

МОДЕЛЬ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА С УЧЁТОМ ИНЕРЦИОННОСТИ ПРОЦЕССА ДИФФУЗИИ НОСИТЕЛЕЙ

Ю.И. Кузнецов, А.Г. Ржанов

Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,

Физический факультет

ruznets39@mail.ru, rjanov@mail.ru

Современный подход к описанию физических процессов в инжекционных лазерах (ИЛ) базируется на решении самосогласованной системы уравнений в частных производных, учитывающей пространственные и временные изменения основных параметров лазера – оптического поля и концентрации неравновесных носителей в активной области. Распределённая самосогласованная модель ИЛ включает в себя кинетические уравнения для учёта накачки, диффузии, спонтанного и вынужденного излучения в каждой точке активного слоя, волновое уравнение для нахождения частот, усиления и профилей лазерных мод, а также материальные соотношения, связывающие оптические и электронные характеристики среды [1,2].

Учёт инерционных свойств активной среды в распределённых моделях ИЛ осуществляется посредством того, что в кинетическом уравнении для концентрации неравновесных носителей учитываются процессы, происходящие в каждой точке активного слоя. Это требует решения уравнений в частных производных, создания сложных разностных схем для численного счёта, нужны существенные затраты времени и ресурса компьютера. Мы предлагаем упрощение модели без потери адекватности описания. Для этого предлагается ввести запаздывание в кинетическое уравнение для концентрации носителей. Тогда становится возможным отказаться от координатных зависимостей концентрации носителей и интенсивности излучения.

Пространственно неоднородное выжигание носителей в активном слое ИЛ и диффузия носителей приводят при определённых условиях к возникновению автомодуляционного (АМ) и хаотического режимов генерации. Эти явления наблюдаются при решении распределённых моделей, но отсутствуют в простых.

Будем считать, что профиль концентрации неравновесных носителей в активном слое ИЛ $N(y,t)$ до выжигания гауссовский. После выжигания на профиле появляется гладкий минимум. Аппроксимируем $N(y,t)$ вблизи

$$y = 0 \quad \text{зависимостью:} \quad N(y,t) = N(0,t) + A(t)y^2, \quad \text{где} \quad A(t) = \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 N}{dy^2} \right|_{y=0}.$$

До выжигания кривизна гауссового профиля в максимуме равна $A(t) \approx -\frac{N(0,t)}{2\sigma^2}$, где σ^2 – дисперсия. После выжигания кривизна профиля

к моменту времени t определяется скоростью выжигания, которое происходило во время $t - \tau$, где τ – время, примерно равное периоду квазирезонанса переходного процесса, либо периоду автомодуляции (АМ) излучения [3]:

$$\tau \approx \frac{2\pi}{\sqrt{\tau_{ph}\tau_{sp} \cdot \left(\frac{I}{I_{th}} - 1\right) - \frac{1}{2\tau_{sp}^2} \cdot \left(\left(\frac{I}{I_{th}} - 1\right) + 1\right)^2}}, \quad (1)$$

где I – ток накачки; I_{th} – пороговый ток; τ_{sp} – время спонтанной рекомбинации неравновесных носителей; τ_{ph} – время жизни фотонов в «холодном» лазерном резонаторе.

Таким образом, мы имеем запаздывающую реакцию системы на выжигание и последующую диффузию: $A(t) = ka(N(t - \tau) - N_{tr})S(t - \tau)$, где k – коэффициент, определяющий скорость диффузии и размер канала генерации, a – дифференциальное усиление среды, $N(t)$, $S(t)$ – средние концентрации неравновесных носителей и фотонов в лазерном резонаторе, N_{tr} – концентрация прозрачности активного слоя.

С учётом принятых предположений и нормировки, скоростные уравнения в одномодовом приближении примут вид:

$$\frac{dN}{dt} = I - (1 + K)N - R(N - 1)S + KR(N_{\tau} - 1)S_{\tau}; \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = R(N - 1)S - \theta S + \beta N, \quad (3)$$

где нормированные величины: I – ток накачки; R – дифференциальное усиление; K – коэффициент, учитывающий скорость и длину диффузии; $N_{\tau} = N(t - \tau)$; $S_{\tau} = S(t - \tau)$ – запаздывающие значения концентраций; τ – характерное время запаздывания; θ – потери излучения в «холодном» лазерном резонаторе; β – фактор спонтанного излучения.

Для детального исследования системы уравнений (2)-(3) были взяты следующие типичные для гетероструктур AlGaAs/GaAs параметры: $N_{tr} = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ (нормировочная концентрация); $\tau_{sp} = 2 \text{ нс}$ (нормировочное время); $\tau_{ph} = 1.3 \text{ пс}$; толщина активного слоя $d = 0.2 \text{ мкм}$; длина диффузии $L = 3 \text{ мкм}$. При этом нормированные параметры принимают следующие значения: $R = 800$; $K = 0.4$; $\theta = 1538$; $\beta = 10^{-3}$.

Система (2)-(3) при $K < 1$ имеет единственное ненулевое решение:

$$N_0 = 1 + \frac{\theta}{R}; \quad (4)$$

$$S_0 = G[I - I_{th}]. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой ватт-амперную характеристику ИЛ, где $G = (\theta(1 - K))^{-1}$ – её наклон, а $I_{th} = (1 + K)N_0$ – пороговый ток. Мы учи-

тываем также, что в режиме генерации $\beta N \ll \theta S$. Таким образом, получаем значения параметров $G = 1.08 \cdot 10^{-3}$, $I_{th} = 4.09$.

При анализе системы уравнений (2)-(3) были найдены области различных типов решений и сценарии перехода к хаосу. С использованием метода D-разбиений [4] была построена область устойчивости в координатах (τ, I) . Как следует из (1), время запаздывания τ зависит, кроме времён τ_{sp} и τ_{ph} , от превышения порога генерации I/I_{th} . Так, нормированное время $\tau = 0.16$ соответствует превышению порога в 2 раза.

При увеличении тока накачки от 4.1 до 4.8 наблюдается стационарный процесс, что соответствует на фазовой плоскости (N, S) устойчивому фокусу с центром в точке (N_0, S_0) . При $I > 4.8$ происходит бифуркация рождения устойчивого предельного цикла, и вплоть до $I = 5.3$ наблюдается АМ. Далее система переходит к хаосу с образованием странного аттрактора. Переход осуществляется через перемежаемость [5]: чередование цугов с разной частотой АМ, чередование цугов с турбулентными всплесками большой амплитуды. На других участках (значения тока накачки 5.8 и 6.4) мы наблюдали крайне быстрый переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода.

Физическая интерпретация возникновения хаотической АМ такова. С ростом тока накачки растёт интенсивность вынужденного излучения в центре профиля усиления, растёт кривизна $A(t)$ профиля распределения носителей в области пространственного выжигания. Это усиливает поперечный диффузионный ток. Процесс диффузии, обладающий инерционностью, добавляет в модель ИЛ недостающие степени свободы, без которых описание хаотической АМ невозможно, хотя наблюдалось экспериментально. В силу того, что процесс генерации в ИЛ происходит, как правило, в узком канале, диффузия играет роль добавочного источника вложения энергии в систему из «недокачанных» соседних с каналом областей, увеличивая её неустойчивость. Кроме того, вариации накачки и времени запаздывания оказывают влияние на фазовые соотношения в лазерном резонаторе, которые определяют возможность самовозбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Buus J. // IEEE J. QE. 1983. V. QE-19. No. 6. P. 953.
2. Логгинов А.С., Ржанов А.Г. // ДАН СССР. 1989. Т. 309. № 6. С. 1354
3. Основы оптоэлектроники // Под ред. К.М. Голанта. М.: Мир, 1988.
4. Неймарк Ю.И. Динамические системы и управляемые процессы. М.: Наука, 1978.
5. Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах. М.: Наука, 1990.