ЛИТЕРАТУРА

[1] Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках//Под ред. В. М. Лопухина. М., 1987. [2] Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И. и др.//Радиотехн. и электроника. 1987. **32**, № 7. С. 1488. [3] Гаруца Н. А., Канавец В. И., Слепков А. И.//Там же. 1988. **33**, № 4. С. 783. [4] Канавец В. И., Нифанов А. С., Слепков А. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. **31**, № 5. С. 34. [5] Пирс Дж. Лампа с бегущей волной. М., 1952. [6] Григоренко Л. П., Канавец В. И., Корешков Е. Н. и др.//Электронная техника. Электроника СВЧ. 1978. № 9. С. 27.

Поступила в редакцию
04.05.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

УДК 621.373:532.517

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ХАОТИЧЕСКОЙ АВТОМОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В АВТОНОМНОМ ИНЖЕКЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ

Д. А. Грибков, Ю. И. Кузнецов

(кафедра физики колебаний)

Предложена одномодовая сосредоточенная динамическая модель автономного инжекционного лазера, учитывающая эффект диффузии носителей и позволяющая описывать хаотическую автомодуляцию излучения. Приведены данные численного эксперимента.

Исследование хаотической автомодуляции (АМ) излучения в инжекционных лазерах (ИЛ) проводилось в ряде теоретических и экспериментальных работ (см., напр., [1, 2]). Однако математические модели, описывающие хаотическую АМ излучения ИЛ, включали в себя либо внешнюю периодическую модуляцию потерь резонатора [1], либо рассматривали систему связанных излучателей [2].

Предложенная ниже модель позволяет описывать хаотическую АМ излучения в одиночном автономном ИЛ. Эта модель основывается на более общей распределенной модели ИЛ [3, 4], в которой в свою очередь учитываются неоднородность выжигания и диффузия носителей в область выжигания. Сложность многопараметрической распределенной модели [3], требование большого машинного времени даже для малых временных интервалов (~ 1 нс) генерации ИЛ не позволяют исследовать хаотическую АМ. Поэтому была сделана попытка перейти от распределенной модели к сосредоточенной, но учитывающей эффект диффузии носителей в обедненную область после выжигания.

Для одной лазерной моды скоростные уравнения с учетом диффузии можно записать в виде

$$\frac{dX}{dt} = R(Y-1)X - \Theta X + \beta Y,$$

$$\frac{\partial Y^*}{\partial t} = I^* - Y^* + D\tau_s \frac{\partial^2 Y^*}{\partial y^2} - R(Y^*-1)X, \tag{1}$$

$$Y = \frac{1}{\Delta y} \int\limits_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} Y^*(y,\ t)\, dy,$$

где X, Y — средние нормированные концентрации фотонов и носителей соответственно; $Y^*=Y^*(y, t)$ — нормированный профиль распределения концентрации носителей в активном слое τ_s — время спонтанной рекомбинации носителей; $t=t'/\tau_s$ — безразмерное время; τ_p — время жизни фотонов; $\Theta=\tau_s/\tau_p$; $R=\alpha N_0\tau_s$; α — коэффициент, учитывающий оптическое ограничение; N_0 — пороговая концентрация носителей; $I^*=J(y)\tau_s/(ed\,N_0)$ — нормированный ток накачки; $D=L^2/\tau_s$ — коэффициент диффузии; (L — длина диффузии); β — фактор, учитывающий вклад спонтанного излучения.

Будем считать, что профиль $Y^*(y, t)$ в активном слое до выжигания — гауссов. После выжигания профиль Y^* деформируется. На нем появляется гладкий минимум в точке $y=0$. Аппроксимируем Y^* в окрестности точки $y=0$ квадратичной зависимостью:

$$Y^*(y, t) = Y^*(0, t) + b(t)\, y^2, \tag{2}$$

где до выжигания $b(t)<0$, после выжигания $b(t)>0$. Подставляя (2) в (1) и проводя усреднение по некоторой области Δy вблизи точки $y=0$ ($\Delta y \lesssim L$), получим

$$\frac{dY}{dt} = I - Y - R(Y-1)X + 2L^2 b(t). \tag{3}$$

До выжигания для кривизны профиля в первом приближении можно считать

$$b(t) \sim -Y(t). \tag{4}$$

После выжигания кривизна $b(t)$ профиля, сформировавшегося к моменту времени t, определяется интенсивностью выжигания, которое имело место во время $(t-\tau)$, где τ — характерное время выжигания, сравнимое с длительностью импульса АМ. Таким образом, в первом приближении будем иметь

$$b(t) = k_1 R[Y(t-\tau) - 1]\, X(t-\tau), \tag{5}$$

где k_1 — коэффициент пропорциональности, величина которого определяется инерционностью процесса диффузии и размером канала генерации. Подставляя (4) и (5) в уравнение (3) и учитывая (1), получим

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= R(Y-1)X - \Theta X + \beta Y, \\ \frac{dY}{dt} &= I - \gamma Y - R(Y-1)X + kR(Y_\tau - 1)X_\tau, \end{aligned} \tag{6}$$

где

$$k = 2L^2 k_1,\ (k<1),\ Y_\tau = Y(t-\tau),\ X_\tau = X(t-\tau),\ I = \frac{1}{\Delta y}\int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} I^* dy,\ \gamma = k+1.$$

Уравнения (6) имеют единственное ненулевое стационарное решение:

$$Y_0 = \frac{\Theta}{R} + 1,\ X_0 = \frac{3}{4}\,(IR - \gamma(\Theta + R))/\Theta(1-k). \tag{7}$$

Проводя линеаризацию уравнений (6) в окрестности стационарного решения (7), получим следующее характеристическое уравнение:

$$p^2 + (\gamma + RX_0)p + \omega_0^2 = kRX_0(p+\Theta)\exp\{-p\tau\}. \tag{8}$$

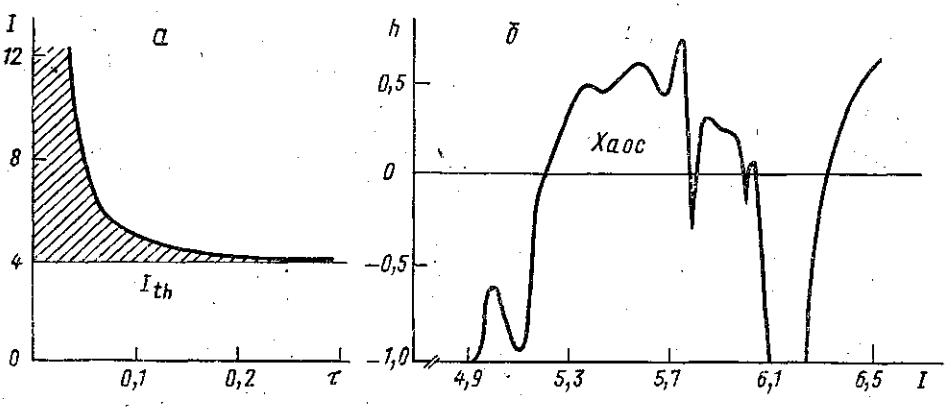
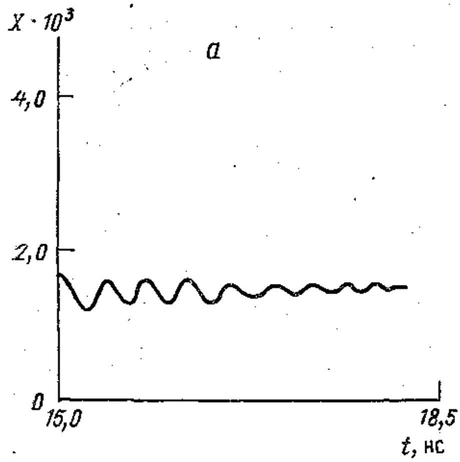


Рис. 1

Используя метод D-разбиений [5], построим область устойчивости решения (7) в пространстве параметров (τ, I) — заштрихована на рис. 1, *а*. При $\tau=0{,}1$ (10^{-10} с) с увеличением тока накачки от $I_{\text{th}}\simeq 4{,}03$ до $I_{\text{lim}}\simeq 4{,}80$ стационарная генерация ИЛ устойчива. При $I>I_{\text{lim}}$ решение (7) теряет устойчивость и возникает АМ. При уменьшении τ область стационарной генерации неограниченно возрастает.

Для исследования системы (6) на ЭВМ численные значения параметров были выбраны следующими: $N_0\simeq 10^{23}$ м$^{-3}$; $J_{\text{th}}\simeq 5\cdot 10^6$ А/м^2; $\beta\simeq 10^{-3}$; $\tau_s\simeq 2$ нс; $\tau_p\simeq 1{,}3$ пс; $\Gamma=0{,}5$; $d=0{,}2$ мкм; $L\simeq 3$ мкм. Соответственно $R=800$; $\Theta=1500$; $k\simeq 0{,}4$; $\tau\simeq 0{,}1$.



Перейдем к рассмотрению результатов численного эксперимента. На рис. 1, *б* представлена зависимость энтропии Колмогорова h [6] от тока накачки I. С увеличением I от $I_{\text{th}}\simeq 4{,}10$ до $I_{\text{lim}}\simeq 4{,}65$ (аналитически $I_{\text{lim}}\simeq 4{,}80$) ИЛ находится в режиме стационарной генерации переходного процесса длительностью порядка 10—20 нс (рис. 2, *а*, $I\simeq 4{,}20$). В фазовом пространстве системы (6) существует только устойчивый фокус. При $I>I_{\text{lim}}$ происходит бифуркация рождения устойчивого предельного цикла, что соответствует регулярному пичковому режиму с частотой порядка 3 ГГц (рис. 2, *б*, $I=4{,}68$). С увеличением I возникает регулярная АМ пичкового режима с периодом от десятых долей до десяти наносекунд и выше. При дальнейшем увеличении тока накачки АМ пичкового режима усложняется и при $I_{\text{cr}}\simeq 5{,}26$ ($I_{\text{cr}}\simeq 1{,}31\, I_{\text{th}}$) система переходит к хаосу ($h>0$) — рис. 2, *в*, $I=5{,}40$. В фазовом про-

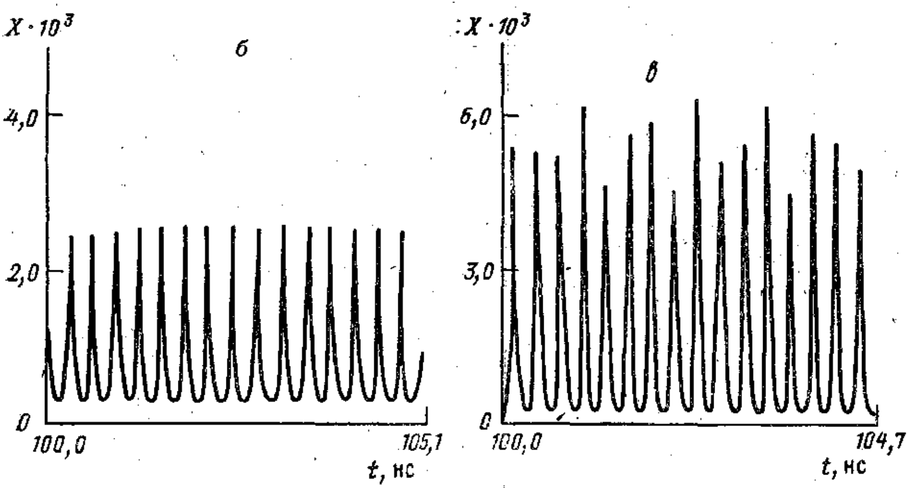


Рис. 2

странстве системы образуется странный аттрактор. Из анализа точечных отображений, построенных методом сечения Пуанкаре для различных I и k, следует, что переход к хаосу осуществляется через перемежаемость [7]. Наблюдается перемежаемость следующих основных видов: 1) чередование цугов модулированных колебаний с разной частотой АМ, но со сравнимыми амплитудами; 2) чередование цугов модулированных колебаний и турбулентных всплесков большой амплитуды; 3) смешанный механизм, включающий в себя (1) и (2).

Физическое объяснение возникновению АМ, в том числе хаотической, сводится к следующему. С ростом тока накачки растет усиление, увеличивается интенсивность выжигания носителей, растет кривизна $b(t)$ профиля концентрации носителей в области выжигания, что в свою очередь определяет большую интенсивность диффузионного процесса заполнения носителями обедненной области. В данном случае диффузия играет роль дополнительного вклада энергии в систему, увеличивающего степень ее неравновесности. Кроме того, должны выполняться определенные фазовые соотношения, на которые влияют величина времени запаздывания τ и величина тока накачки I. Эти соотношения определяют возможность самовозбуждения системы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Самсон А. М., Туровец С. И. Неустойчивости в лазерах с периодической модуляцией параметров: Препринт Института физики АН БССР. № 438. 1986. [2] Wang S. S., Winful H. G.//Appl. Phys. Lett. 1988. **52**, N 21. 23 May. P. 1774. [3] Buus J.//IEEE J. of Quant. Electron. 1983. **QE-19**, N 6. P. 953. [4] Логгинов А. С., Ржанов А. Г.//ДАН СССР. 1989. **309**, № 6. С. 1354. [5] Неймарк Ю. И. Динамические системы и управляемые процессы. М., 1978. [6] Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. М., 1984. [7] Анищенко В. С. Сложные колебания в простых системах. М., 1990.

Поступила в редакцию
15.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 517.9

КЛАСТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ГИРОТРОПНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

А. А. Голубков, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Предложена кластерная модель взаимодействия излучения с нелинейными гиротропными кристаллами, позволяющая в классическом приближении описывать эффекты пространственной дисперсии.

При описании оптических эффектов в классическом приближении кристалл часто представляют совокупностью неподвижных ядер и движущихся независимо друг от друга электронов. Такой подход, однако, не позволяет рассмотреть эффекты пространственной дисперсии [1]. Для их описания необходимо по крайней мере учесть взаимное влияние движения электронов, удаленных на расстояние порядка d. Последнее характеризует масштаб нелокальности отклика среды (период кристаллической решетки, размер неоднородности, радиус молекулярного действия). В настоящей работе это делается приближенно, на основе предлагаемой «кластерной» модели. Согласно последней электроны разделяются на одинаковые, состоящие из N частиц, образования (кластеры) с характерным размером d. Движение электронов в каждом из них считается независимым от движения частиц остальных кластеров. Получены уравнения, описывающие взаимодействие эллиптически поляризованного излучения с модельной средой произвольной симметрии. При малых интенсивностях падающего света их приближенное аналитическое решение приводит к материальным уравнениям традиционного вида. Для ряда кристаллографических классов предсказаны сложные динамические режимы изменения поляризации среды при распространении в ней мощного лазерного излучения.

Оптический отклик среды на внешнее воздействие будем характеризовать плотностью тока поляризации $\mathbf{j}$, которую в первом приближении по d/λ (λ — длина волны) можно представить в виде [1]

$$\mathbf{j} = N_0\dot{\mathbf{p}} - \nabla (N_0\dot{\widehat{Q}})/2 + c\,\mathrm{rot}\,(N_0\mathbf{M}), \tag{1}$$

где точка обозначает дифференцирование по времени, $N_0 = d^{-3}$. В (1) $\widehat{\mathbf{Q}}$, $\mathbf{p}$ и $\mathbf{M}$ — соответственно квадрупольный электрический, дипольные электрический и магнитный моменты кластера, причем $\dot{\mathbf{p}} = \varkappa m_0\dot{\mathbf{w}}$, $\dot{\widehat{Q}} = \varkappa m_0\dot{\widehat{q}}$, $\mathbf{M} = \varkappa m_0 L/2c$. Здесь $\varkappa = q_i/m_i$ — отно-