[2] Морозова Е.А., Соколовская А.И., Сущинский М.М. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 6. С. 2161–2166.
[3] Морозова Е.А., Соколовская А.И. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. В. 3. С. 612–615.
[4] Морозова Е.А., Соколовская А.И. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. В. 9. С. 2052–2057.
[5] Масалов А.В., Чирков В.А. // Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1977. № 1. С. 3–7.
[6] Бреховских Г.Л., Соколовская А.И., Ферье Ж.-Л. и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. В. 3. С. 622–624.
[7] Raymer M.G., Mostowski J. // Phys. Rev. A. 1981. V. 24. N 4. P. 1980–1983.
[8] Matterman K., Fabricius N., Von Der Linde D. // Opt. Comm. 1986. V. 57. N 3. P. 212–214.
[9] Walmsley A., Raymer M.G. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. N 13. P. 962–965.
[10] Грабчиков А.С., Килин С.Я., Козич В.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 3. С.118–122.

Поступило в Редакцию
12 сентября 1990 г.

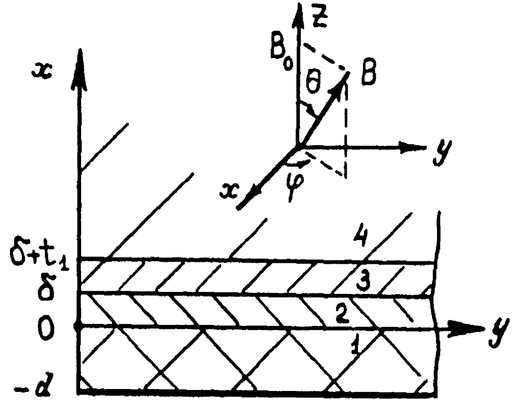
Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21 12 ноября 1990 г.

05.2; 09

УСИЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ГИБРИДНЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ ФЕРРИТ–СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК–СВЕРХПРОВОДНИК

А.Г. Глущенко

Создание активных устройств на магнитостатических волнах (МСВ) требует исследования условий их эффективного усиления [1]. Возможность усиления МСВ магнитным потоком решетки вихрей в сверхпроводнике под действием транспортного тока в структуре феррит–сверхпроводник показана в [2] и основана на высокой подвижности вихревой структуры высокотемпературных сверхпроводников. При этом скорость движения вихрей $v \sim 10^4$ м/с может быть сопоставима с фазовой скоростью МСВ в пленках ИЖГ, что может позволить получить высокий коэффициент усиления при плотностях тока, не превышающего тока распаривания [2] $j \sim 10^{11}$–



10^{12} А/м^2. Условия усиления выполняются при значениях плотности тока, сопоставимых с током распаривания.

В настоящей работе обсуждается возможность снижения j, необходимого для обеспечения условий усиления в нелинейном режиме, который может быть создан искусственно при малых уровнях сигнала введением материалов с высокой нелинейностью. Использование сегнетоэлектриков, фазовая скорость распространения электромагнитных волн в которых сопоставима с фазовой скоростью МСВ волн в ферритах, приводит к образованию гибридных волн в структурах феррит–сегнетоэлектрик [3] и за счет высокой нелинейности сегнетоэлектриков [4] будет сопровождаться образованием нелинейных волн, параметры которых могут быть описаны методом, изложенным в работе [5]. Условие усиления волн в нелинейном режиме рассмотрим на примере нормально намагниченной пленки феррита с пленкой сверхпроводника на поверхности, расположенной на поверхности сегнетоэлектрика (см. рисунок). Вследствие поверхностного характера волн в области сегнетоэлектрика для простоты нелинейные свойства могут учитываться только в тонком слое толщиной t_1 ($t_1 \ll \lambda$, λ – длина волны). Наличие сверхпроводящей пленки и пленки сегнетоэлектрика можно учесть с помощью эквивалентных граничных условий [2, 5]. Для рассматриваемой двухслойной пленки в линейном приближении для сверхпроводника они принимают вид

$$B_{x1}(x=0) = B_{x3}(x=\delta) = n\Phi_0, \tag{1}$$

$$\left.\frac{\partial B_x}{\partial t}\right|_{x=0} - \left.\frac{\Phi_0 j}{\eta}\frac{\partial B_x}{\partial y}\right|_{x=0} = \frac{B_0\Phi_0}{\eta\delta}\frac{\partial}{\partial y}\left\{ H_{y4}\Big|_{x=\delta+t_1} - H_{y1}\Big|_{x=0} - t_1\frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon_0\varepsilon_s E_z + P_{NL}\right)\right\}, \tag{2}$$

где B_0 – постоянное внешнее поле, $\gamma = B_{c2}\Phi_0 \rho_n^{-1}$ – коэффициент вязкости магнитного вихря, n – плотность магнитных вихрей, Φ_0 – квант магнитного потока, ρ_n – удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, ε_S – линейная часть диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика, P_{NL} – нелинейная поляризация. С учетом граничных условий $B_{x4}(x \to \infty) = B_{x1}(x=-d) = 0$ решение в линейных частях структуры ищется в виде

$$E_{z1,4}(x,y,t) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega dk}{(2\pi)^2} e^{i(\omega t - ky)} \begin{cases} E'_{z1}(\omega,k)\exp k_1 x + E''_{z1}(\omega,k)\exp k_2 x, & -d \leq x \leq 0 \\ E_{z4}(\omega,k)\exp(-px), & x \geqslant t_1 + \delta, \end{cases} \tag{3}$$

где $p = \sqrt{k^2 - \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_S \mu_0}$,

$k_{1,2} = \{-\mu_{12} - \mu_{21} \pm \sqrt{4\mu_{11}\mu_{22} - (\mu_{12}+\mu_{21})^2}\}(2\mu_{11})^{-1}$,

$\mu_{11} = \mu \sin^2\varphi + \cos^2\varphi$; $\mu_{22} = \mu\cos^2\varphi + \sin^2\varphi$,

$\mu_{12} = \mu_{21} = \frac{1}{2}(1-\mu)\sin 2\varphi$; $\mu = \omega_H \omega_m (\omega_H^2 - \omega^2)^{-1}$,

$\omega_m = 2\pi\gamma\mu_0 M_S$, $\omega_H = 2\pi\gamma\sqrt{B_0^2 + (j\delta\mu_0)^2}$, $tg\varphi = j\delta\mu_0 B_0^{-1}$.

Учет граничных условий (1), (2) позволяет получить нелинейное интегральное уравнение относительно распределения поля

$$\iint\limits_{-\infty}^{\infty} Y(y-y', t-t') E_z(y',t') dy'dt' = -P_{NL}\{E_z(y,t)\}, \tag{4}$$

где компоненты Фурье линейной части адмитанса

$$\begin{aligned} &Y(\omega,k) = Y'(\omega,k) + iY''(\omega,k), \\ &Y'(\omega,k) = -\omega^{-2} t_1^{-1}\left(\frac{p}{\mu_0} + \frac{k_x}{\mu_{22}} cth k_x d\right) + \varepsilon_0\varepsilon_S, \\ &Y''(\omega,k) = \frac{\delta}{\omega B_0 t_1}\left(\frac{\gamma}{\Phi_0} - j\frac{k}{\omega}\right), \\ &k_x = -ik(\mu_{12}+\mu_{21})\mu_{11}^{-1/2}. \end{aligned} \tag{5}$$

Решение в виде $E_z(y,t) = f(y,t)\exp[i(\omega t - ky)]$, $|f_y| \ll kf$, $|f_t| \ll \omega f$ позволяет использовать разложение

$$\begin{aligned} Y(\omega,k) = {} & Y(\Omega,Q) + \left.\frac{\partial Y}{\partial \omega}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} \cdot (\omega-\Omega) + \left.\frac{\partial Y}{\partial k}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (k-Q) + \\ & + \frac{1}{2}\left.\frac{\partial^2 Y}{\partial \omega^2}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (\omega-\Omega)^2 + \left.\frac{\partial^2 Y}{\partial\omega\partial k}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (\omega-\Omega)(k-Q) + \frac{1}{2}\left.\frac{\partial^2 Y}{\partial k^2}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (k-Q)^2 + \ldots, \end{aligned} \tag{6}$$

подстановка которого в интегральное уравнение и преобразование приводит к обобщенному НУШ с возмущением, определяемым функцией $Y''(\omega,k)$ $(P_{NL}=\varkappa|E_z(y,t)|^2E_z(y,t)$

$$Y(\Omega,Q)f(y,t)+i\left\{\frac{\partial Y}{\partial\omega}\frac{\partial}{\partial t}-\frac{\partial Y}{\partial k}\frac{\partial}{\partial y}\right\}\Bigg|_{\substack{\omega=\Omega\\k=Q}}f(y,t)+\left\{-\frac{1}{2}\frac{\partial^2Y}{\partial\omega^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial^2Y}{\partial\omega\partial k}\frac{\partial^2}{\partial y\partial t}-\frac{1}{2}\frac{\partial^2Y}{\partial k^2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right\}\Bigg|_{\substack{\omega=\Omega\\k=Q}}\cdot f(y,t)=-\varkappa|f|^2f. \tag{7}$$

В частности при $\partial^2Y/\partial\omega^2\approx0$ получим уравнение НУШ с возмущением в правой части:

$$i\left(\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial\omega}{\partial k}\frac{\partial f}{\partial y}\right)+\frac{1}{2}\frac{\partial^2\omega}{\partial k^2}\frac{\partial^2f}{\partial y^2}+\varkappa\left(\frac{\partial Y'}{\partial\omega}\right)^{-1}|f|^2f=iR[f],$$

$$R[f]=\left(\frac{\partial Y'}{\partial\omega}\right)^{-1}\left\{-Y''f+\frac{1}{2}\frac{\partial^2Y''\partial^2f}{\partial\omega^2\partial t^2}-\frac{\partial^2Y''}{\partial\omega\partial k}\frac{\partial^2f}{\partial y\partial t}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2Y''}{\partial k^2}\frac{\partial^2f}{\partial y^2}\right\}. \tag{8}$$

Скорость солитонов $v_{гр}=-\left(\frac{\partial Y}{\partial k}\right)\left(\frac{\partial Y}{\partial\omega}\right)^{-1}=\frac{\partial\omega}{\partial k}$,

дисперсионное уравнение зависит от уровня сигнала

$$Y(\Omega,Q)+\frac{1}{2}\varkappa|f|^2f=0,$$

длительность солитонов

$$\tau_s^{-2}=-\left(\frac{\partial^2Y}{\partial\omega^2}+\frac{2}{v}\frac{\partial^2Y}{\partial\omega\partial k}+\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2Y}{\partial k^2}\right)^{-1}\varkappa E_S^2,$$

где E_S – амплитуда солитонов.

Условие усиления волн в линейном приближении [2] имеет вид $j_L>\eta\omega(\Phi_0k)^{-1}$, что соответствует соотношению $v_p\gtrsim v_ф$, где v_p – скорость вихревой решетки, $v_ф=\frac{\omega}{k}$ – для гибридных МСВ волн.

В нелинейном случае условием усиления амплитуды солитонов в соответствии с теорией возмущений [6] является соотношение $Re[R(f)]>0$. Применение теории возмущений к одиночному солитону приводит с учетом принятых приближений к условию

$$j_N>\frac{\eta\omega}{k\Phi_0}\,\frac{kv_{гр}}{3kv_{гр}+\omega},$$

что соответствует соотношению

$$v_p>\frac{v_{гр}}{1+3v_{гр}v_ф^{-1}}.$$

Таким образом, условие усиления нелинейных волн обеспечивается при меньших по сравнению с линейным случаем значениях плотности тока при скорости v_p порядка $v_{гр}$, что представляет практическое значение.

Список литературы

[1] Вигдорчик Н.Е., Иоффе И.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 12. С. 1090.

[2] Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 5. С. 9.

[3] Анфиногенов В.Б., Вербицкая Т.Н., Гуляев Ю.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 15. С. 538.

[4] Гримальский В.В., Кошевая С.В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 17. С. 1070.

[5] Глущенко А.Г. // Радиофизика. 1988. Т. 31. № 9. С. 1098.

[6] Карпман В.И., Маслов Е.М. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 2. С. 537.

Куйбышевский электротехнический институт связи

Поступило в Редакцию 17 апреля 1990 г.