

4. Акопян А. В., Цытович В. Н. Физика плазмы, 1, 673 (1975).
 5. Ласкутов Ю. М., Скобелев В. В. Вестник МГУ, сер. Физика, астрономия, 16, 721 (1975).
 6. Бескин В. С., Гуревич А. В., Истомин Я. Н. УФН, 150, 257 (1986).

ԼԻՅՔՆԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ
 ԿՎԱԶԻԿԼԱՍԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ

Կվազիկլասիկ մոտավորությամբ ուսումնասիրվում է արագ մասնիկների երկայնական և լայնական շեղումների ազդեցությունը էլեկտրամագնիսական ալիքների արգելակչին ճառագայթման բնույթի վրա: Որոշված են ճառագայթման ինտենսիվության սպեկտրալ բաշխման բաղադրիչները՝ պայմանավորված լիցքերի տրված շեղումներով:

ON THE QUASI-CLASSICAL THEORY OF BREMSSTRAHLUNG
 OF FAST CHARGED PARTICLES

A. V. HAKOPYAN

In the quasi-classical limit an approach to the investigation of electromagnetic wave bremsstrahlung has been developed, which allowed to analyze the dependence of radiation on projections of charges shifts at interactions. The components of spectral distribution of radiation due to longitudinal and transverse shifts of charges were obtained. It is shown, that in ultrarelativistic case the presence of external superstrong magnetic field leads to the suppression of bremsstrahlung.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 4, 207—211 (1988)

УДК 621.378.325

К ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНОГО ТОНКОСЛОЙНОГО
 УСИЛИТЕЛЯ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 12 мая 1987 г.)

Приведены результаты исследования бистабильных явлений в тонкослойном квазиволноводном усилителе-генераторе при учете расстройки частоты усиливаемой волны от резонанса с активным переходом среды.

1. Теоретический анализ работы тонкослойного квазиволноводного усилителя-генератора выявил ряд практически интересных его свойств [1—4], некоторые из которых были исследованы экспериментально [3, 5, 6]. Одна из особенностей рассматриваемой системы состоит в возможности осуществления захвата пространственной моды квазиволновод-

ного генератора внешним инжектируемым сигналом. Процесс захвата имеет здесь бистабильный и гистерезисный характер, что открывает дополнительные возможности практического использования данной системы. Захват пространственной моды исследовался в работе [2] только в частном случае точного резонанса, когда частоты моды генерации и инжектируемого сигнала совпадали с частотой активного перехода усиливающей среды.

Наличие расстройки частоты усиливаемой волны от резонанса при учете насыщения активного перехода приводит к нелинейности показателя преломления. Оптические системы с нелинейным показателем преломления при наличии обратной связи проявляют, как известно, бистабильность (мультистабильность) в зависимости выходной интенсивности волны от входного значения интенсивности, а также от параметров среды и резонатора [7—10].

В настоящей работе результаты, полученные в [2], обобщены на случай отличной от нуля расстройки частоты ω волны, усиливаемой в тонко-слоистом квазиволноводном усилителе, от резонанса с активным переходом среды с частотой ω_0 .

2. Для приведенных безразмерных амплитуд $a(z)$ и $b(z)$ волн, бегущих в усиливающем слое с положительной ($a(z)$) и отрицательной ($b(z)$) проекциями волнового вектора на ось z , перпендикулярную к плоским границам квазиволновода (см. рис. 1), в стационарном режиме взаимодействия с учетом насыщения активного перехода имеем следующую систему укороченных уравнений:

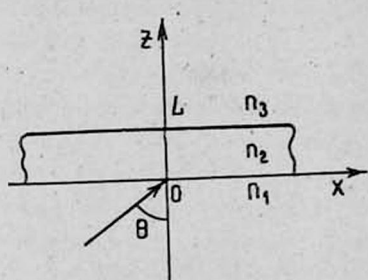


Рис. 1. Схема взаимодействия.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} a &= \frac{\alpha_1 + i\alpha_2}{2k_2} \frac{a}{1 + I_1 + I_2}, \\ -\frac{d}{dz} b &= \frac{\alpha_1 + i\alpha_2}{2k_2} \frac{b}{1 + I_1 + I_2}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\alpha_1 = \frac{2\pi\omega}{ch} |d|^2 \frac{\Delta_0 \Gamma}{\varepsilon^2 + \Gamma^2/4}, \quad \alpha_2 = \frac{2\varepsilon}{\Gamma} \alpha_1,$$

$$I_1 = |a|^2, \quad I_2 = |b|^2.$$

$$\varepsilon = \omega_0 - \omega, \quad k_2 = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta},$$

d — дипольный момент, Γ — ширина линии активного перехода, Δ_0 — начальная перенаселенность единицы объема среды, $n_{1,3}$ и n_2 — показатели преломления соответственно пассивных граничащих и активной сред усиливающего слоя ($n_2 < n_1, n_3$), θ — угол падения на слой электромагнитной волны, которая предполагается E -поляризованной (электрический вектор волны лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости падения).

В прилегающих к усиливающему слою пассивных средах имеет место свободное распространение падающей на слой и отраженной волн соответственно с амплитудами A_0 (заданной) и A_1 и прошедшей волны с амплитудой C .

Граничные условия задачи представляют собой условия непрерывности тангенциальных составляющих электрической и магнитной компонент

световой волны на плоских границах раздела при $z = 0$ и $z = L$ (см. также [1]):

$$\begin{aligned} A_0 + A_1 &= a(0) + b(0), \\ k_1(A_0 - A_1) &= k_2[a(0) - b(0)], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} Ce^{i \frac{\omega}{c} k_1 L} &= a(L) e^{i \frac{\omega}{c} k_2 L} + b(L) e^{-i \frac{\omega}{c} k_2 L}, \\ k_1 C e^{i \frac{\omega}{c} k_1 L} &= k_2 [a(L) e^{i \frac{\omega}{c} k_2 L} - b(L) e^{-i \frac{\omega}{c} k_2 L}], \end{aligned}$$

где

$$k_1 = n_1 \cos \theta, \quad n_1 = n_2.$$

Если ввести параметр $\xi = I_1(L)/I_1(0)$, характеризующий усиление волны за один проход в слое, то из (1) имеем

$$a(L) = a(0) \xi^q, \quad b(L) = b(0) \xi^{-q},$$

где

$$q = \frac{1}{2} \left(1 + i \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right).$$

В работе [2] было получено следующее уравнение для параметра ξ , справедливое и в рассматриваемом случае:

$$\ln \xi + \frac{\xi - 1}{4\xi} \frac{(k_1 + k_2)^2}{k_2^2} (1 + \xi p) I_{\text{вх}} = \beta a_1 L, \quad (3)$$

где

$$I_{\text{вх}} = |C|^2, \quad p = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2, \quad \beta = \frac{1}{k_2}.$$

Воспользовавшись граничными условиями (2), для коэффициента $T = |C|^2/|A_0|^2 = I_{\text{вх}}/I_{\text{вх}}$ прохождения волны через слой получаем следующее выражение:

$$T = \frac{\xi(1-p)^2}{p^2 \xi^2 - 2p\xi \cos \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \ln \xi + 2k_2 \frac{\omega}{c} L \right) + 1}. \quad (4)$$

Условие равенства нулю знаменателя в последнем выражении представляет собой условие генерации рассматриваемой системы. Оно имеет место при одновременном выполнении двух условий:

$$\xi = \xi_{\text{пор}} = \frac{1}{p}, \quad (5)$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \ln \frac{1}{p} + 2 \frac{\omega}{c} k_2 L = 2\pi m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Соотношения (3) и (4) представляют собой решение рассматриваемой в настоящей работе проблемы. Отличие от решения, полученного в [2] в случае $\varepsilon = 0$ ($\alpha_2 = 0$), состоит в появлении добавочного члена, зависящего от параметра усиления ξ в фазе под знаком косинуса в знаменателе вы-

ражения (4). Появление этого члена связано с обусловленной насыщением нелинейностью показателя преломления. В случае пассивной среды ($\alpha_1 = 0$) наличие нелинейного показателя преломления в системах, поданных рассматриваемой, как известно, приводит к неоднозначной зависимости $I_{\text{вых}}$ от $I_{\text{вх}}$. В рассматриваемом случае усиливающей нелинейной среды возникают дополнительные интересные особенности поведения системы.

На рис. 2 приведена определяемая соотношениями (3) и (4) зависимость $I_{\text{вых}}$ от $I_{\text{вх}}$ в случае, когда генерация системы отсутствует. Это имеет место при условии $1/p > e^{\beta \alpha_1 L} = \xi_{\text{max}}$, когда пороговое усиление $\xi_{\text{пор}}$ при котором может иметь место генерация, превышает максимально достижимое усиление ξ_{max} в системе, что справедливо в отсутствии насыщения,

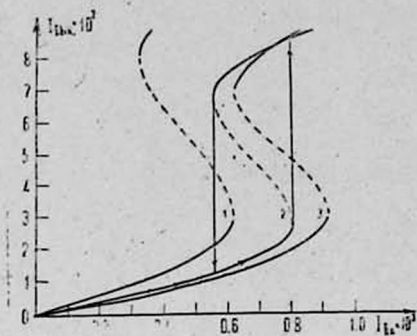


Рис. 2а

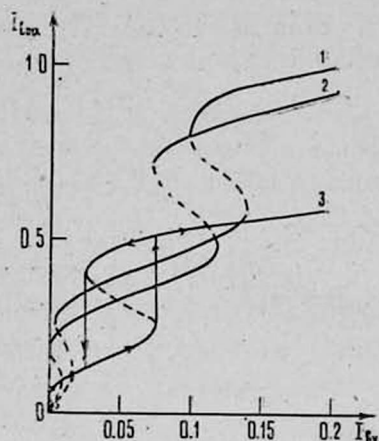


Рис. 2б

Рис. 2. Зависимость интенсивности прошедшей через слой волны ($I_{\text{вых}}$) от интенсивности падающей на слой волны ($I_{\text{вх}}$) при $L=1.8 \cdot 10^{-3}$ см, $n_2=1.3650$: а) допороговый режим усиления: 1) $\varepsilon = k_2 \frac{\omega}{c} L - \pi = -0.04$, $\alpha_2/\alpha_1=2.2$, $\alpha_1=18.39$ см $^{-1}$, $n_1=1.3651$; 2) $\varepsilon=0$, $\alpha_2/\alpha_1=1.5$, $\alpha_1=14.2$ см $^{-1}$, $n_1=1.3652$; 3) $\varepsilon=-0.01$, $\alpha_2/\alpha_1=1.5$, $\alpha_1=14.12$ см $^{-1}$, $n_1=1.3652$ б) сверхпороговый режим усиления: 1) $\varepsilon=-0.01$, $\alpha_2/\alpha_1=3.8$, $\alpha_1=\alpha_{\text{пор}}=18$ см $^{-1}$, $n_1=1.3651$; 2) $\varepsilon=-0.23$, $\alpha_2/\alpha_1=3.8$, $\alpha_1=\alpha_{\text{пор}}=16.7$ см $^{-1}$, $n_1=1.3651$; 3) $\varepsilon=-0.64$, $\alpha_2/\alpha_1=3.8$, $\alpha_1=13.22$ см $^{-1}$, $n_1=1.3651$.

рис. 2а. Из этого рисунка следует, что нелинейность показателя преломления приводит к возникновению неоднозначности рассматриваемой зависимости, в то время как неоднозначность, связанная с эффектом захвата (см. [2]), в данном случае отсутствует.

На рис. 2б представлена зависимость $I_{\text{вых}}$ от $I_{\text{вх}}$ в случае, когда интенсивность накачки превышает пороговое для генерации рассматриваемой системы значение. Стрелками указано направление изменения состояния системы.

3. В настоящей работе проанализирована работа тонкослойного квазиволноводного усилителя-генератора в случае, когда частота усиливаемого (инжектируемого) сигнала не совпадает с частотой активного перехода среды. Показано возникновение новых бистабильных состояний системы, связанных с наложением эффектов захвата пространственной моды гене-

ратора и дисперсионной бистабильности, обусловленной нелинейностью показателя преломления активной среды.

ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՆՈՒՐԲ-ԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑՁԻ
ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ

Բերված են երկկայունության երևույթների հետազոտության արդյունքները նուրբ-թաղանթային ուժեղացուցիչ-զենեքատորում, հաշվի առնելով ուժեղացվող ալիքի հաճախության շեղումը նյութի ալգերային-ակտիվ անցման հաճախությունից:
շեղումը նյութի լազերային-ակտիվ անցման հաճախությունից:

TO THE THEORY OF NONLINEAR THIN-FILM AMPLIFIER

G. V. Arutyunyan, G. P. Djotyan

The passage of plane monochromatic wave through amplifying quasi-waveguide layer is considered in case of frequency detuning between the amplified wave and the laser-active transition. The possibility of the rise of new bistable states of the system is discussed.