

01;05;06;09;11

Нелинейные поверхностные магнитостатические волны в феррит-полупроводниковой структуре

© А.С. Киндяк

Минский научно-исследовательский институт радиоматериалов,
220024 Минск, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 9 февраля 1998 г.)

Теоретически исследовано распространение нелинейной поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) в планарной феррит-полупроводниковой структуре в зависимости от концентрации носителей тока в полупроводниковом слое. Показано, что при определенных концентрациях ПМСВ неустойчива относительно продольных возмущений и может распространяться перпендикулярно магнитному полю в виде солитонов.

В последние годы наблюдается значительный интерес к исследованию солитонов огибающей магнитостатических спиновых волн в тонких ферромагнитных пленках [1–4]. К настоящему времени в них теоретически изучены условия существования и образования солитонов [1,2], а также экспериментально наблюдалось распространение импульсов магнитостатических волн в виде солитонов [3]. Однако нелинейные поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ) в феррит-полупроводниковых структурах изучались значительно меньше.

В данной работе теоретически показана возможность существования солитонов ПМСВ в планарной феррит-полупроводниковой структуре. ПМСВ распространяется вдоль оси Y , перпендикулярно внешнему магнитному полю H_0 , направленному по оси Z вдоль поверхности структуры.

Исходными уравнениями для исследования нелинейных поверхностных спиновых волн в феррит-полупроводниковой структуре являются уравнения Максвелла, уравнение Ландау–Лифшица в магнитостатическом приближении для ферритового слоя, а также уравнения Максвелла и уравнение Лоренца для полупроводникового слоя.

При распространении ПМСВ роль нелинейности проявляется в зависимости частоты и фазовой скорости от амплитуды волны. Считая, что амплитуда φ является медленно меняющейся функцией, нелинейное дисперсионное уравнение ПМСВ можно формально записать в виде [1]: $G(\omega, k, |\varphi|^2) = 0$, где ω — несущая частота, $k \equiv k(\omega)$ — волновой вектор ПМСВ. Так как нелинейность предполагается малой, то отклонение частоты ω от ω_0 до $\omega_0 + \Omega$, $\Omega \ll \omega_0$ и изменения k от волнового вектора линейного уравнения k_0 будут малы. После разложения $k(\omega)$ около $k_0(\omega_0)$ в ряд по $(\omega - \omega_0)$ получим нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) [1,4]

$$i \frac{dA}{dy} - \frac{\beta_2}{2} \frac{d^2 A}{dt^2} + \gamma |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где $\beta_2 = d^2 k / d\omega^2|_{\omega_0}$ — дисперсия линейной групповой скорости, вычисленная в точке $k_0(\omega_0)$; $\gamma = dk/d|A|^2|_{A=0, \omega_0}$ — нелинейный коэффициент.

Необходимым условием для формирования солитона огибающей является выполнение критерия Лайтхилла [5] $\beta_2 \gamma < 0$.

Дисперсионное уравнение линейной ПМСВ, распространяющейся в феррит-полупроводниковой структуре, имеет вид [6]

$$e^{-2kd} = \frac{(\mu^- + k)(\delta\mu^+ + k)\text{th}(k_s t) + (\mu^+ + k)\sqrt{\delta}}{(\mu^+ - k)(\delta\mu^- - k)\text{th}(k_s t) + (\mu^- - k)\sqrt{\delta}}. \quad (2)$$

Здесь $\mu^\pm = k(\mu \pm \mu_a)$, $k_s^2 = \delta k^2$, $k = k_1 + ik_2$, d и t — толщина ферритового и полупроводникового слоя соответственно, μ и μ_a — диагональный и недиагональный элементы тензора магнитной проницаемости феррита с учетом потерь. Величина δ определяет особенности взаимодействия ПМСВ с полупроводниковым слоем и в данном случае может быть записана в виде

$$\delta = 1 - \frac{\omega \varepsilon_{zz}}{k^2 c^2}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^e + \varepsilon_{zz}^h$, $\varepsilon_{zz}^{e(h)}$ — элемент тензора диэлектрической проницаемости полупроводника в магнитном поле H_0

$$\varepsilon_{zz}^e = \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \right), \quad (4)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, обусловленная вкладом решетки; ν — частота электронных столкновений; $\omega_p = (4\pi e^2 N / m^* \varepsilon_s)^{1/2}$ — плазменная частота; N — концентрация электронов.

В случае $\delta = 1$ уравнение (2) переходит в уравнение Деймона–Эшбаха. При определении коэффициента нелинейности γ исходим из того, что для малых отклонений намагниченности от равновесного состояния

$$M_z \cong M_0 \left(1 - \frac{|M_x|^2 + |M_y|^2}{2M_0^2} \right),$$

где M_0 — намагниченность насыщения, а M_i — компоненты переменной намагниченности ($i = x, y, z$).

Тогда в пределе $kd \ll 1$, $M_z \cong M_0 - M_0|\varphi|^2$ и $\omega_m \cong \omega_m(1 - |\varphi|^2)$ [1,4]. Подставляя последнее выражение в уравнение (2), получим

$$\gamma = -\frac{dG}{d|A|^2} / \frac{dG}{dk},$$

$$\frac{dG}{d|A|^2} = AD_a - BC_a,$$

$$A = \frac{1}{2} [\delta + \sqrt{\delta} + (\sqrt{\delta} - \delta) \exp(-2k_s t)],$$

$$B = (1 - \delta)(1 - \exp(-2kd))/4,$$

$$D_a = \omega_m (\omega_n + \omega_m(1 - \exp(-2kd)))/2,$$

$$C_a = \omega_m (\omega_h - \omega)/2,$$

$$\frac{dG}{dk} = A_k D + AD_k - (B_k C + BC_k),$$

$$D = \omega_0^2 - \frac{\omega_m^2}{4} (1 - e^{-2kd}),$$

$$C = \omega_0^2 + \frac{\omega_m}{2} (\omega + \omega_h) (1 - e^{-2kd}), \quad (5)$$

где A_k , B_k , C_k , D_k и δ_k — производные по k , $\omega_0^2 = \omega_h^2 + \omega_m \omega_m$.

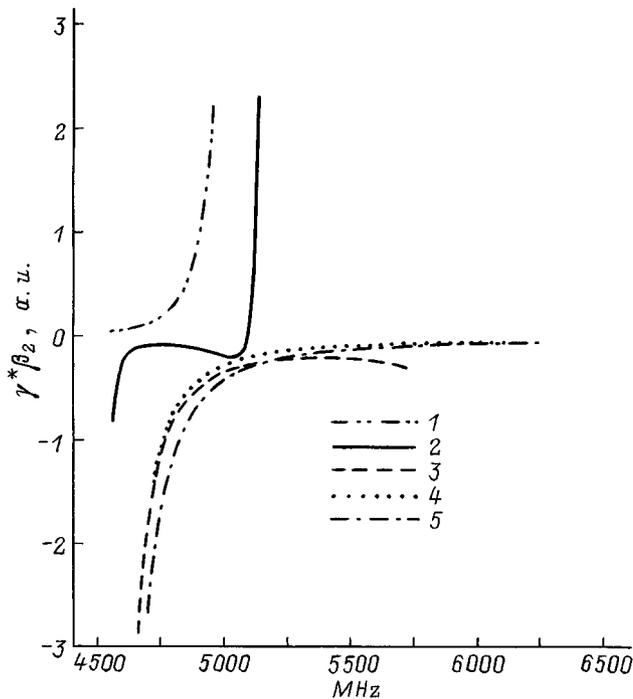


Рис. 1. Зависимость произведения дисперсии групповой скорости и нелинейного коэффициента от частоты для отдельной пленки феррита (1) и феррит-полупроводниковой структуры с концентрацией электронов 10^{16} (2), 10^{17} (3), 10^{18} (4), 10^{19} cm^{-3} (5).

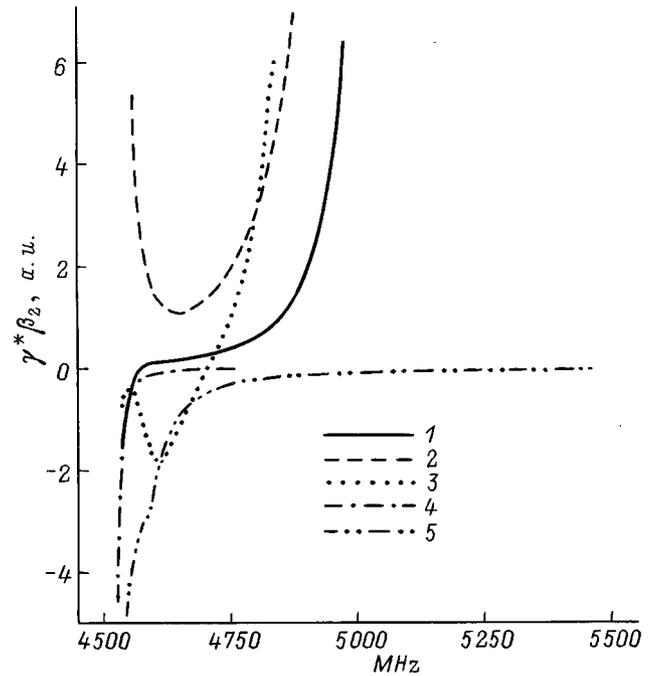


Рис. 2. Зависимость произведения дисперсии групповой скорости и нелинейного коэффициента от частоты для феррит-полупроводниковой структуры с концентрацией электронов 10^{16} (1), 10^{17} (2), 10^{18} (3), 10^{19} (4), 10^{20} cm^{-3} (5).

Используя

$$\frac{d\omega}{d|A|^2} = \nu_g \frac{dk}{d|A|^2}$$

и подставляя в (5) $\delta = 1$, $\delta_k = 0$, $k = 0$, $\omega = \omega_0$, получим $d\omega/d|A|^2 = \omega_m \omega_h / 2\omega_0$, что с точностью до множителя совпадает с данными работы [1].

Известно, что солитоны могут возникать как из продольной, так и из поперечной модуляционной неустойчивости. Первая проявляется в автомодуляции, вторая — в самофокусировке. Самофокусировка ПМСВ в ферритовой пленке без потерь рассматривалась в [1], где было показано, что ПМСВ, распространяющаяся перпендикулярно к магнитному полю, устойчива относительно продольных возмущений. В [2] было показано, что ПМСВ, распространяющаяся под углом к магнитному полю, неустойчива относительно продольных возмущений, что приводит к образованию солитонов огибающей ПМСВ.

Для феррит-полупроводниковых структур, как видно из данных, приведенных на рис. 1, ПМСВ неустойчива относительно продольных возмущений и при нормальном распространении по отношению к магнитному полю. Расчеты проводились без учета потерь для значений параметров, соответствующих пленкам железо-иттриевого граната и полупроводника CdSe: $4\pi M_0 = 1750$ Gs, $H = 960$ Oe, подвижность дырок $\mu_h = 50$ cm^2/Vs , подвижность электронов $\mu_e = 650$ cm^2/Vs , $d = 0.002$ cm, $t = 0.0002$ cm.

Как видно из рис. 1, в случае отдельной пленки феррита ($\delta = 1$) ПМСВ устойчива относительно продольных возмущений. При наличии полупроводникового слоя, начиная с малых концентраций носителей заряда, появляется область существования солитонов огибающей, которая с увеличением концентрации расширяется на весь диапазон существования ПМСВ.

Учет потерь в феррите и полупроводнике приводит к более сложным зависимостям дисперсии групповой скорости ПМСВ и нелинейного коэффициента от частоты при изменении концентрации носителей тока в полупроводнике (рис. 2). На рис. 2 представлены рассчитанные значения произведения действительных частей β_2 и γ . Видно, что при малых концентрациях критерий Лайтхилла выполняется в небольшом диапазоне в низкочастотной области спектра. Повышение концентрации приводит к исчезновению области существования солитонов ПМСВ. Дальнейшее повышение концентрации приводит к появлению этой области вновь, которая затем с ростом N расширяется практически на весь частотный диапазон ПМСВ. Отметим, что на рис. 2 приведены значения, для которых $k_2 > -20 \text{ cm}^{-1}$. Таким образом, из приведенных данных следует, что в феррит-полупроводниковых планарных структурах ПМСВ неустойчива относительно продольных возмущений.

Оценим пороговую мощность ПМСВ, необходимую для образования солитона, которая определяется как $|\varphi|^2 = -\beta_2/\gamma\tau$, где τ — длительность импульса. Используя асимптотическое выражение для мощности ПМСВ [1,4] $P = \pi L d^2 \omega M^2 |\varphi|^2$ (L — ширина структуры), найдем, что при использованных параметрах и $N = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\omega = 4.6 \text{ GHz}$, $\tau = 8 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ пороговая мощность образования солитона $P = 17 \text{ mW}$.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проект № 96-142.

Список литературы

- [1] Звездин А.К., Попков А.Д. // ЖЭТФ. 1983. Т. 64. Вып. 2. С. 606.
- [2] Бордман А.Д., Гуляев Ю.В., Никитов С.А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 6. С. 2140.
- [3] Калинин Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 1. С. 159.
- [4] Boardman A.D., Nikitov S.A., Waby N.A. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. N 18. P. 13 602.
- [5] Lighthill M.J. // J. Inst. Appl. Math. 1965. Vol. 1. P. 269.
- [6] Киндяк А.С. // ЖТФ. 1994. Вып. 11. С. 99.