

# СКОРОСТНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА С РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ АКТИВНОГО СЛОЯ

Е. В. Тимощенко<sup>1</sup>, Ю. В. Юревич<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Могилевский государственный университет  
им. А. А. Кулешова, Могилев

<sup>2</sup>Могилевский государственный университет продовольствия, Могилев  
E-mail: glasunova81@mail.ru

В плотных резонансных средах возрастает роль фазового эффекта, создаваемого взаимным влиянием возбуждённых излучением дипольных частиц, который определяется изменением их концентрации [1].

Известен интерес к исследованию влияния изменений рефракции, связанных с изменениями энергетического состояния активного слоя, на динамику генерации лазеров на квантоворазмерных структурах. Полупроводниковые структуры на основе квантоворазмерных элементов, благодаря формированию в них экситонных энергетических зон, рассматривают как плотные резонансные среды. Физически наличие нелинейных изменений показателя преломления означает возможность колебаний дифракционных потерь в активном слое из-за эффекта динамической самофокусировки. Ниже формулируются скоростные уравнения, описывающие динамику генерации в условиях этого эффекта, который стимулирован резонансной нелинейностью показателя преломления в активном слое. Анализ влияния нелинейности показателя преломления и связанной с ней вариации волноводных свойств активного слоя на излучение инжекционного лазера проводился в рамках модели, обоснованной в работе [2], где рассматривалась нерезонансная керровская нелинейность показателя преломления генерирующей среды. В инжекционных лазерах рефракционная нелинейность имеет именно резонансную специфику и поэтому может существенно отличаться инерционностью, величиной и динамикой изменения.

Согласно [2] при записи скоростных уравнений с рассмотрением волноводного эффекта возможно использование формализма мнимой добавки  $\Omega$  к частоте продольной моды резонатора. Переменной  $\Omega$  выражается, в сущности, эффективный коэффициент усиления лазерного диода, определяющий скорость нарастания интенсивности на частоте  $\omega$  в активном слое. При этом учитываются вариации потерь вследствие поперечного сжатия или расширения канала генерации. В нашей ситуации величины действительной и мнимой составляющих диэлектрической восприимчивости  $\chi'$  и  $\chi''$  рассчитываются именно как резонансные, то есть пропорциональные резонансной вариации инверсии  $n(x,t)$ . Форма её поперечной неоднородности в ходе генерации полагалась неизменной и

аппроксимировалась аналогично [2]:  $n(x,t) = n_m(t) [\exp(-\delta x) - 2 \exp(-\delta x/2)]$ . В этом выражении  $\delta$  характеризует ширину активного слоя.

Мнимая добавка  $\Omega$  усреднена по области локализации поля, через переменную амплитуды  $n_m(t)$  зависит от времени и, следуя соображениям, сходным с использованными в [2], представляется в таком виде:

$$\Omega = \frac{\omega_0}{2\varepsilon_{nr}} \sigma \left[ \frac{n_m}{1+\Delta^2} - n_0 - \frac{2\delta c}{\omega_0} \sqrt{\frac{1}{2\sigma} \left( \sqrt{\left(\frac{n_m}{1+\Delta^2}\right)^2 + \gamma^2(n_m)} - \gamma(n_m) \right)} \right],$$

$$\gamma(n_m) = \frac{\Delta + \sigma n_m}{1+\Delta^2} n_m - \beta(n_0 - n_m), \quad \Delta = (\omega_0 - \omega) T_2, \quad \sigma = \frac{\mu^2 N}{3\varepsilon_0 \hbar} T_2.$$

Здесь  $\varepsilon_{nr}$  – нерезонансная часть проницаемости,  $n_0$  – начальная инверсия,  $\Delta$  – нормированная по полуширине резонанса установка частоты от центра линии  $\omega_0$ ,  $\mu$  – значение дипольного момента,  $N$  – концентрация экситонов, величиной  $2/T_2$  определяется ширина резонанса. В выражении для резонансной добавки  $\gamma(n_m)$  к показателю преломления содержится коэффициент  $\beta$ , пропорциональный известному фактору Хенри, который связывает изменение показателя преломления с вариацией инверсии; по аналогии с [1] компонентом  $\sigma n_m(t)$  учитывается фазовый эффект диполь-дипольного взаимодействия.

При формулировке системы скоростных уравнений с учетом  $\Omega$  полагаем, что резонансный коэффициент усиления  $k = \sigma \omega_0 / \varepsilon_{nr} c$  в отсутствие насыщения равен суммарным потерям в резонаторе, вводится также нормированный параметр времени жизни фотона в резонаторе  $\tau_r$ . В приведенных ниже уравнениях для интенсивности излучения  $Y$  и относительной инверсии  $y = n_m/n_0$  время  $\tau$  нормировано, используется параметр скорости накачки  $\alpha$  и введен коэффициент  $\rho = \delta c \sqrt{2/\sigma} / \omega_0$ ,

$$\frac{dY}{d\tau} = \frac{1}{\tau_r} \left[ y/(1+\Delta^2) - \rho \sqrt{\left(y/(1+\Delta^2)\right)^2 + \gamma(y)^2} - \gamma(y) - 1 \right] Y,$$

$$\frac{dy}{d\tau} = \alpha - y - \left[ y/(1+\Delta^2) - \rho \sqrt{\left(y/(1+\Delta^2)\right)^2 + \gamma(y)^2} - \gamma(y) \right] Y.$$

В рамках предложенных уравнений сделана оценка влияния эффекта динамической самофокусировки, являющейся следствием резонансной нелинейности рефракции, на устойчивость генерации.

1. Афанасьев А. А., Власов Р. А., Черствый А. Г. // ЖЭТФ. 2000. Т. 117, № 3. С. 489–495.
2. Аллахвердян Р. Г., Морозов В. Н., Ораевский А. Н., Сучков А. Ф. // Квантовая электроника. 1971. № 6. С. 53–59.