

05.2; 09

©1994

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ПОПЕРЕЧНО-НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.В.Гримальский, Ю.Г.Рапопорт

В последнее время привлекают внимание волны конечной амплитуды в твердых телах, которые, кроме чисто научного интереса, находят применение в устройствах обработки информации [1,2]. Известно, что в СВЧ диапазоне в ограниченных ферромагнетиках типа ЖИГ в постоянных подмагничивающих полях возможно распространение магнитостатических волн (МСВ) со скоростями порядка $10^6 - 10^8$ см/с [3], причем нелинейные эффекты наблюдаются при относительно низких уровнях интегральной мощности. Отличительной чертой МСВ является то, что их распространением можно управлять с помощью пространственной неоднородности постоянного магнитного поля H_0 [4]. Поэтому представляет интерес исследовать распространение нелинейных МСВ в неоднородных магнитных полях $H_0(r)$. Ниже ограничимся случаем стационарного распространения нелинейных волн с постоянными частотой и волновым числом.

Вдоль границы раздела ферромагнетика (ФМ) с диэлектриком в случае касательной намагниченности возможно существование поверхностных колебаний Дэймона-Эшбаха с частотой $\omega = \omega_H + \omega_M/2$ [5], которая определяется из уравнения

$$\sigma_0 - \mu - 1 = 0, \quad (1)$$

где $\sigma_0 = \omega\omega_M / (\omega^2 - \omega_H^2)$, $\mu = 1 - \omega_M\omega_H / (\omega^2 - \omega_H^2)$, $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu$, $\mu_{xy} = -\mu_{yx} = i\sigma_0$, $\mu_{zz} = 1$, $\mu_{xz} = \mu_{yz} = 0$ — компоненты тензора магнитной СВЧ проницаемости ФМ, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ — гиромагнитное отношение, H_0 — приложенное постоянное магнитное поле, M_0 — намагниченность насыщения. Считается, что ФМ занимает полупространство $x > 0$; диэлектрик — $x < 0$; H_0 и M_0 направлены в плоскости раздела вдоль оси Oz , волновой вектор — вдоль оси Oy . Волновой вектор k произволен, поэтому $V_{гр} = \partial\omega/\partial k = 0$ и колебания ДЭ не переносят энергию.

Далее рассматривается случай, когда поле подмагничивания слабо зависит от поперечной координаты z , причем

неоднородность имеет форму "вала" ($\partial H_0/\partial z > 0$ при $z < 0$, $\partial H_0/\partial z < 0$ при $z > 0$). В такой системе возможно распространение волны типа ДЭ с $V_{гр} \neq 0$ в определенной полосе частот (аналогично случаю ограниченной по z структуре). Наибольший интерес представляет то, что, как показано ниже, дисперсия и полоса пропускания низшей моды существенно зависят от амплитуды волны. В данной работе исследуются дисперсионные характеристики такого нелинейного волновода МСВ, созданного малой неоднородностью поля H_0 типа "вала".

Уравнения магнитостатики и Ландау-Лифшица в безобменном приближении для переменной намагниченности с точностью до кубической нелинейности могут быть получены из вариационного принципа для действия $S = \iint L dV dt$ со следующим лагранжианом:

$$L = - \left(\frac{\mathbf{h}^2}{8\pi} + \mathbf{m}\mathbf{h} \right) + \frac{2\pi}{\omega_M} \left[m_x \dot{m}_y \cdot \left(1 + \frac{m_x^2}{3M_0^2} \right) - \right. \\ \left. - \dot{m}_x m_y \cdot \left(1 + \frac{m_y^2}{3M_0^2} \right) \right] + \\ + \frac{2\pi\omega_H}{\omega_M} \cdot (m_x^2 + m_y^2) \cdot \left[1 + \frac{1}{4M_0^2} \cdot (m_x^2 + m_y^2) \right]. \quad (2)$$

Здесь $m_{x,y}$ — переменные компоненты намагниченности ($\dot{m} = \partial m/\partial t$), $m_z = - (m_x^2 + m_y^2)/2M_0$; $\mathbf{h} = \nabla\varphi$, φ — магнитный потенциал МСВ. Варьирование производится по $m_{x,y}$ и φ .

Рассмотрим нелинейные волны, распространяющиеся вдоль оси Oy . В слабонеоднородном поле $H_0(z)$ решение для потенциала МСВ φ можно искать в виде

$$\varphi = \frac{1}{2}\varphi_0(z) \cdot e^{-k|x|} \cdot e^{i\omega t - iky} + \text{к.с.}, \quad (3)$$

$$4\pi m_x^+ = (\mu(\omega, z) - 1) h_x^+ + i\sigma_0(\omega, z) h_y^+,$$

$$4\pi m_y^+ = -i\sigma_0(\omega, z) h_x^+ + ((\mu\omega, z) - 1) h_y^+ \quad (x > 0),$$

$$m_{x,y} = 0 (x < 0),$$

где $m_{x,y}^+$, $h_{x,y}^+$ — положительно-частотные составляющие $m_{x,y}$, $h_{x,y}$; μ и σ_0 зависят от z посредством $\omega_H = \omega_H(z) = \gamma H_0(z)$. Фактически это означает, что в силу малости

неоднородности и нелинейности поперечный по x профиль волны изменяется слабо по сравнению с профилем колебаний ДЭ. Подставляя выражения для $\varphi, m_{x,y}$ в действие и варьируя его по φ_0 , получаем уравнение для $\Phi = k\varphi_0/4\pi M_0$ следующего вида:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + k^2 \cdot (\sigma_0 - \mu - 1) \cdot \Phi - \frac{4(\omega - \omega_H)}{\omega_M} k^2 \Phi^3 = 0. \quad (4)$$

Для нижней (симметричной по z) моды граничные условия для Φ :

$$\Phi(z=0) = \Phi_0, \quad \frac{d\Phi}{dz}(z=0) = 0, \quad \Phi(z \rightarrow \infty) = 0. \quad (5)$$

Уравнение (4) с граничными условиями (5) при фиксированных ω и Φ_0 имеет нетривиальные решения при определенных значениях волнового вектора $k = k(\omega, \Phi_0)$, что и представляет собой дисперсионное уравнение для нелинейных поверхностных МСВ (ПМСВ) в неоднородном поле. Видно, что при $H_0 = \text{const}$ в пределе малой амплитуды (4) сводится к уравнению для частоты колебания ДЭ.

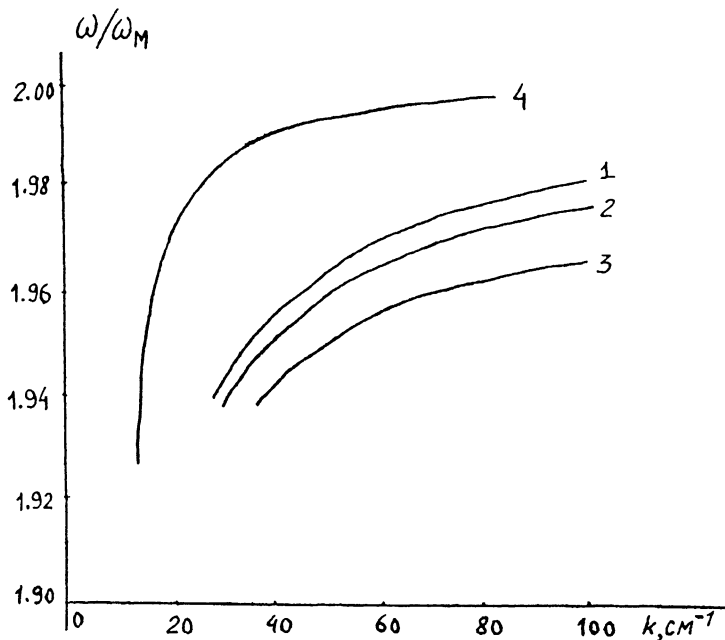
В случае малой амплитуды для неоднородности поля типа

$$\omega_H = \omega_{H_0} + \Delta\omega_H \cdot \text{sech}^2 qz \quad (6)$$

нахождение дисперсионного уравнения сводится к решению квантовомеханической задачи об уровнях энергии частицы в соответствующей потенциальной яме [6], и зависимость $k(\omega)$ может быть найдена аналитически:

$$k \simeq \frac{q}{2} \cdot \left(\frac{\omega - \omega_{H_0} - \omega_M/2}{\omega_M} \right)^{1/2} \times \\ \times \frac{\omega_M}{\Delta\omega_H - (\omega_H - \omega_{H_0} - \omega_M/2)}. \quad (7)$$

Дисперсионная зависимость (7) отражена на рисунке кривой 1. Видно, что она подобна зависимости $k(\omega)$ для ПМСВ в однородной ФМ пленке конечной толщины. Волна может распространяться в частотном интервале, который ограничен сверху значением $\omega = \omega_{H_0} + \Delta\omega_H + \omega_M/2$; снизу существует ограничение $\mu(\omega, z=0) > 0$, так как при $\mu \simeq 0$ нужно учитывать запаздывание электромагнитной волны и при $\mu < 0$ волна в полупространстве становится делокализованной [7]. Таким образом, спектр ПМСВ в данном волноводе оказывается несколько уже спектра ПМСВ в пленке. Нижняя граница частоты, где выполняется квазистатическое



Дисперсионные зависимости $k(\omega, \Phi_0)$ для нелинейных ПМСВ в неоднородном магнитном поле $\omega_H(z) = \gamma H_0(z) = \omega_{H_0} + \Delta\omega_H \cdot \text{sech}^2 qz$ при $\omega_{H_0}/\omega_M = 1.3$, $\Delta\omega_H/\omega_M = 0.2$, $q = 10 \text{ см}^{-1}$.

1 — $\Phi_0 = 0.01$, 2 — $\Phi_0 = 0.1$, 3 — $\Phi_0 = 0.2$. 4 — закон дисперсии для магнитного поляритона с учетом запаздывания [7] в однородном магнитном поле $\omega_H = \gamma H_0 = 1.5\omega_M$ и равенстве диэлектрических проницаемостей ФМ и диэлектрика.

приближение, при $q = 10 \text{ см}^{-1}$: $\omega \simeq \omega_{H_0} + \omega_M/2 + 0.75\Delta\omega_H$ ($k^2 \geq (\omega/c)^2 \cdot \epsilon_{\text{eff}}(z=0)$). Здесь $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 \cdot (\sigma_0^2 - \mu^2) / \mu$ [7], ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость железо-иттриевых гранатов).

В случае существенной нелинейности при неоднородности поля (6) дисперсионное соотношение $k = k(\omega, \Phi)$ находилось численно. Для $\Phi_0 = 0.1$, $\Phi_0 = 0.2$ результаты численного счета представлены на рисунке кривыми 2 и 3 (для железо-иттриевых гранатов это соответствует $h_y = = k\varphi_0(0) = 200$ и 400 Э). Оказалось, что волновой вектор нелинейной ПМСВ существенно зависит от амплитуды волны в центре волновода $z = 0$, причем по сравнению со случаем малой амплитуды спектр волны сужается сверху, что представляет самостоятельный интерес. Существенно зависит от амплитуды Φ_0 и поперечное распределение поля по z : с увеличением Φ_0 при $\omega = \text{const}$ оно уширяется. Таким образом, влияние нелинейности в данном волноводе на распространение МСВ оказывается весьма существенным.

Это объясняется тем, что в линейном приближении дисперсия обусловлена слабой зависимостью $\omega_H(z)$, поэтому даже небольшое эффективное изменение ω_H из-за нелинейности приводит к существенному изменению дисперсионных характеристик.

Список литературы

- [1] *Nonlinear Waves in Solid State Physics* /Ed. by A.D.Boardman, M.Bertolotti, T.Twardowski. N.Y.: Plenum Press, 1986. 440 p.
- [2] Boardman A.D., Dhabat M.M., Wallis R.F. // *J. Phys. D.* 1991. V. 24. N 10. P. 1702–1707.
- [3] Гилинский И.А. Электромагнитные поверхностные явления. Новосибирск: Наука, 1990. 187 с.
- [4] Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Шеглов В.И. // *ЖТФ.* 1990. Т. 60. В. 7. С. 138–145.
- [5] Damon R.W., Eschbach J.R.// *J. Phys. Chem. Solids.* 1961. V. 19. N 2. P. 308–320.
- [6] Елютин П.В., Кривченко В.Д. Квантовая механика. М.: Наука, 1976. 336 с.
- [7] Каганов М.И., Шалаева Т.И. // *ЖЭТФ.* 1993. Т. 103. В. 4. С. 1476–1483.

Киевский университет им. Т.Шевченко
Украина

Поступило в Редакцию
10 января 1994 г.