

РАССЕЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

С. А. Никитов

Выведены уравнения, описывающие распространение нелинейных поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в пленке ферромагнетика при наличии бегущей поверхностной акустической волны (ПАВ) много меньшей частоты. Получено дисперсионное уравнение ПМСВ в условиях брэгговского отражения от ПАВ. Показано, что при определенной мощности ПМСВ они становятся бистабильными. Рассчитаны пороги наступления бистабильной неустойчивости.

1. Магнитостатические волны уже давно являются объектом пристального внимания исследователей. В последнее время основное внимание уделяется исследованию их нелинейных свойств. Это обусловлено в первую очередь тем, что уже при небольших мощностях возбуждающих сигналов наблюдаются различные отклонения от линейных законов. Так, предсказаны и частично экспериментально подтверждены такие явления, как самоиндуцированная прозрачность, образование солитонов, самофокусировка, распад и кинетическая неустойчивость и другие явления [1-5]. Несомненный интерес среди всех возможных типов магнитостатических волн представляют поверхностные волны — ПМСВ. Во-первых, в отличие от объемных магнитостатических волн они имеют всего лишь одну моду, во-вторых, их частоты выше частот объемных волн, что более привлекательно с точки зрения применения этих волн при создании устройств на их основе. Свойства нелинейных ПМСВ рассмотрены в [6]. В частности, там предсказан эффект бистабильности ПМСВ при распространении в ферромагнитной пленке с периодически неровной поверхностью. Представляет интерес рассмотреть рассеяние нелинейных ПМСВ на поверхностной акустической волне много меньшей частоты, представляющей бегущую решетку для ПМСВ. Рассеяние линейных ПМСВ на ПАВ рассмотрено в [7, 8].

2. Итак, предположим, что в ферромагнитной пленке, находящейся на немагнитной подложке, распространяется нелинейная ПМСВ с частотой ω и волновым вектором \mathbf{q} вдоль оси OY . В этом же направлении распространяется ПАВ Релея с частотой $\Omega \ll \omega$ и волновым вектором \mathbf{Q} . ПАВ поляризована вдоль осей OY и OX . Термодинамический потенциал ферромагнитной пленки при учете магнитоупругости есть

$$\Phi = -H_0 M - \frac{1}{2} h M - \frac{B_1}{M_0^2} (\epsilon_{xx} M_x^2 + \epsilon_{yy} M_y^2) - \frac{2B_2}{M_0^2} \epsilon_{xy} M_x M_y. \quad (1)$$

H_0 — внешнее магнитное поле; M — магнитный момент пленки; h — дипольное поле, обусловленное наличием ПМСВ; B_1, B_2 — магнитоупругие константы; M_0 — намагниченность насыщения; $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i)$ — компоненты тензора упругих деформаций. Далее без ограничения общности будем считать ферромагнетик изотропным по магнитоупругим свойствам, так что $B_1 = B_2$, и рассматривать ПАВ, глубоко проникающую в подложку, так что $Qd \ll 1$, где d — толщина пленки, тогда можно счи-

гать, что $\varepsilon_{xy} \approx 0$. Магнитный потенциал нелинейной ПМСВ Ψ , определяемый из уравнений Максвелла $\mathbf{h} = -\nabla\Psi$, ранее найден в [6]

$$\Psi_{\text{нл}} = [A(1 + L_1 q x) e^{q x} + A \alpha(1 + L_2 q x) e^{-q x} + A L_3 e^{3 i q x} + A L_4 e^{-3 i q x}] e^{i q y} + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где $|A|$ — амплитуда потенциала ПМСВ; $L_1 - L_4$, α — сложные функции параметров пленки и ПМСВ, найденные в [6]. Далее, записывая уравнения Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении и уравнение Ландау-Лифшица движения магнитного момента, приходим к уравнению для магнитоэлектростатического потенциала Ψ с учетом магнитоупругого взаимодействия (1)

$$(1 + \chi_1) \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial \eta}{\partial x} \left(\chi_1 \frac{\partial \Psi}{\partial x} - i \chi_2 \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial \eta}{\partial y} \left(\chi_1 \frac{\partial \Psi}{\partial x} + i \chi_2 \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) - \chi_1 \left(\frac{\partial \Theta_1}{\partial y} + \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \right) + i \chi_2 \left(\frac{\partial \Theta_1}{\partial x} - \frac{\partial \Theta_2}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$\chi_1 = \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \chi_2 = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \Theta_1 = \frac{2B_1}{M_0^2} \varepsilon_{yy} M_y, \quad \Theta_2 = \frac{2B_1}{M_0^2} \varepsilon_{xx} M_x, \\ \eta = \frac{M_x^2 + M_y^2}{2M_0^2}, \quad \omega_H = \gamma H_0, \quad \omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_0,$$

γ — гиромагнитное отношение. Полное решение уравнения (3) записывается в следующем виде:

$$\Psi = \Psi_{\text{нл}} + \frac{4B_1 Q x A}{M_0^2 \omega_M Q d} [e^{q x} (\omega_H + \omega + \Omega) (\chi_1 \varepsilon_{yy} + \chi_2 \varepsilon_{xx}) - e^{q x} (\omega_H - \omega - \Omega) (\chi_1 \varepsilon_{yy} - \chi_2 \varepsilon_{xx})] e^{i q y} + \text{к. с.} \quad (4)$$

При наличии бегущей акустической волны собственные решения уравнения (3) записываются в форме функции Блоха, а в Фурье-разложении периодического множителя оставляются только два члена, соответствующие волнам, фазовые скорости которых направлены вдоль и против OY .

Таким образом, мы рассматриваем окрестность частот и волновых чисел вблизи значений

$$\omega_{\pm} = \omega(q_{\pm}), \quad \omega_{\pm} - \Omega = \omega(q_{\pm}), \quad q_{\pm} = |q_{\pm} - Q|. \quad (5)$$

Условия (5) представляют собой законы сохранения энергии и импульса ПМСВ, при этом ω_{\pm} есть нелинейная дисперсия ПМСВ. При этом $q_{\pm} \approx \approx Q/2$ — условие брэгговского отражения. Фактически в выражении (4) комплексно-сопряженная величина обозначает отраженную волну, распространяющуюся в направлении ($-OY$) с амплитудой $|A_-|$. Граничные условия стандартны: непрерывность магнитоэлектростатического потенциала и нормальной компоненты магнитной индукции на поверхностях пленки. В результате подстановки решения (4) в граничные условия получаем систему связанных мод для амплитуд потенциала A , A_- . Детерминант этой системы определяет дисперсионное уравнение нелинейных ПМСВ, рассеивающихся на ПАВ. Оно имеет следующий вид:

$$D_+ D_- = \frac{16B_1^2 Q^2}{M_0^2 \omega_M^2} \left\{ e^{q d} (\omega_H + \omega + \Omega) (\chi_1 \varepsilon_{xx} + \chi_2 \varepsilon_{yy}) + e^{-q d} (\omega_H - \omega - \Omega) \times \right. \\ \left. \times (\chi_1 \varepsilon_{yy} - \chi_2 \varepsilon_{xx}) + \frac{\omega_M}{4} (e^{q d} - a e^{-q d}) (\chi_1^2 \varepsilon_{xx} + \chi_2^2 \varepsilon_{yy}) - \frac{\omega_M}{4} \chi_1 \chi_2 (e^{q d} + a e^{-q d}) (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}) \right\} \times \\ \times \left\{ e^{q d} (\omega_H + \omega + \Omega) (\chi_1 \varepsilon_{xx} + \chi_2 \varepsilon_{yy}) + e^{-q d} (\omega_H - \omega + \Omega) (\chi_1 \varepsilon_{yy} - \chi_2 \varepsilon_{xx}) + \frac{\omega_M}{4} \times \right. \\ \left. \times (e^{q d} - a e^{-q d}) (\chi_1^2 \varepsilon_{xx} + \chi_2^2 \varepsilon_{yy}) - \frac{\omega_M}{4} \chi_1 \chi_2 (e^{q d} + a e^{-q d}) (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) \right\} \equiv F, \quad (6)$$

D_+ , D_- — определители нелинейных ПМСВ Дэймона—Эшбаха, найденные в [6].

3. Проанализируем теперь уравнение (6). Линеаризуем его для $\Delta q \ll \ll q$, $\Delta \omega \ll \omega$, где Δq , $\Delta \omega$ — отстройка волнового числа и частоты от резонансных точек, определяемых условиями (5). Для линейных ПМСВ, когда мощность волны (соответственно величина γ) равна нулю, линеаризованное уравнение дает расщепление частотного спектра невозмущенных ветвей, при этом в запрещенной зоне распространение волн происходит с затуханием, так как Δq там мнимая величина. В случае же нелинейных ПМСВ линеаризованное дисперсионное уравнение (6) имеет вид (для $\Delta \omega = 0$)

$$\Delta q^2 - \Delta q \frac{2(\xi_2 - \xi_1)}{\omega_M^2 d} e^{Qd} - \frac{4\xi_1 \xi_2 e^{2Qd}}{\omega_M^4 d^2} + \frac{4F e^{2Qd}}{\omega_M^4 d^2} = 0, \quad (7)$$

где ξ_1 , $\xi_2 \approx -2QdP_{\pm}$ найдены в [6], а P_{\pm} — мощность прямой и отраженной ПМСВ. Итак, даже на резонансной частоте ($\Delta \omega = 0$) добавка к волновому

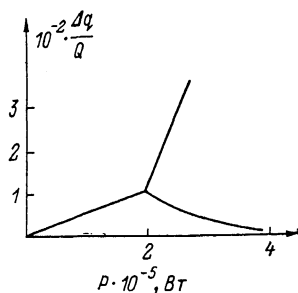


Рис. 1. Зависимость безразмерной добавки к волновому числу $\Delta q/Q$ от мощности вблизи резонансной частоты.

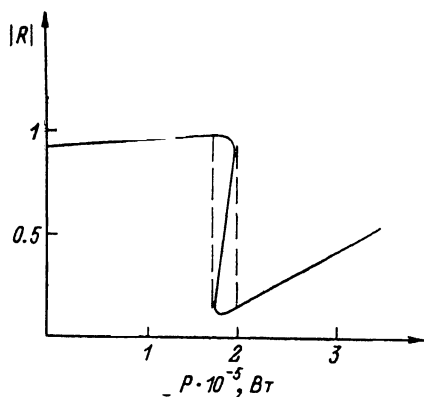


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения ПМСВ от ПАВ от мощности ПМСВ.

числу может быть в зависимости от величины мощности действительной величиной, а начиная с некоторой мощности двузначной функцией.

На рис. 1 представлена зависимость безразмерной добавки $\Delta q/Q$ от мощности. Видно, что она является двузначной функцией мощности. Интересно рассмотреть коэффициент преобразования прямой ПМСВ в отраженную, фактически определить коэффициент отражения волны. Он определяется как

$$R = P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}} = |\Psi_-|^2/|\Psi_+|^2, \quad (8)$$

где $P_{\text{отр}}$, $P_{\text{пад}}$ — отраженная и падающая мощности; Ψ_+ , Ψ_- находятся из уравнений связанных мод с учетом того, что $q = q_+ + \Delta q_{1, 2}$.

На рис. 2 представлена зависимость модуля коэффициента отражения от мощности ПМСВ. Между точками А и В эта зависимость нестабильна. Объясняется это так. На резонансной частоте при малой мощности волны происходит сильное отражение, при этом коэффициент отражения — большая величина. Далее при повышении мощности волны ее частота сдвигается из-за нелинейности, при этом нарушается резонансное условие неупругого рассеяния. ПМСВ перестает «чувствовать» ПАВ, поэтому коэффициент отражения волны резко падает, при дальнейшем повышении мощности могут наступить условия для неупругого рассеяния, но на другой частоте, и коэффициент отражения опять возрастает. При обратной ситуации, когда мощность волны падает, коэффициент отражения резко увеличивается. Таким образом, зависимость коэффициента отражения от мощности проявляет гистерезисные свойства.

Пороговые значения мощности, при которой наступают бистабильные явления, определяются из условия

$$(\xi_1 + \xi_2)^2 = 64F, \quad (9)$$

откуда можно оценить мощность ПМСВ $P=2\div 3$ мкВт для пленки ферромагнетика ($d=10$ мкм, $H_0=1$ кЭ, $4\pi M_0=1750$ Гс) вблизи начала спектра ПМСВ, так что $\omega^2 \rightarrow \omega_{\dot{H}}^2 + \omega_{H\omega M}$. Таким образом, данные значения мощности оказываются меньше пороговых значений наступления трехмагнитных процессов распада [2] и могут наблюдаться в эксперименте.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Лукомский В. П. // УФЖ. 1978. Т. 23. № 1. С. 134—138.
- [2] Звездин А. К., Попков А. Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 2. С. 606—615.
- [3] Калинин Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 159—176.
- [4] Зильберман П. Е., Никитов С. А., Темиряев А. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 3. С. 92—94.
- [5] De Gasperis P., Marcelli R., Micolli J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 8. P. 4136—4140.
- [6] Бордман А. Д., Гуляев Ю. В., Никитов С. А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 6. С. 2140—2150.
- [7] Попков А. Ф. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10. № 5. С. 446—456.
- [8] Медников А. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 9. С. 646—650.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
16 января 1990 г.