\Omega) + \exp \left[-ik_{|\varphi|^2} \frac{A_0^2}{\Gamma_0} (1 - e^{-2\Gamma_0 z}) \right] \Phi_1(z, \Omega) \right\}, \quad (10)$$

где

$$\Gamma_+ = \Gamma(\Omega) \quad \Gamma_- = \Gamma(-\Omega) \quad \Gamma_0 = \Gamma(0) \quad k_+ = k(\Omega) \quad k_- = k(-\Omega).$$

Полученные уравнения связывают попарно амплитуды положительных и отрицательных частот. Решение системы (9), (10) в общем случае можно представить в виде

$$\Phi_1(z, \Omega) = F_+(z, \Omega)\theta(\Omega) + F_-(z, \Omega)\theta^*(-\Omega), \quad (11)$$

где $F_{\pm}(z, \Omega)$ — решения этой системы при различных начальных условиях для положительных и отрицательных частот, а именно:

$$F_+(z, \Omega) = \Phi_1(z, \Omega) \quad \text{при} \quad \Phi_1(0, \Omega) = 1, \quad \Phi_1^*(0, -\Omega) = 0,$$

$$F_-(z, \Omega) = \Phi_1(z, \Omega) \quad \text{при} \quad \Phi_1(0, \Omega) = 0, \quad \Phi_1^*(0, -\Omega) = 1.$$

Асимптотика решения (11) в бездиссипативном пределе $\Gamma(\Omega) = 0$ легко находится из связанной системы уравнений. Она имеет вид

$$F_+(z, \Omega) = \frac{\exp(ik_{|\varphi|^2} A_0^2 z)}{\lambda_2 - \lambda_1} [(-ik_+ + \lambda_2 - ik_{|\varphi|^2} A_0^2) e^{\lambda_1 z} + (ik_+ - \lambda_1 + ik_{|\varphi|^2} A_0^2) e^{\lambda_2 z}], \quad (12)$$

$$F_-(z, \Omega) = \frac{\exp(ik_{|\varphi|^2} A_0^2 z)}{\lambda_2 - \lambda_1} (-ik_{|\varphi|^2} A_0^2 e^{\lambda_1 z} + ik_{|\varphi|^2} A_0^2 e^{\lambda_2 z}),$$

где

$$\lambda_{1,2} = i \frac{k_+ - k_-}{2} \pm \kappa, \quad \kappa^2 = - \left(\frac{k_+ + k_-}{2} \right)^2 - 2k_{|\varphi|^2} A_0^2 \frac{k_+ + k_-}{2}.$$

Если теперь предположить, что начальное возмущение представляет собой δ -коррелированный случайный сигнал (белый шум), для которого

$$\langle \theta_{\Omega} \rangle = 0, \quad \langle \theta_{\Omega_1} \theta_{\Omega_2} \rangle = 0, \quad \langle \theta_{\Omega_1} \theta_{\Omega_2}^* \rangle = S \delta(\Omega_1 - \Omega_2), \quad (13)$$

где $S = \text{const}$ — спектральная плотность белого шума, то, используя найденное решение (11), можно найти спектральную интенсивность выходного сигнала:

$$\langle \Phi_1(\Omega_1, z) \Phi_1^*(\Omega_2, z) \rangle = S \delta(\Omega_1 - \Omega_2) (|F_+(z, \Omega_1)|^2 + |F_-(z, \Omega_1)|^2). \quad (14)$$

Можно показать, что в общем случае ($\Gamma \neq 0$) решения $F_{\pm}(z, \Omega)$ могут быть выражены через гипергеометрические функции. Мы, однако, ограничимся замечанием,

так как в следующем разделе будут приведены результаты численного интегрирования более полной исходной системы. В асимптотическом пределе $\Gamma = 0$ имеем

$$\langle \Phi_1(\Omega_1, z) \Phi_1^*(\Omega_2, z) \rangle = S \delta(\Omega_1 - \Omega_2) \left[1 + \frac{2(k_{|\varphi|^2} A_0^2)^2}{\kappa^2} \text{sh}^2 \kappa z \right]. \quad (15)$$

Видно, что модуляционная неустойчивость возникает при $\kappa^2 > 0$. Из полученных формул следует, что спектральная плотность усилившегося шума несколько отличается от выражения для частотной зависимости усиливаемого детерминированного сигнала:

$$|\Phi_1(z, \Omega)|^2 = S_0 |F_+(z, \Omega) + F_-(z, \Omega)|^2, \quad (16)$$

где S_0 — начальная интенсивность гармонического возмущения. На больших расстояниях это различие становится более заметным, как это будет видно из численных расчетов.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОМОДУЛЯЦИОННОГО УСИЛЕНИЯ ШУМА

Для учета шумового начального возмущения сигнальной волны и описания его нелинейной эволюции удобно использовать другой подход, основанный на спектральном представлении искомого решения в виде разложения в ряд Фурье:

$$\varphi(t, z) = \sum_{m=0}^{2N} c_m(z) \exp [i(m - N)\Delta_\omega t], \quad (17)$$

где $\Delta_\omega = 2\pi/\omega$. В этом случае эволюция амплитуд гармоник фурье-разложения описывается нормированной системой уравнений вида

$$\frac{dc_l}{dz} = -\Gamma c_l - ik_l c_l - 2i \sum_{m=0}^{2N} c_m S_{2N+m-l}, \quad (18)$$

где $l = 0, \dots, 2N$,

$$S_m = \sum_{n=2N-m}^{2N} c_n c_{2N-m+n}^*, \quad m = 0, \dots, 2N,$$

$$S_m = S_{4N-m}^*, \quad m = 2N, \dots, 4N,$$

$k_l = k(\Omega_l)$, $\Omega_l = (l - N)\Delta_\omega$. В уравнении (18) использована нормировка амплитуды $[\Phi] = A_0 \sqrt{k_{|\varphi|^2}}$. Начальное условие для схемы детерминированного возмущения в этом случае имеет вид

$$c_N(0) = C_0, \quad c_{N \pm l}(0) = \epsilon_{\pm 1}^0, \quad c_{m \neq N, N \pm l}(0) = 0.$$

Шумовое возмущение моделируется при начальных условиях вида

$$c_N(0) = C_0, \quad c_{m \neq N}(0) = \epsilon_m^0 \exp(i\beta_m^0),$$

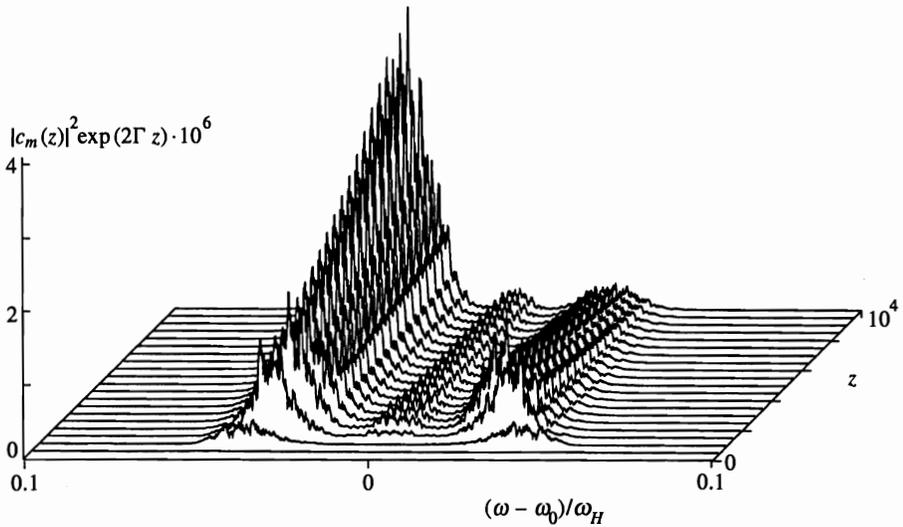


Рис. 1. Нормированная интенсивность автомодуляционно усиленного шума при начальных мощностях сигнальной волны $|C_0|^2 = 0.01$ и шума $|\epsilon_{(m\gamma^{1000})}^0|^2 = 9 \cdot 10^{-12}$ ($0 \leq m \leq 2000$, $\Delta\omega = 10^{-4}$). Расчеты по формуле (18) проводились для спектра прямых объемных волн при параметрах пленки, соответствующих данным работы [6]: намагнитченность $4\pi M = 1750$ Гс, ширина линии $\Delta H = 0.3$ Э, толщина пленки $d = 0.5$ мкм, поле смещения $H = 2500$ Э, несущая частота $\omega_0 = 2.4$ ГГц. Частоты на рисунке нормированы на $\omega_H = \gamma(H - 4\pi M)$, расстояние вдоль оси z измеряется в толщинах пленки d

где амплитуды ϵ_m^0 случайно распределены по нормальному закону с нулевой средней величиной, а фазы β_m^0 равномерно распределены в интервале $0 < \beta_m^0 < 2\pi$. Спектральная интенсивность шума определяется среднеквадратичным отклонением согласно формуле $S_\omega = 10 \lg \langle \epsilon_m^2 \rangle$ дБ. Для численного решения системы уравнений (18) применялся метод Рунге–Кутты.

На рис. 1–3 представлены результаты численного моделирования эффекта автомодуляции для случаев шумового и детерминированного начальных возмущений для параметров, соответствующих экспериментальным данным работы [6], в которой на нескольких образцах железо-иттриевого граната (ЖИГ) были проделаны следующие эксперименты. Бралась пленки ЖИГ толщинами 0.5–5 мкм. В них возбуждались прямые объемные магнитостатические спиновые волны с помощью микрополосковых антенн, разнесенных на расстояние 0.5–7 мм. Сигнал с выходной антенны подавался на анализатор спектра. При малых входных мощностях распространение носило линейный характер. Начиная с некоторой пороговой мощности 0.5–1 мВт, в спектре появлялись дискретные частоты-спутники, равноудаленные от несущей частоты на частоты порядка 50–300 МГц. С ростом мощности входного сигнала число спутников увеличивалось, и из низкочастотных спутников образовывался широкий шумоподобный пик. Как правило, высокочастотный пик отсутствовал либо был гораздо меньше по амплитуде. На рис. 1 и 2 показана эволюция детерминированного сигнала и шума, рассчитанная соответственно по уравнениям (18) и (14), а на рис. 3 — по формуле (16). Частотный интервал автомодуляционного усиления шума согласуется с данными эксперимента, указанными выше. Из представленных рисунков видно, что спектральная картина рас-

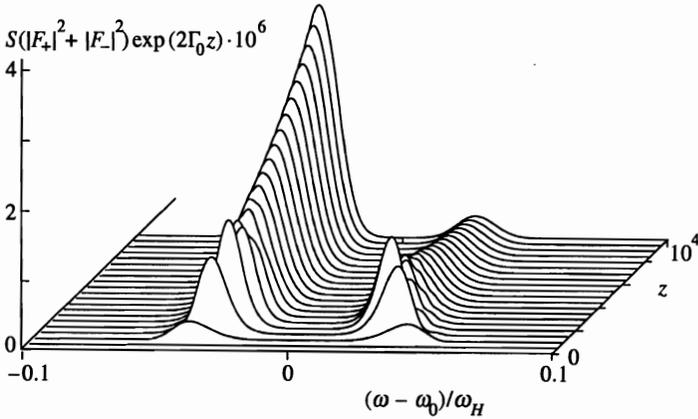


Рис. 2. Нормированная интенсивность автомодуляционного шума согласно формуле (14) при $S = 9 \cdot 10^{-12}$

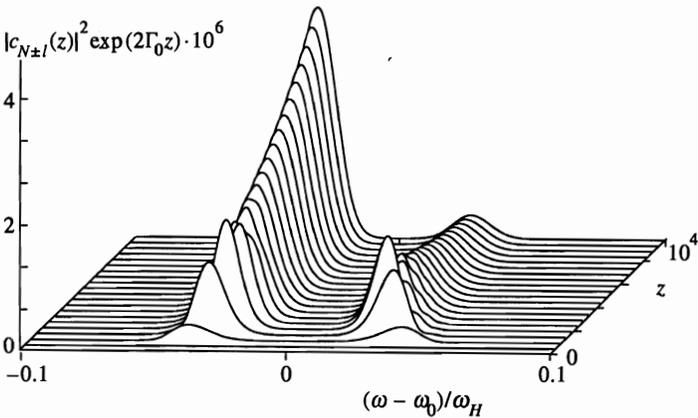


Рис. 3. Нормированная интенсивность автомодуляционного сигнала при детерминированном начальном возмущении при $\epsilon_{\pm 1}^0 = 3 \cdot 10^{-6}$

пределения огибающей интенсивности выходного сигнала при наличии начального белого шума на малых расстояниях, когда влияние нелинейного взаимодействия незначительно, коррелирует с детерминированной моделью частотно-независимого развития неустойчивости. Более того, расчеты по шумовой модели автомодуляции, полученные в линейном приближении (14) и по детерминированной модели (16), практически совпадают. При расчете учтена частотная дисперсия затухания. Последняя приводит к асимметрии амплитудно-частотной характеристики сигнала в процессе развития неустойчивости, что обычно и наблюдается в эксперименте. Относительная амплитуда правого частотного спутника, находящегося в условиях сильного затухания, достигает сначала максимума, затем затухает. Относительная амплитуда левого спутника непрерывно нарастает на выбранной длине распространения и имеет большую спектральную ширину. Согласно проведенным расчетам частоты пиков-спутников отстоят от несущей

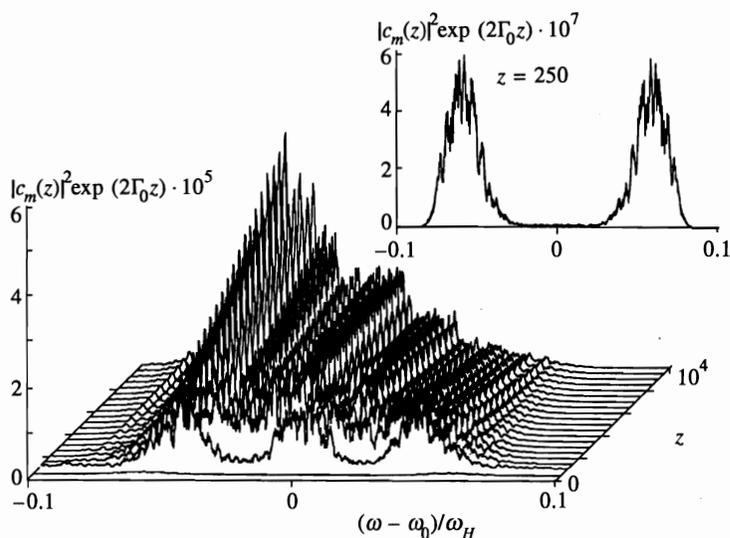


Рис. 4. Нормированная интенсивность автомодуляционного шума при пониженном затухании ($\Delta H = 0.2$ Э) и увеличенной амплитуде сигнальной волны $|C_0|^2 = 0.0144$

частоты на 80 МГц, что соответствует экспериментально наблюдаемым частотам.

При большей интенсивности начального сигнала и большей длине распространения детерминированная и шумовая модели развития модуляционной неустойчивости предсказывают различающиеся амплитудно-частотные характеристики. Этот случай показан на рис. 4 и 5, где представлены результаты расчетов для $\Delta H = 0.2$ Э. На вставках к рисункам показаны спектральные интенсивности автомодулированного сигнала при малой длине распространения $z = 250d$, где d — толщина пленки. Из сравнения рисунков видно, что спектральная картина распределения нормированных амплитуд интенсивности сигнала для шумовой и детерминированной моделей существенно различается на больших расстояниях.

На асимметрию автомодуляционного спектра в соответствии с формулой (4) для инкремента кроме дисперсии затухания может влиять также дисперсия нелинейности. В последующих экспериментах было бы весьма важно пронаблюдать дисперсию нелинейности спиновых волн и ее влияние на поведение модуляционной неустойчивости, так как, действительно, как показали численные расчеты при учете дисперсии нелинейного сдвига частоты по модельной формуле

$$\frac{\partial \omega}{\partial |\varphi|^2} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial |\varphi|^2} \right)_0 + \alpha \Delta \omega,$$

усиление правого и левого спутников в шумовой модели происходит с разной скоростью нарастания (рис. 6). Изменение же дисперсии, связанное с ненулевой третьей производной, не вызывает различия в скоростях усиления спутников. Это же следует и из линейного анализа модуляционной неустойчивости, как видно из формул (12).

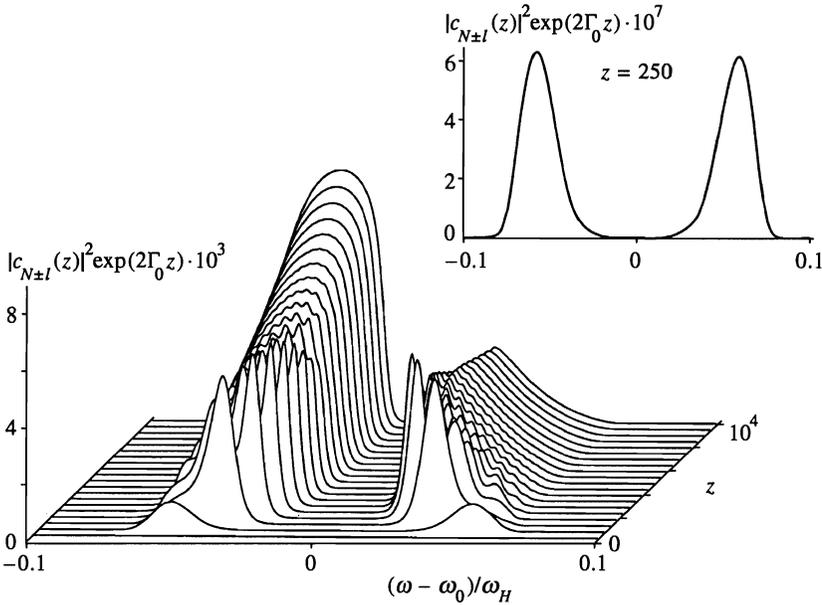


Рис. 5. Нормированная интенсивность автомодуляционного сигнала при детерминированном начальном возмущении при пониженном затухании и увеличенной амплитуде сигнальной волны, как на рис. 4

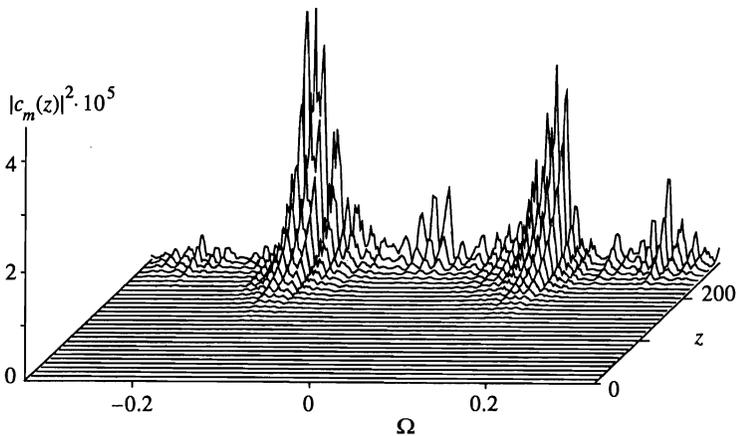


Рис. 6. Спектр автомодуляционного шума, рассчитанный с помощью системы (18), при наличии дисперсии нелинейности $\omega_{|\varphi|^2} = 2 + 60\Delta\omega$. Рассматривался закон дисперсии в виде $k(\Omega) = \Omega + \Omega^2$. Начальная мощность сигнальной волны была выбрана $|C_0|^2 = 0.01$, шума $|\epsilon_{m \neq 160}^0|^2 = 6.25 \cdot 10^{-10}$ ($0 \leq m \leq 320$, $\Delta\omega = 2 \cdot 10^{-3}$)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, моделирование процесса развития модуляционной неустойчивости как усиления шумового сигнала показывает, что в области слабой надкритичности, когда амплитуда возникающих сателлитов невелика, результирующая амплитудно-частотная характеристика сигнала примерно соответствует модели частотно-независимого усиления детерминированного гармонического возмущения. Различие возникает при большой длине распространения в слабодиссипативной среде, когда относительные амплитуды усилившегося шума на сателлитных частотах и основной частоте становятся заметными по сравнению с амплитудой сигнальной волны. В магнитных пленках из-за большого затухания реализуется, как правило, режим слабой надкритичности. Очевидно, что четырехволновая узкополосная и широкополосная автомодуляционная неустойчивости могут сосуществовать в этом режиме практически независимо. Подобная ситуация, по-видимому, наблюдалась в работе [6]. По крайней мере, частотный интервал автомодуляционного усиления шума, рассчитанный для приведенных в ней параметров пленки, согласуется с данными эксперимента. Наблюдаемая асимметрия усиления соседних автомодуляционных пиков может быть объяснена частотной дисперсией нелинейного сдвига частоты и затухания. Она особенно велика вблизи границ пропускания магнитоэлектрических волн в пленке. Учет обычной дисперсии третьего порядка не вызывает указанной асимметрии.

Для дальнейшего сопоставления теории и эксперимента было бы полезным продолжить исследования модуляционной неустойчивости в пленках ЖИГ. В частности, было бы интересно исследовать процессы четырехволнового распада в более толстых пленках (10–20 мкм). В таких пленках дисперсия волны более сильная, что приведет к изменению условий возникновения и развития неустойчивости. Сравнение с обсуждавшимся случаем тонких пленок ЖИГ, использовавшихся в эксперименте, позволит прояснить механизм развития модуляционной неустойчивости в запороговой области, в частности, например, уточнить природу возникновения шумового «пьедестала» и переход к хаотическому режиму с учетом специфики магнитных пленок.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку (гранты № 97-02-16183, № 96-02-16168), а также Государственную научную программу по направлению «Поверхностные атомные структуры» (грант № 97.3.16).

Литература

1. А. М. Медников, ФТТ 23, 242 (1981).
2. J. D. Adam, IEEE Trans. on Magnetics MAG-16, 1168 (1980).
3. А. Г. Темиряев, ФТТ 29, 313 (1987).
4. Г. А. Мелков, С. А. Шолом, ЖЭТФ 96, 712 (1989).
5. Б. А. Калинин, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, Письма в ЖТФ 10, 936 (1984).
6. П. Е. Зильберман, С. А. Никитов, А. Г. Темиряев, Письма в ЖЭТФ 42, 92 (1985).
7. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, С. А. Никитов, А. Г. Темиряев, ФТТ 28, 2774 (1986).
8. А. В. Вашковский, В. И. Зубков, Э. Г. Локк, С. А. Никитов, ФТТ 30, 827 (1988).
9. S. A. Nikitov, Su Jun, R. Marcelli, and P. De Gasperis, J. Magn. Magn. Mat. 145, L6 (1995).
10. Su Jun, S. A. Nikitov, R. Marcelli, and P. De Gasperis, J. Appl. Phys. 81, 1341 (1987).

11. Г. Т. Казаков, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов, ФТТ **39**, 330 (1997).
12. А. В. Лавриненко, В. С. Львов, Г. А. Мелков, В. Б. Черепанов, ЖЭТФ **81**, 1022 (1981).
13. А. К. Звездин, В. Ф. Попков, ЖЭТФ **84**, 606 (1983).
14. Б. А. Калиникос, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, ЖЭТФ **94**, 159 (1988).
15. M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **70**, 1707 (1993).
16. M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash, and C. E. Patton, Phys. Rev. B **49**, 12773 (1994).
17. A. D. Boardman, S. A. Nikitov, K. Xie, and H. Mehta, J. Magn. Magn. Mat. **145**, 357 (1995).
18. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые волны*, Наука, Москва (1987).
19. M. Karlsson, J. Opt. Soc. Amer. **12**, 2071 (1995).
20. A. N. Slavin and G. A. Dudko, J. Magn. Magn. Mat. **86**, 115 (1990).
21. Г. А. Дудко, Ю. А. Филимонов, Письма в ЖТФ **15**, 55 (1989).
22. Н. Н. Ахмедиев, В. М. Елеонский, Н. Е. Кулагин, ЖЭТФ **89**, 1542 (1985).
23. В. И. Карпман, Е. М. Маслов, ЖЭТФ **73**, 537 (1977).
24. A. D. Boardman, Q. Wang, S. A. Nikitov, J. Shen, W. Chen, D. Mills, and J. Bao, IEEE Trans. on Magnetics MAG-30, 14 (1994).