

УДК 621.378.325

К ТЕОРИИ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО УСИЛИТЕЛЯ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 23 января 1984 г.)

Исследовано взаимодействие плоской монохроматической волны с однородным по коэффициенту усиления слоем. Выявлен эффект вынужденной синхронизации волнового вектора и установлен гистерезисный характер перехода от регенеративного режима к сверхрегенеративному режиму усиления.

Широкие возможности практического применения стимулировали в последние годы интенсивное исследование оптических мультистабильных систем (см., например, [1—3]). В настоящей работе выявлены новые особенности усиления электромагнитной волны тонкопленочным усилителем, представляющим собой плоско-параллельный слой усиливающей среды, заключенной между пассивными полубесконечными средами. Показано, что насыщение усиления в рассматриваемой системе приводит к бистабильному режиму усиления и гистерезисному характеру зависимости интенсивности прошедшей через слой волны от интенсивности волны, падающей на слой.

Рассмотрим взаимодействие плоской монохроматической волны с однородным по коэффициенту усиления слоем (рис. 1). Не в ущерб общности исследуем случай Е-поляризованной волны (электрическая компонента волны поляризована перпендикулярно плоскости падения), падающей на слой под углом θ .

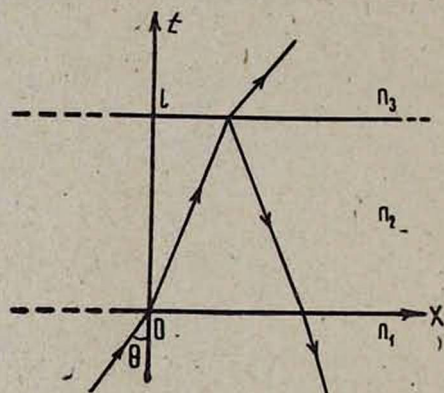


Рис. 1. Схема усиливающего слоя.

Волновое уравнение для величины напряженности электрической компоненты $E = E_y$ в установившемся режиме с законом насыщения усиления вида $(1 + \beta^2 |E|^2)^{-1}$ в соответствующих средах имеет вид

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} n_j^2\right) E_j = i \frac{\omega}{c} n_2 \frac{\alpha}{1 + \beta^2 |E_2|^2} \delta_{2j} E_j, \quad (1)$$

где Δ — оператор Лапласа, $j = 1, 2, 3$ (см. рис. 1), n_j — линейные показатели преломления соответствующих сред, ω — частота волны, α — коэффициент усиления активного слоя, δ_{ij} — символ Кронекера. Для простоты рассматриваем случай $n_1 = n_3 = n$, $n_2 < n$.

Проведя стандартную операцию укорочения волнового уравнения (1) в активном слое ($j = 2$), для безразмерных интенсивностей электрических компонент волн, распространяющихся внутри слоя в противоположных направлениях, получаем

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz} I_1 &= \frac{n_2^2}{k_2} \frac{I_1}{1 + I_1 + I_2}, \\ \frac{d}{dz} I_2 &= -\frac{n_2^2}{k_2} \frac{I_2}{1 + I_1 + I_2},\end{aligned}\quad (2)$$

где

$$I_1 = \beta |E_1^+|^2, \quad I_2 = \beta |E_2^-|^2,$$

E_1^+ (E_2^-) — амплитуда бегущей в активном слое волны с положительной (отрицательной) проекцией волнового вектора на ось z ,

$$k_2 = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}.$$

Система уравнений (2) содержит следующий интеграл движения

$$I_1(z) I_2(z) = I_1(z=0) I_2(z=0). \quad (3)$$

С учетом граничных условий, которые представляют собой условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрической и магнитной компонент волн на границах активного слоя при $z = 0$ и $z = l$, для коэффициента прохождения $T = I_{\text{вых}} / I_{\text{вх}}$ ($I_{\text{вх}}$ — интенсивность волны, падающей на слой, $I_{\text{вых}}$ — интенсивность прошедшей волны) получаем уравнение

$$\begin{aligned}T &= \frac{\xi(1-p)^2}{\xi^2 p^2 - 2\xi p \cos(2k_2 l) + 1}, \\ \ln \xi + \frac{1}{4} I_{\text{вых}} \frac{\xi - 1}{\xi} \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right)^2 (1 + \xi p) &= \frac{n_2^2}{k_2} l,\end{aligned}\quad (4)$$

где

$$p = \left(\frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1}\right)^2, \quad k_1 = \frac{\omega}{c} n_1 \cos \theta,$$

$\xi = I_1(l)/I_1(0)$ — усиление волны за одно прохождение в резонаторе, образованном границами слоя.

Условие равенства нулю знаменателя выражения (4) соответствует пороговому условию для генерации рассматриваемого слоя. Из этого условия находим (см. также [4, 5])

$$k_2 l = 2m\pi, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$\left[\frac{I_1(l)}{I_1(0)}\right]_{\text{пор}} = \left(\frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1}\right)^2,$$

и для порогового коэффициента усиления получаем

$$\alpha_{\text{пор}} = \frac{2k_2}{n_2 l} \ln \left(\frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1}\right).$$

(1) Зависимость интенсивности прошедшей через слой волны от интенсивности падающего на слой сигнала представлена на рис. 2. Интенсивность накачки предполагается выше пороговой, $\alpha > \alpha_{\text{пор}}$. В случае а на рис. 2 угол падения и длина волны таковы, что волна является собственной модой резонатора, образованного границами слоя ($k_2 l = m\pi$). При $I_{\text{вх}} = 0$ система находится в точке А. Изменение $I_{\text{вх}}$ приводит к монотонному изменению $I_{\text{вых}}$. Наиболее интересен случай б на рис. 2, когда волна не является собственной модой резонатора ($k_2 l \neq m\pi$). В этом случае при $I_{\text{вх}} = 0$ $I_{\text{вых}} = 0$. С увеличением $I_{\text{вх}}$ $I_{\text{вых}}$ растет, переходя скачком при $I_{\text{вх}} = I_{k_1}$ с нижней устойчивой ветви на верхнюю устойчивую ветвь. При уменьшении $I_{\text{вх}}$ переход с верхней ветви на нижнюю происходит при другом значении $I_{\text{вх}} = I_{k_2}$. Таким образом, в рассматриваемой системе имеет место гистерезисная зависимость $I_{\text{вых}}$ от величины $I_{\text{вх}}$. Отметим, что бистабильный режим усиления в рассматриваемой системе имеет место только в случае $\alpha > \alpha_{\text{пор}}$ и отсутствует при $\alpha < \alpha_{\text{пор}}$.

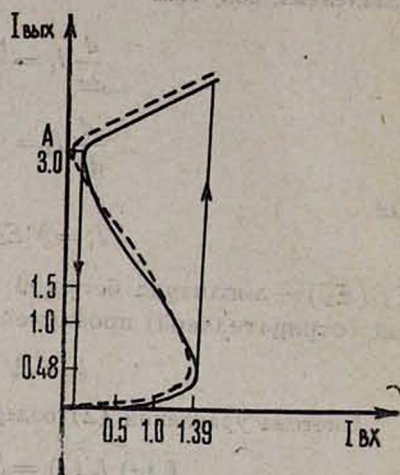


Рис. 2. Зависимость выходной интенсивности $I_{\text{вых}}$ волны от интенсивности $I_{\text{вх}}$ волны, падающей на слой: а) $k_2 l = m\pi$ (пунктирная линия); б) $k_2 l \neq m\pi$ (сплошная линия). Интенсивности волн нормированы на величину $\eta = 4l \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / \lambda m$.

Полученный в настоящей работе эффект перехода рассматриваемой системы из нижнего устойчивого состояния, которое соответствует режиму регенеративного усиления, в верхнее устойчивое состояние, соответствующее режиму сверхрегенеративного усиления, может быть интерпретирован как пространственный аналог эффекта вынужденной синхронизации частоты (см., например, [6]). Он может быть назван эффектом вынужденной синхронизации волнового вектора.

В заключение отметим, что для физических приложений существенно важны скачкообразность и гистерезисный характер этого эффекта синхронизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. McCall S. L. Phys. Rev., A9, 1515 (1974).
2. Gibbs H., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. Phys. Rev. Lett., 36, 1135 (1976).
3. Venkatesan T. N. C., McCall S. L. Appl. Phys. Lett., 30, 282 (1977).
4. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 379 (1980).
5. Arutunyan V. M., Djotyan G. P., Karmenyan A. V. Opt. Commun., 36, 227 (1981).
6. Бутенин Н. В. и др. Введение в теорию нелинейных колебаний. Изд. Наука, М., 1976.

Աշխատանքում բացահայտված են էլեկտրամագնիսական ալիքների ուժեղացման նոր հատկությունները նուրբ թաղանթային ուժեղացուցիչում, որն իրենից ներկայացնում է ուժեղացնող միջավայրի հարթ ղուգանք շերտ, տեղադրված երկու կիսաանվերջ պասիվ միջավայրերի մեջտեղում: Ցույց է տրված, որ հետազոտվող համակարգում ուժեղացման հագեցումը բերում է երկկայունության և հիստերեզիսային կախման: Բացահայտված է ալիքային վեկտորի հարկադրական համաձայնեցման երևույթը և ուժեղացման ռեզոնանսային պայմանների հետաքննարկումը:

ON THE THEORY OF THIN-FILM AMPLIFIER

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DZHOTYAN

The interaction of plane monochromatic electromagnetic wave with a plane-parallel layer having uniform gain was considered. It is shown that the saturation of amplification in the system leads to a bistable regime of the gain and to a hysteresis dependence of the traversed wave intensity on the incident one. The obtained effect of system transition from the lower stable state corresponding to the regenerative gain mode to the upper stable state corresponding to the overregenerative gain mode is considered to be a spatial analogue of the effect of stimulated synchronization of the wave vector.

