

01;09;11;12

К усилению солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках

© М.П. Костылев, Б.А. Калиникос

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 19 октября 1998 г.)

Теоретически исследован процесс параметрического усиления солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках с помощью параллельной магнитной накачки. Численными методами получены решения, показывающие, что величина коэффициента усиления зависит от соотношения начальных фаз несущих сигнала и накачки.

Недавно сообщалось об экспериментальном наблюдении параметрического усиления солитонов огибающей обратных объемных спиновых волн пространственно неоднородной магнитной накачкой в ферромагнитной пленке [1–3]. В работах [1,2] была также дана теоретическая оценка эффективности процесса усиления. Анализ проводился на основе уравнений для огибающих взаимодействующих пакетов спиновых волн [4]. К сожалению, из-за наличия щели в спектре спиновых волн пленки такой подход не позволяет правильно учесть спектральные характеристики параметрического процесса, что в первую очередь проявляется в трудности одновременного учета сонаправленного и встречнонаправленного холостых импульсов. Поэтому в работе [4] пренебрегали сонаправленным холостым пакетом, а в работе [1] — противонаправленным.

Цель данной работы — получить уравнения в спектральной области, строго описывающие параметрический процесс взаимодействия нелинейного пакета спиновых волн, возбуждаемого СВЧ током преобразователя (антенны), с полем пространственно неоднородной магнитной накачки, создаваемым сторонним СВЧ током, и произвести анализ полученных уравнений, используя численные методы. Таким образом, в модели впервые будут учитываться особенности возбуждения пространственно ограниченных пакетов спиновых волн микрополосковыми преобразователями, а также особенности формы СВЧ магнитного поля, создаваемого микрополосковым электродом накачки. Спектральный подход позволит учесть наличие щели в спектре и обоих холостых импульсов. Особое внимание будет уделено влиянию разности начальных фаз несущих сигнала и накачки ϕ на эффективность усиления.

Рассмотрим модель спин-волновой линии задержки (рис. 1, а), выполненной на основе ферромагнитной пленки толщиной L . На поверхности пленки на расстоянии l друг от друга расположены входная и выходная

микрополосковые антенны шириной W . Пленка намагничена до насыщения постоянным магнитным полем напряженностью H , приложенным в плоскости пленки перпендикулярно продольной оси антенн.

Во входной антенне протекает сверхвысокочастотный ток $j(z, t) = J(z, t) \cos(\omega_0 t)$, огибающая линейной плотности которого — $J(t, z)$, а частота несущей — ω_0 . Примем, что ток однороден по длине полоска. Магнитное поле этого тока возбуждает в пленке обратные объемные спиновые волны, распространяющиеся в виде пакетов в обе стороны от возбуждающей антенны вдоль направления постоянного магнитного поля.

В пространстве между входным и выходным преобразователями на расстоянии l_p от входной антенны расположен дополнительный микрополосковый электрод шириной W_p . По нему протекает высокочастотный ток $j_p(z, t) = J_p(z, t) \cos(\omega_p t)$, создающий в объеме пленочного образца пространственно неоднородное магнитное поле накачки $\mathbf{h}_p(t, z)$. Здесь ω_p — несущая частота тока накачки, которая примерно в два раза превышает несущую частоту входного сигнала

$$\omega_p/2 = \omega_0 + \Delta\omega. \quad (1)$$

Решение задачи анализа распространения импульса спиновых волн в такой структуре можно разбить на два этапа: 1) — решение задачи возбуждения импульса спиновых волн СВЧ током полоскового преобразователя, 2) — решение задачи взаимодействия импульса спиновых волн с импульсом пространственно неоднородной магнитной накачки. Для решения этих задач воспользуемся результатами работ ([5–8]). Согласно предложенному в этих работах подходу и исходя из выражения для энергии ферромагнитной пленки, получим систему нелинейных параметрических уравнений для пространственных фурье-гармоник переменной намагниченности, возбуждаемой сторонним СВЧ током и параметриче-

ски взаимодействующей с магнитным полем продольной накачки,

$$\begin{aligned} & \partial m_k^1 / \partial t + i[\omega_H + \omega_M / 2 \cdot (1 - P_k)] m_k^1 \\ & + i \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_3 \left[\sum_{p_1, p_2, p_3=1,2} T_{k_1 k_2 k_3 k}^{p_1, p_2, p_3} m_{k_1}^{p_1} m_{k_2}^{p_2} m_{k_3}^{p_3} \right. \\ & \left. \times \delta(p_1 + p_2 + p_3 - 4) \delta(k_1 + k_2 + k_3 - k) \right] \\ & + i|g|\mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 J_{pk_1}(t) \cos(\omega_p t) Y_{k_1} m_{k_2}^1 \delta(k_1 + k_2 - k) \\ & = |g|\mu_0 J_{sk}(t) \cos(\omega_0 t) \frac{k}{|k|} Y_k, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \partial m_k^2 / \partial t - i[\omega_H + \omega_M / 2 \cdot (1 - P_k)] m_k^2 \\ & - i \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_3 \left[\sum_{p_1, p_2, p_3=1,2} T_{k_1 k_2 k_3 k}^{p_1, p_2, p_3} m_{k_1}^{p_1} m_{k_2}^{p_2} m_{k_3}^{p_3} \right. \\ & \left. \times \delta(p_1 + p_2 + p_3 - 5) \delta(k_1 + k_2 + k_3 - k) \right] \\ & - |g|\mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 J_{pk_1}(t) \cos(\omega_p t) Y_{pk_1} m_{k_2}^2 \delta(k_1 + k_2 - k) \\ & = -|g|\mu_0 J_{sk}(t) \cos(\omega_0 t) \frac{k}{|k|} Y_k. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь P_k — матричный элемент диполь-дипольного взаимодействия [5]

$$P_k = 1 - [1 - \exp(-|k|L)] / (|k|L), \quad (4)$$

Y_k — интеграл перекрытия фурье-компоненты магнитного поля тока и "мембранной функции" для нижней моды обратных объемных спиновых волн [5]

$$Y_k = 1 / \sqrt{(2\pi)^{3/2} [1 - \exp(-|k|L)] / 2L}, \quad (5)$$

$T_{k_1 k_2 k_3 k}^{p_1, p_2, p_3}$ — коэффициент нелинейного четырехволнового взаимодействия, $\omega_H = |g|\mu_0 H$, $\omega_M = |g|\mu_0 M_0$.

Система уравнений (2), (3) решалась численным методом. Моделировалось возбуждение сигнального пакета спиновых волн прямоугольным импульсом тока входной антенны j_s длительностью τ_s , который далее взаимодействовал с магнитным полем накачки, создаваемым путем подачи на электрод накачки прямоугольного импульса тока j_p длительностью τ_p . Задавался также сдвиг фазы несущей сигнального импульса относительно несущей накачки ϕ .

Проведенные расчеты показали, что основные особенности процесса параметрического усиления можно исследовать в пренебрежении нелинейным четырехволновым взаимодействием в спин-системе пленки ($T_{k_1 k_2 k_3 k}^{p_1, p_2, p_3} = 0$). Поэтому при обсуждении результатов моделирования будем ограничиваться лишь этим случаем. Влияние четырехволновой нелинейности кратко обсудим в конце, когда будем сравнивать результаты численного расчета с экспериментальными данными.

Один из результатов моделирования приведен на рис. 1, *b*. Исходные данные для расчета соответствовали параметрам эксперимента из работы [2]. Приведены импульсы входного тока, тока накачки и погонной электродвижущей силы (эдс) E , наводимой в выходной антенне импульсом спиновых волн. Импульсы E показаны для случая отсутствия накачки и при ее подаче.

Расчеты показали, что форма выходного импульса в сильной степени зависит от амплитуды накачного импульса. При амплитуде накачки ниже порога параметрической генерации спиновых волн J_{th} подача импульса

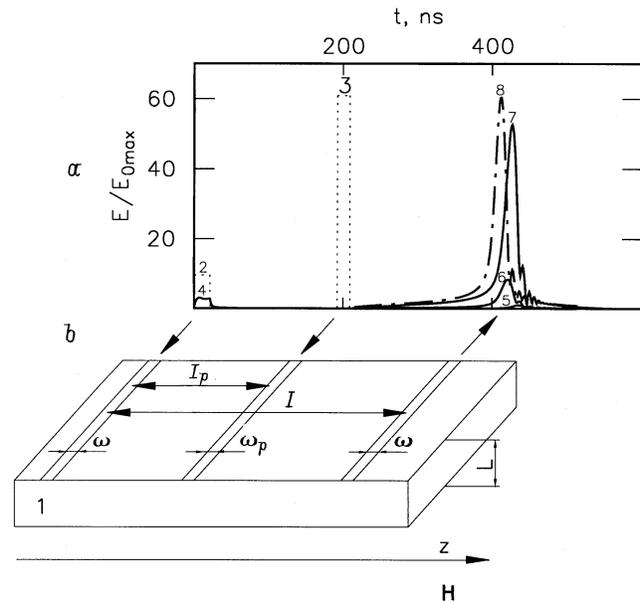


Рис. 1. Входные и выходные сигналы (пример расчета) (а) и моделируемая структура (b): 1 — ферромагнитная пленка; 2 — входной импульс тока (в произвольном масштабе по вертикальной оси); 3 — импульс тока накачки (в произвольном масштабе по вертикальной оси); 4 — огибающая импульса погонной эдс, порождаемого переменной намагниченностью во входной антенне при протекании в антенне входного импульса тока (среднее значение по ширине антенны); 5 — выходной импульс в отсутствии накачки; 6 — выходной импульс; надкритичность $\nu = 12$, длительность импульса накачки $\tau_p = 15$ ns; 7 — выходной импульс; надкритичность $\nu = 12$, длительность импульса накачки $\tau_p = 20$ ns; 8 — импульс, наводимый во входной антенне навстречу направленным холостым импульсом спиновых волн; надкритичность $\nu = 12$, длительность импульса накачки $\tau_p = 20$ ns. Огибающие импульсов электродвижущей силы (4–8) нормированы на амплитуду выходного сигнала в отсутствие накачки E_{0max} .

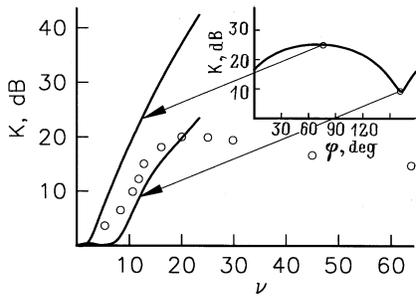


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления K от надкритичности ν . Сплошные линии — расчет, кружки — эксперимент из работы [2]. Показаны максимальный и минимальный расчетные коэффициенты усиления. На вставке приведен пример расчетной зависимости K от разности начальных фаз несущих сигнала и накачки: ширина входной и выходной антенн $\omega = 50 \mu\text{m}$, ширина полоска накачки $\omega_p = 0.25 \text{ mm}$, расстояние между входной и выходной антеннами $l = 8.5 \text{ mm}$, толщина ферромагнитной пленки $L = 4.9 \mu\text{m}$, параметр ее магнитных потерь $2\Delta H = 0.5 \text{ Oe}$, длительность входного импульса $\tau = 22 \text{ ns}$, длительность импульса накачки $\tau_p = 15 \text{ ns}$, время включения импульса накачки — через 193 ns после начала входного импульса, отстройка несущей частоты сигнала от половинной частоты несущей импульса накачки $\Delta\omega/2\pi = 15 \text{ MHz}$.

накачки в момент прохождения сигнального пакета спиновых волн под электродом накачки ведет к частичной компенсации потерь на распространение пакета в среде с затуханием. При этом длительность и амплитуда выходного импульса оказываются не зависящими от времени окончания импульса накачки, если его время превышает время выхода сигнального импульса из области накачки. В этом режиме при таких малых длительностях входного импульса, как в работе [2] (22 ns), компенсация потерь на распространение составляет не более десятых долей dB.

При превышении амплитудой накачки порога параметрической генерации спиновых волн пространственно локализованным полем тока микрополосковой антенны J_{th} усиление переходит в качественно другой режим, аналогичный режиму модового усиления [9]. В этом режиме форма и длительность выходного импульса определяется в первую очередь временем окончания импульса накачки и слабо зависит от амплитуды и длительности импульса тока входной антенны (рис. 1, b). При бесконечной длительности накачки происходит переход к параметрической генерации спиновых волн и амплитуда сигнала неограниченно возрастает во времени.

На рис. 2 показана зависимость коэффициента усиления K (рассчитываемого как отношение амплитуд выходного сигнала в присутствии накачки и без нее) от надкритичности $\nu = (J_p/J_{\text{th}})^2$. Поскольку измерения K в [1] и [2] выявили сильное влияние начальных фаз несущих сигнала и накачки на эффективность усиления, то при численном моделировании изучению влияния параметра ϕ на зависимость $K(\nu)$ было уделено особое внимание.

Расчеты показали, что причиной зависимости $K(\phi)$ является интерференция сигнального импульса и сонаправленного с ним холостого импульса на выходном преобразователе. Пример расчетной зависимости K от ϕ для случая превышения накачкой порога J_{th} показан на вставке к рис. 2. Как видно, в данном конкретном случае изменение разности начальных фаз на 90° приводит к изменению величины K на 15 dB .

На рис. 2 показаны максимально и минимально возможные значения K при соответствующих значениях ϕ . Кружочками отмечены экспериментальные данные, взятые из работы [2] (в работе измерялось лишь среднее значение коэффициента усиления). Как видно, имеется хорошее совпадение результатов расчета и экспериментальных данных для начального участка кривой. Для больших значений амплитуды накачки в эксперименте наблюдалось ограничение коэффициента усиления. Теоретический анализ позволяет предположить, что ограничение связано с четырехволновыми процессами нелинейного взаимодействия обратных объемных спиновых волн, такими как самовоздействие и рассеяние на коротких спиновых волнах.

Таким образом, в работе численными методами исследовано параметрическое усиление сверхвысокочастотной параллельной магнитной накачкой нелинейных пакетов обратных объемных спиновых волн в ферромагнитных пленках. Показано, что соотношение начальных фаз несущих сигнала и накачки сильно влияет на величину коэффициента усиления. Причина данной зависимости — пространственная интерференция сигнальной волны с сонаправленной ей холостой волной.

Работа выполнялась при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19515), Министерства общего и профессионального образования России (грант № 97-8.3-13) и Немецкого научного общества (DFG, грант N 436 RUS 113/27/0).

Список литературы

- [1] Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Костылев М.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. Вып. 5. С. 346–350.
- [2] Kolodin P.A., Kabos P., Patton C.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. N 9. P. 1976–1979.
- [3] Bagada A.V., Melkov G.A., Serga A.A., Slavin A.N. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. P. 5081.
- [4] Kalinikos B.A., Kostylev M.P. // IEEE Trans. Magn. 1997. Vol. 33. N 5. P. 3445–3447.
- [5] Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 272 с.
- [6] Калиникос Б.А. // Изв. вузов. Физика. 1981. Т. 24. № 8. С. 42–56.
- [7] Kostylev M.P., Kalinikos B.A., Dötsch H. // J. Magn. Mater. 1995. Vol. 145. P. 93–110.
- [8] Slavin A.N., Rojdestvenskii I.N. // IEEE Trans. Magn. 1994. Vol. 30. N 1. P. 37–45.
- [9] Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1988. 232 с.