

01;09

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГРУППЫ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ СВЧ ИМПУЛЬСОВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

© А.А.Абдумаликов, Т.Б.Норбоев, Э.Н.Цой

Исследование нелинейных свойств спиновых волн в магнитных пленках представляет интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения. Ферромагнитные пленки обладают широким спектром свойств, имеют сравнительно малые потери, а относительная простота эксперимента делает их одним из уникальных объектов для генерации и наблюдения нелинейных волн [1-4]. Экспериментальное изучение нелинейных свойств сверхвысокочастотных волн намагниченности, распространяющихся в импульсном режиме доказало существование солитонов огибающей волн намагниченности [4]. Представляет интерес изучение эволюции группы импульсов. Такая постановка задачи целесообразна из следующих соображений: во-первых, при слабых мощностях одиночный импульс не может генерировать солитон, в то время как мощность группы импульсов в совокупности может быть достаточна для генерации солитона, во-вторых, при достаточных мощностях одиночных импульсов для генерации солитона важно изучить зависимость количества рождаемых солитонов и их амплитуды от частоты повторений импульсов. Изучению этих задач посвящена данная работа.

На основе метода огибающих, заимствованного из геометрической оптики, показано [2], что медленно меняющаяся амплитуда $q(x, t)$ огибающей волны намагниченности Ψ в ферромагнитных пленках описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ):

$$i(q_t + v_g q_x) + \frac{1}{2} \omega'' q_{xx} - \omega_M |q|^2 q = 0, \quad (1)$$

$$\Psi(x, t) = q(x, t) \exp[i(\omega_0 t - k_0 x)], \quad \Psi^2 = m^2 / 2(4\pi M_0)^2,$$

где m — переменная часть намагниченности, ω_0, k_0 — частота и волновой вектор волны намагниченности, M_0 — намагниченность насыщения, $v_g = \partial\omega/\partial k$ — групповая скорость, $\omega'' = \partial^2\omega/\partial k^2$, $\omega_M = \partial\omega/\partial|q|^2$.

В уравнении (1) перейдем к системе координат, движущейся с групповой скоростью v_g и введем следующие безразмерные переменные

$$\tau = \frac{t}{t_0}, \quad \zeta = \frac{x - v_g t}{t_0 v_g}, \quad t_0 = \frac{|\omega''|}{v_g^2}. \quad (2)$$

Далее вводя обозначения:

$$u(\zeta, \tau) = \frac{\sqrt{\rho}}{v_g} q(\zeta, \tau), \quad \rho = |\omega''| \omega_M, \quad (3)$$

вместо (1) получим НУШ в стандартной форме:

$$iu_\tau + \frac{1}{2} u_\zeta \zeta + |u|^2 u = 0. \quad (4)$$

Будем пользоваться нормированной мощностью $|u|^2$, которая связана с реальной мощностью оценочной формулой $P = |u|^2 M_0^2 d v_g^3 W |\rho|^{-1}$ [1], где d и W — толщина и ширина ферромагнитной пленки.

Рассмотрим начальное условие в виде последовательности прямоугольных импульсов:

$$u(\zeta, 0) = \sum_{n=1}^h u_n [\theta(\zeta + (1-n)(L_n + l_n) - a) - \theta(\zeta - n(L_n + l_n) + L_n - a)], \quad (5)$$

где l — ширина импульса, L — расстояние между импульсами, a — начало отсчета, u_n — постоянная амплитуда n -го импульса, h — число импульсов и $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Задача в данной постановке была рассмотрена в работе [5], где в случае h одинаковых прямоугольных импульсов, отстоящих на равных расстояниях, получена общая формула для данного рассеяния $|a(\lambda)|^2$. Решая систему уравнений Захарова–Шабата [6] с потенциалом (5) для уравнения (4), нами получено рекуррентное соотношение для расчета данных рассеяния $a_n(\lambda)$ и $b_n(\lambda)$

$$a_n(\lambda) = \frac{u_n}{\beta_n} e^{i\lambda l_n} \left[\cos(\beta_n l_n + \varphi) a_{n-1}(\lambda) + i \sin(\beta_n l_n) e^{2i(n-1)\lambda(L_n + l_n)} b_{n-1}(\lambda) \right], \quad (6)$$

$$b_n(\lambda) = \frac{u_n}{\beta_n} e^{-i\lambda l_n} \left[i \sin(\beta_n l_n) e^{-2i(n-1)\lambda(L_n + l_n)} a_{n-1}(\lambda) + \cos(\beta_n l_n - \varphi) b_{n-1}(\lambda) \right], \quad (7)$$

$$\cos \varphi = \beta_n / u_n; \quad \sin \varphi = i \lambda / u_n.$$

где $\lambda = \xi + i\eta$ — спектральный параметр ($\eta > 0$). $\beta_n^2 = \lambda^2 + |u_n|^2$, $a_0 = 1$, $b_0 = 0$. Исследуем нули функции $a_2(\lambda)$ для случая $u_1 = u_2 = u$ и $l_1 = l_2 = l$, которые определяют амплитуды, скорости и число формирующихся солитонов. Скорости всех солитонов, формирующихся из начального условия (5), будут одинаковыми и равными нулю ($v_s = v_g$), так как фаза начального условия $\xi = 0$. Следовательно, все корни $a_2(\lambda)$ чисто мнимые и являются решением следующих трансцендентных уравнений:

$$\operatorname{tg}(\beta l) = \frac{\beta}{\pm |u| \exp(-\eta L) - \eta}, \quad (8)$$

где $\beta^2 = |u|^2 - \eta^2$.

Число формирующихся солитонов находится из условия

$$N = [S/\pi + 1/2], \quad (9)$$

где $[f]$ — означает целую часть числа f ,

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} u(\zeta, 0) d\zeta = 2ul, \quad (10)$$

Рассмотрим зависимость числа корней и амплитуды солитонов от расстояния между импульсами L для начального условия с фиксированной шириной каждого импульса $l = 1$ и суммарной мощности, меняющейся в широких пределах. При значении мощности меньше пороговой ($S < \pi/2$) $a_2(\lambda)$ не имеет нулей и начальные импульсы просто диспергируют. При условии $(2j - 1)\pi < S < (4j - 1)\pi/2$ ($j = 1, 2, 3 \dots$) для расстояния между импульсами $L < L_{\text{пор}}(S)$ будут формироваться $2j - 1$ солитонов, а для $L > L_{\text{пор}}(S)$ будут формироваться $2j + 1$ солитонов (рис. 1, а). Таким образом, при $L \leq L_{\text{пор}}(S)$ импульсы эволюционируют совместно как одно начальное условие, а при $L > L_{\text{пор}}(S)$ импульсы эволюционируют как бы самостоятельно. Необходимо отметить, что амплитуда первого солитона всегда меньше, чем у других и при достаточно больших значениях L стремится к нулю,

$$\eta = \frac{|u| \ln |\operatorname{tg} |u| l|}{|u| L + \operatorname{tg} |u| l}. \quad (11)$$

Амплитуды остальных солитонов попарно стремятся к постоянным значениям.

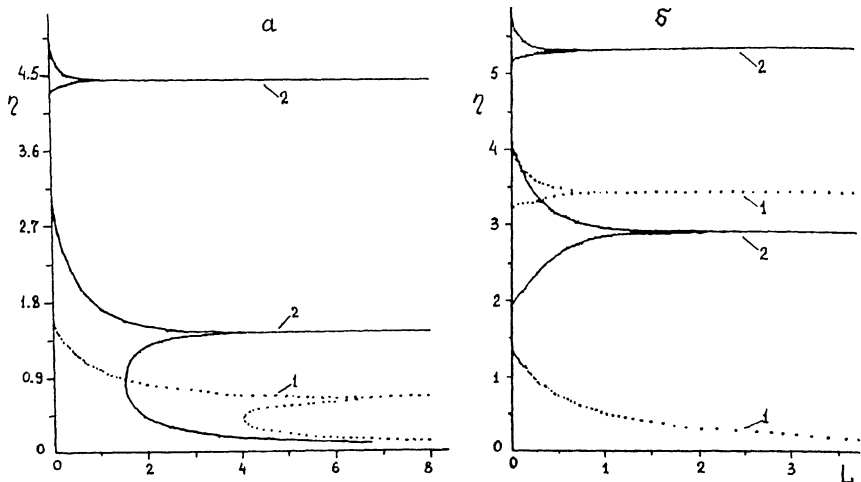


Рис. 1. Зависимости η от L при $l = 1$: а) 1 — $u = 2$, 2 — $u = 5.2$; б) 1 — $u = 6$, 2 — $u = 4.3$.

Для остальных значений S число формируемых солитонов определяется по формуле (9) и не зависит от L (рис. 1, б). Амплитуды солитонов также попарно стремятся к постоянным значениям. Для расстояния между парными солитонами имеем:

$$x_{10} - x_{20} \simeq \left| \frac{(1 + \eta l)(\eta \cos \beta l - \beta \sin \beta l)}{\eta |u| (\eta l \cos \beta l + \beta L \sin \beta l)} \right| e^{\eta L}, \quad (12)$$

где $\eta \simeq \eta_1 \simeq \eta_2$. Кроме того, полученные результаты легко распространяются на случай h ($h > 2$) прямоугольных импульсов — в этом случае качественная картина не меняется. При $N \gg 1$ появляются зоны, соответствующие рождению разных чисел солитонов.

Отметим, что результаты численного моделирования НУШ с начальным условием (5) при $h = 2$ подтверждают наши выводы.

Оценим порядок величин начального условия для экспериментального наблюдения предсказанных эффектов. Для ферромагнитной пленки железо-иттриевого граната с параметрами $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $d = 10$ нс, $W = 0.5$ см, $|\omega''| \simeq 3 \times 10^5$ см²·рад/с, $v_g = 1.8 \cdot 10^6$ см/с, $\omega_M = 3 \cdot 10^{10}$ рад/с ширина импульса $l = 1$ соответствует длительности импульса $t_0 = 100$ нс, $|u| = 1$ соответствует мощности импульса $P = 0.63$ мВт. Таким образом при длительности каждого импульса $t_0 = 100$ нс и 1.55 мВт $< P < 3.5$ мВт с увеличением промежутка времени между импульсами $T = 1 \div 1.5$ мкс можно наблюдать предсказанный эффект, а именно с увеличением T односолитонный режим переходит в трехсолитонный.

Таким образом, нами исследованы распространения группы прямоугольных импульсов в рамках НУШ. Методом обратной задачи рассеяния изучены одно- и многосолитонный режимы распространения волны намагнитченности в ферромагнитных пленках. Обнаружен новый эффект пороговой зависимости числа образующихся солитонов от расстояния между исходными прямоугольными импульсами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Узбекистан (контракт N 55).

Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Зильберман Г.Е., Никитов С.А., Темиряев А.Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. N 6. С. 1794–1798.
- [2] Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. N 11. P. 1707–1710.
- [3] Абдумаликов А.А., Норбоев Т.Б. // Узб. физ. жур. 1993. Т. 5. С. 32–38.
- [4] Калинин Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. N 2. С. 159–176.
- [5] Манаков С.В. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. N 4. С. 1392–1398.
- [6] Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: метод обратной задачи. М.: Наука. 1980. 381 с.

Ташкентский государственный
университет,
ФТИ ПНО "Физика Солнца"
АН РУз, Ташкент

Поступило в Редакцию
11 апреля 1996 г.