

01; 05.4; 06.2

© 1991

КОМПЕНСАЦИЯ ЗАТУХАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ
СТАЦИОНАРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СТРУКТУРАХ
ПОЛУПРОВОДНИК - СВЕРХПРОВОДНИК

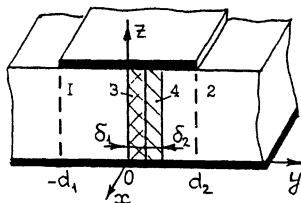
А.Г. Г л у щ е н к о

Реализация перспектив применения нелинейных стационарных импульсов в системах скоростной обработки и передачи информации [1] тесно связана с вопросами компенсации потерь энергии импульсов из-за зависимости параметров нелинейных импульсов от их амплитуды. Для усиления сигнала в волноводных структурах с распределенными параметрами за счет энергии движения носителей заряда [2] или вихревой решетки [3] необходимо соответствие их скорости фазовой скорости взаимодействующих с ними волн. Это условие выполнить сложно из-за ограниченной скорости движения носителей заряда или вихревой решетки и проблем реализации эффективных замедляющих систем. В настоящем сообщении рассматривается другая возможность эффективной передачи энергии движения вихрей нелинейным стационарным импульсам в волноводных структурах, которые формируются нелинейными средами, в частности, полупроводниковой пленкой со сверхрешеткой, обладающей высокой нелинейностью параметров [4]. Практическая реализация облегчается возможностью изменения скорости нелинейных импульсов в широких пределах изменением как параметров структуры, так и амплитуды импульсов.

Рассмотрим полосковую структуру (рис. 1), включающую токопроводящие элементы на подложке магнитоэлектрика 1, 2 с двухслойной пленкой высокотемпературного сверхпроводника с высокой подвижностью вихревой решетки 3 и полупроводника со сверхрешеткой 4 с высокой нелинейностью параметров при уровнях сигналов, обычных для систем связи СВЧ. Дисперсионные эффекты в полосковой структуре могут быть учтены введением магнитных стенок в плоскостях $y = -d_1, d_2$, а также введением эффективных параметров [5]. Наличие двухслойной пленки в области $y \in (0, \delta_1 + \delta_2)$ при $\delta_1, \delta_2 \ll \lambda$ (λ - длина волны) можно учесть введением специальных граничных условий. Одним из этих условий является непрерывность нормальной компоненты магнитной индукции

$$B_y(y=0) = n\Phi_0 = B_y(y=\delta_1) \approx B_y(y=\delta_1 + \delta_2), \quad (1)$$

где Φ_0 - квант магнитного потока, n - плотность магнитных вихрей. Второе граничное условие может быть получено из закона



сохранения потока вихрей во время движения [3] и в случае двух-
 слойной пленки принимает вид

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} - j_{0z} \frac{\Phi_0}{c\gamma_B} \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{B_{0y} \Phi_0}{c\gamma_B \delta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ H_x(y=0) - H_x(y=\delta_1+\delta_2) - \delta_2 j_n \right\}, \quad (2)$$

где γ_B - коэффициент вязкости магнитного вихря, B_{0y}, j_{0z} - постоянные составляющие магнитного поля и плотности тока в сверхпроводнике, плотность тока в полупроводнике

$$j_n(x, t) = -\omega_p^2 \hbar (4\pi e d)^{-1} \sin \eta(x, t),$$

ω_p - плазменная частота, d - период решетки, $\eta(x, t)$ - безразмерный вектор-потенциал, $E(x, t) = -\hbar(ed)^{-1} \partial \eta(x, t) / \partial t$.

Решение волновых уравнений в областях 1 ($\epsilon_1, \mu_1, y \in (-d_1, 0)$) и 2 ($\epsilon_2, \mu_2, y \in (\delta_1 + \delta_2, d_2)$) с линейными параметрами ищется в виде разложений (для $H(E_z, H_x, H_y)$) волн, взаимодействующих с вихревой решеткой, ($\partial / \partial z = 0$):

$$\eta(x, y, t) = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega dk}{(2\pi)^2} \left\{ \begin{array}{l} \eta_1(\omega, k) \cos q(d_1 + y) \\ \eta_2(\omega, k) \cos p(d_2 - y) \end{array} \right\} e^{i(\omega t - kx)}, \quad (3)$$

где $q = (\epsilon_1 \mu_1 \omega^2 / c^2 - k^2)^{1/2}$, $p = (\epsilon_2 \mu_2 \omega^2 / c^2 - k^2)^{1/2}$. Подстановка (3) в (1) и (2) дает с учетом преобразования Фурье-функции $\eta(\omega, k)$ нелинейное интегральное уравнение относительно функции распределения поля в плоскости пленки с нелинейными параметрами

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega dk}{(2\pi)^2} Y(\omega, k) \eta(\omega, k) e^{i(\omega t - kx)} = \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{j_{0z} \Phi_0}{c\gamma_B} \frac{\partial}{\partial x} \right) \eta(x, t) + \alpha^{-1} \sin \eta(x, t), \quad (4)$$

где $Y(\omega, k) = \frac{B_{0y} \Phi_0}{4\pi \delta_1 \gamma_B} (q \operatorname{tg} q d_1 \cdot \cos p d_2 + p \sin p d_2)$.

Поскольку вариация высокочастотного поля по оси oy в полосках в подложке структуры на низких частотах мала, разложение тригонометрических функций в $Y(\omega, k)$ по малому параметру $qd_1, \rho d_2$ позволяет свести в первом приближении (4) к эволюционному уравнению типа синус-Гордона с возмущением в правой части уравнения. В системе координат τ, ξ уравнение имеет вид ($\tau = t/\sqrt{\alpha}, \xi = x/\sqrt{\beta}$):

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} + \sin \eta = \alpha \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \frac{\partial \eta}{\partial \tau} - \frac{U_B}{\beta} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) + \gamma \frac{\partial \eta}{\partial \tau}, \quad (5)$$

где $\alpha = \frac{\epsilon_1 d_1 + \epsilon_2 (d_2 - \delta_1)}{\omega_p^2 \delta_2}, \beta = \frac{c^2 (d_1 + d_2 - \delta_1)}{\omega_p^2 \delta_2}, \alpha = \frac{4\pi \omega_p^2 \gamma_B \delta_1}{V_{0y} \phi_0 \delta_2 c^2}$

Первый член в правой части уравнения описывает влияние на параметры солитонов движения вихревой решетки, второе слагаемое описывает потери энергии, связанные со столкновениями носителей зарядов в полупроводнике, рассмотренные в [4]. Скорость движения вихрей $U_B = j_{0z} \phi_0 c^{-1} \rho^{-1}$. Одиночный солитон описывается функцией $E(x; t) = E_S \operatorname{ch}^{-1} [\tau_S^{-1} (t - x/U_S)]$, параметры являются медленными функциями координат и времени (при правой части (5), отличной от нуля, могут быть описаны методом возмущений). Условие усиления сводится к соотношению аналогичному условию усиления линейных волн [3], однако для нелинейных импульсов скорость движения вихрей должна быть сопоставима не с фазовой скоростью, а со скоростью распространения импульсов

$$U_B \leq -U_S (1 + \gamma/\alpha).$$

При этом скорость распространения нелинейных импульсов зависит как от параметров структуры, так и от амплитуды импульсов

$$U_S = c \left(1 + \frac{d^2}{d_1} \right) \left[\epsilon_1 + \epsilon_2 \frac{d_2}{d_1} + \left(\frac{2\omega_p \hbar}{ed E_S} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$

Возможность изменения скорости в широких пределах позволяет обеспечить условия усиления при определенных значениях амплитуды E_S , однако рост амплитуды ограничен, поскольку с ростом амплитуды импульса растет его скорость и условия усиления нарушаются. Таким образом, амплитуда импульсов стабилизируется на уровне, зависящем от параметров структуры и от плотности тока в пленке сверхпроводника j_{0z} , который может меняться для управления параметрами импульсов

$$E_s = \frac{\omega_p \hbar}{2ed} \left[\left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) \left(1 + \frac{d}{x}\right) \frac{c^2}{v_B^2} + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \frac{d_2}{d_1} \right]^{-1/2}$$

Увеличение потерь в полупроводниковой части структуры, описываемых параметром γ при постоянной плотности тока j_{0z} приводит к уменьшению стационарного значения амплитуды импульсов, поскольку при этом обеспечивается необходимое для эффективной передачи энергии превышение скорости вихрей над скоростью импульсов. Для пленки высокотемпературного сверхпроводника $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ при $T=77$ К $\eta_B = 10^{-8}$ Нс/м², $v_B/j_{0z} = \rho/Bc_2 = 10^{-7} - 10^{-8}$ м³/Ас при плотности тока $j_{0z} \sim 10^{12}$ А/м² пленки полупроводника типа $GaAs$ $\omega_p \sim 10^{13}$ с⁻¹, $\nu \sim 10^{10} - 10^{12}$ с⁻¹, $d \sim 10^{-6}$ м и параметрах подложки $d_1/d_2 \sim 1$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \approx 10$ имеет $v_B \sim 10^5$ м/с, $E_s \sim 10^{-1}$ В/см, $\tau_s \sim 10^{-9}$ с, плотность энергии потерь при движении вихрей $\rho j_{0z}^2 \sim 10^{10}$ Дж/см² напряжение между токопроводящими элементами полосковой линии ~ 10 В.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Н а с е г а w а А., К о д а m а Y. // Proc. IEEE. 1981. V. 63. N 9. P. 1145.
- [2] Б а р ы б и н А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986. 288 с.
- [3] П о п к о в А.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 15. № 5. С. 9.
- [4] Б а с с Ф.Г., Б у л г а к о в А.А., Т е т е р в о в А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1983. 288 с.
- [5] Н е ф е д о в Е.И., Ф и а л к о в с к и й А.Т. Полосковые линии передачи. М.: Наука, 1980. 312 с.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
1 августа 1991 г.
В окончательной редакции
29 октября 1991 г.