

Е.В. Тимошенко, Ю.В. Юревич (Могилев, Беларусь)

## ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО СМЕЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ РЕФРАКЦИИ

Characteristics of a time-independent mode of generation of lasers on quantum-well heterostructures are calculated and analyzed allowing for active layer light-guided property changes due to resonant nonlinearity of refraction.

Нелинейная оптическая модель инжекционного лазера содержит компоненты, учитывающие влияние свободных носителей (по сути, уровня инверсной заселенности) на показатель преломления. Следствием этого является спектральное уширение поля генерации [1] и его самофокусирующая неустойчивость. Известно, что динамическая самофокусировка, связанная с нелинейностью показателя преломления, изменяет уровень компенсации дифракционной расходимости излучения [2]. При более высокой концентрации носителей показатель преломления снижается, соответственно, при насыщении усиления активная среда лазерного диода становится оптически более плотной. Это неизбежно влияет на ее волноводные свойства. Тогда излучение в резонаторе испытывает полное внутреннее отражение от границы с оптически более плотной средой, что в свою очередь, оказывает влияние на потери в резонаторе. В литературе следствия самофокусировки изучены, в основном в рамках нерезонансной модели, когда поперечное распределение поля определяется, прежде всего, неоднородностями рефракции, безынерционно «следящими» за вариациями мощности излучения. В условиях резонанса уровень нелинейной рефракции зависит, прежде всего, от степени инверсии в лазерном диоде.

В связи с этим представляет интерес исследование влияния резонансных изменений рефракции, связанных с изменениями энергетического состояния активного слоя, на характеристики усиления и динамику лазеров на квантоворазмерных гетероструктурах. Анализ влияния резонансных вариаций волноводных свойств на излучение инжекционного лазера проведен в рамках модели, обоснованной в работе [2], где рассматривалась нерезонансная керровская нелинейность. В этой работе использованы параметры нелинейности, типичные для следствий нерезонансного динамического сдвига показателя преломления, наблюдаемого в полупроводниках. Однако, как показывают результаты современных наблюдений, в реальных лазерах на полупроводниках ре-

фракционная нелинейность имеет именно резонансную специфику [3] и поэтому может существенно отличаться величиной и инерционностью.

Пространственно-временную характеристику излучения в условиях поперечной неоднородности усиления и рефракции будем описывать, используя представление комплексной диэлектрической проницаемости в виде:  $\varepsilon(x, y, t) = \varepsilon_{nr} - \chi'(x, y, t) + i\chi''(x, y, t)$  [2], где  $\varepsilon_{nr}$  – действительная (нерезонансная) часть диэлектрической проницаемости невозбужденного полупроводника. В отличие от работы [2], предполагаем, что

$\chi'(x, y, t) = \frac{\mu^2}{3\hbar\varepsilon_0} T_2 N \frac{\Delta}{1 + \Delta^2} n(x, y, t)$  – действительная часть резонансной восприимчивости,  $\chi''(x, y, t) = \frac{\mu^2}{3\hbar\varepsilon_0} T_2 N \frac{1}{1 + \Delta^2} n(x, y, t)$  – мнимая (описывающая усиление) составляющая резонансной восприимчивости. Здесь  $n(x, y, t)$  – вероятностная переменная инверсии,  $\mu$  – величина дипольного момента перехода, значение  $T_2$  обратно спектральной ширине линии усиления,  $N$  – объемная плотность свободных носителей,  $\Delta = (\omega - \omega_0) T_2$  – нормированная по ширине линии отстройка частоты продольной моды  $\omega$  резонатора от центра линии усиления  $\omega_0$ . В работе [4] была введена определенная аппроксимация поперечной в направлении координаты  $y$  неоднородности действительной части проницаемости. Применим аналогичную форму неоднородности для вероятностной переменной инверсии:  $n(x, y, t) = n_m(x, t) (e^{-\delta y} - 2e^{-\delta y/2})$ . В этом выражении параметр  $\delta$  характеризует ширину активного слоя,  $n_m(x, y, t)$  определяет амплитудные значения действительной и мнимой составляющих резонансной восприимчивости. Форму пространственного распределения  $n(y, t)$  в процессе генерации с течением времени полагаем неизменным. В продольном направлении по координате  $x$  изменение  $n(x, t)$  обусловлено нарастанием интенсивности и соответствующим насыщением инверсионной заселенности. Тогда, используя методику [2], выразим мнимую добавку к частоте продольной моды резонатора  $\Omega$ :

$$\Omega = \frac{\omega}{2\varepsilon_{nr}} \left[ \chi''_m - \chi''_{m0} - \frac{2\delta c}{\omega} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{\chi''_m{}^2 + \chi'_m{}^2} - \chi'_m \right)} \right]. \quad (1)$$

Мнимая добавка (1) усреднена по области локализации поля и, по сути, выражает коэффициент усиления лазерного диода, определяя скорость нарастания интенсивности на частоте  $\omega$  в активном слое. Величина  $\chi''_{m0}$  пропорциональна значению инверсии  $n_0$ . Далее аналогично [5] учитываем квазирезонансную составляющую поляризованности, величина которой определена различием поляризуемостей активных атомов на уровнях основного перехода. Именно вкладом этой составляющей в диэлектрическую проницаемость, в основном, и определена измеряемая в экспериментах рефракционная нелинейность активного слоя и связанное с этим автомодуляционное смещение частоты генерации, нередко именуемое спектральным уширением поля. Квазирезонансная компонента переменной восприимчивости пропорциональна резонансной вариации инверсии и линейно зависит от разности поляризуемостей  $\Delta\alpha$  атомов на уровнях квантового перехода. С ее учетом нелинейную добавку (1) к частоте запишем так:

$$\Omega = \frac{\mu^2 N \omega}{6\varepsilon_0 \hbar \varepsilon_{nr}} T_2 \left[ n_m / (1 + \Delta^2) - n_0 - \frac{2\delta c}{\omega} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{n_m^2 / (1 + \Delta^2)^2 + \gamma^2} - \gamma \right)} \right], \quad (2)$$

$$\chi(n_m) = \Delta n_m / (1 + \Delta^2) - \beta (n_0 - n_m), \quad \beta = 2\pi \Delta \alpha \varepsilon_0 \hbar / \mu^2 T_2.$$

Здесь, в выражении для модифицированной резонансной добавки  $\chi(n_m)$ , содержится коэффициент  $\beta$ , который связывает изменение показателя преломления с вариацией концентрации свободных носителей.

Далее рассмотрим результаты анализа стационарной модели лазера, в ее основе – известные уравнения переноса для интенсивностей встречных волн с амплитудами

напряжённости  $E_{\pm}$ , образующих одну из мод резонатора (стоячую световую волну). Добавление соотношения (2) в расчетную схему, также как и в работе [2], означает учет дополнительных потерь в резонаторе, связанных с изменением расходимости излучения вследствие нелинейности рефракции. Для нормированных интенсивностей  $Y_{\pm}(t) = \mu^2 \tau_1 T_2 |E_{\pm}(t)|^2 / \hbar^2$  поля  $\tau_1$  – время спонтанной рекомбинации уравнения расчетной схемы с учетом (2) запишутся так:

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \kappa \left[ \frac{n_{ms}}{1 + \Delta^2} - \rho \sqrt{\left( \frac{n_{ms}}{1 + \Delta^2} \right)^2 + \gamma_s^2 - \gamma_s} - \sigma \right] Y_{\pm}, \quad (3)$$

$$n_{ms} = \sqrt{1 + (Y_+ + Y_-)/(1 + \Delta^2)}, \quad \gamma_s = [\Delta - \beta(Y_+ + Y_-)] / (1 + \Delta^2 + Y_+ + Y_-), \quad 0 \leq x \leq l,$$

где  $\rho = \delta c \sqrt{2} / \omega$ ,  $\kappa = \frac{\mu^2 N \omega}{3 \varepsilon_0 \hbar \eta c} T_2 n_0$  – достигнутый за счет тока накачки коэффициент уси-

ления,  $\sigma$  – относительный параметр линейных потерь,  $\eta l$  – оптическая длина активного слоя. Уравнения (3) решались для граничных условий, соответствующих условиям отражения на левом торце ( $x = 0$ ) с полностью отражающим зеркалом, и на правом ( $x = l$ ) – с частичным отражением (энергетический коэффициент отражения  $r = 0.32$ ):

$$Y_+(x = 0) = Y_-(x = 0), \quad Y_-(x = l) = r Y_+(x = l). \quad (4)$$

Для условий (4) система уравнений (3) аналитически разрешима лишь частично – для функций  $Y(x) = Y_+(x) + Y_-(x)$  и  $S(x) = Y_+(x) - Y_-(x)$  возможно простое решение в квадратурах:  $Y^2(x) - S^2(x) = 4r S(l) / (1-r)^2$ . Это соотношение сводит задачу определения зависимости  $Y(x)$  к решению одного нелинейного дифференциального уравнения, которое удобно записать в виде:

$$\kappa \frac{dx}{dY} = \frac{1 + \Delta^2 + Y}{F \left\{ 1 - \rho \sqrt{(1 + \Delta^2 + Y) \sqrt{1 + (\Delta - \beta Y)^2} - \Delta + \beta Y} - \sigma(1 + \Delta^2 + Y) \right\}}, \quad (5)$$

$$F = \sqrt{Y^2 - 4r S^2(l) / (1-r)^2}, \quad (1+r)S(l) / (1-r) \leq Y \leq 2\sqrt{r}S(l) / (1-r).$$

Рассматривая величину  $Y$ , как независимую переменную (неотрицательную и линейно нарастающую), можно провести численное интегрирование (5) в указанных пределах. Эти пределы определены значениями потока мощности на отражающем и «выходном» торцах. Упрощенное таким образом «параметрическое» интегрирование исходной системы (3) дает возможность довольно несложно получить численное решение (5) относительно параметра усиления  $\kappa l$  и построить зависимость выходящего потока мощности  $S = (1-r) Y_+(x)$  от параметра накачки  $\alpha = \kappa l / (\sigma l - \ln(r)/2)$ .

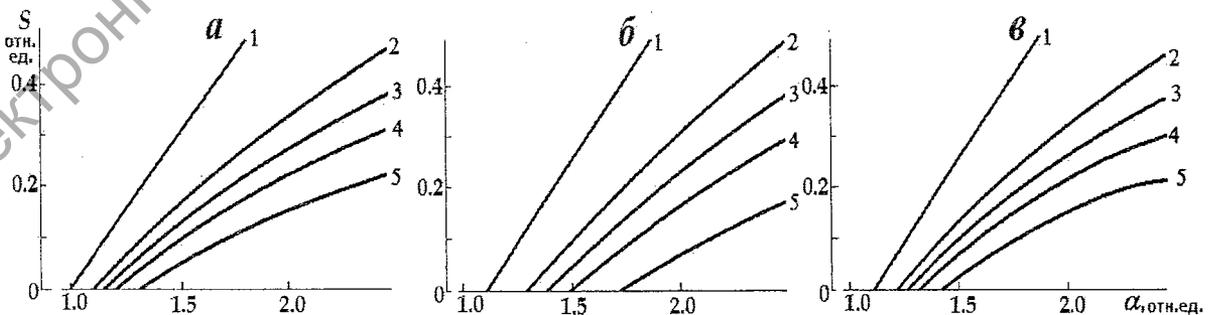


Рисунок 1 – Выходная интенсивность в зависимости от параметра накачки для разных значений параметра поперечной неоднородности инверсии и отстройки частоты:

$\rho = 0$  (кривая 1), 0.1 (2), 0.14 (3), 0.18 (4), 0.25 (5);  $\Delta = 0$  (а),  $-0.5$  (б),  $0.5$  (в);  $\beta = 1.5$ ,  $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ рад/с}$ ,  $\sigma = 0.2$ ,  $\eta l = 1.08 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $\tau_1 = 1.0 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ ,  $T_2 = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$

При построении зависимостей, приведенных на рисунке 1, соответствующие коэффициенты системы (3) определяли, исходя из параметров инжекционных лазеров, указанных, например, в работах [1–3]. Судя по зависимостям на рисунке 1, при более выраженной неоднородности показателя преломления (т.е. больших значениях  $\rho$ ) эффективный уровень усиления, необходимый для начала генерации, должен возрасти – кривые выходной мощности берут начало от значений выше 1 (порогового значения для частоты точного резонанса  $\omega = \omega_0$ ). Пороговые значения естественно возрастают при увеличении отстройки частоты – следует сравнить ход кривых на рис. 1, а-в. Таким образом, возрастание влияния обоих факторов – неоднородности и частотной отстройки – потребует для развития генерации также относительно большей величины тока накачки. С ростом параметра неоднородности снижается и выходная мощность, кривые зависимостей рис.1 становятся все более нелинейными. Отметим далее асимметрию в характере нарастания кривых  $S(\alpha)$  на рис. 1 в зависимости от знака частотной отстройки.

Кривые рисунка 2 более наглядно демонстрируют асимметрию зависимости выходного потока излучения от частоты моды при некотором, выше порогового, уровне накачки  $\alpha$ . Подобные кривые могут характеризовать спектральную зависимость усиления.

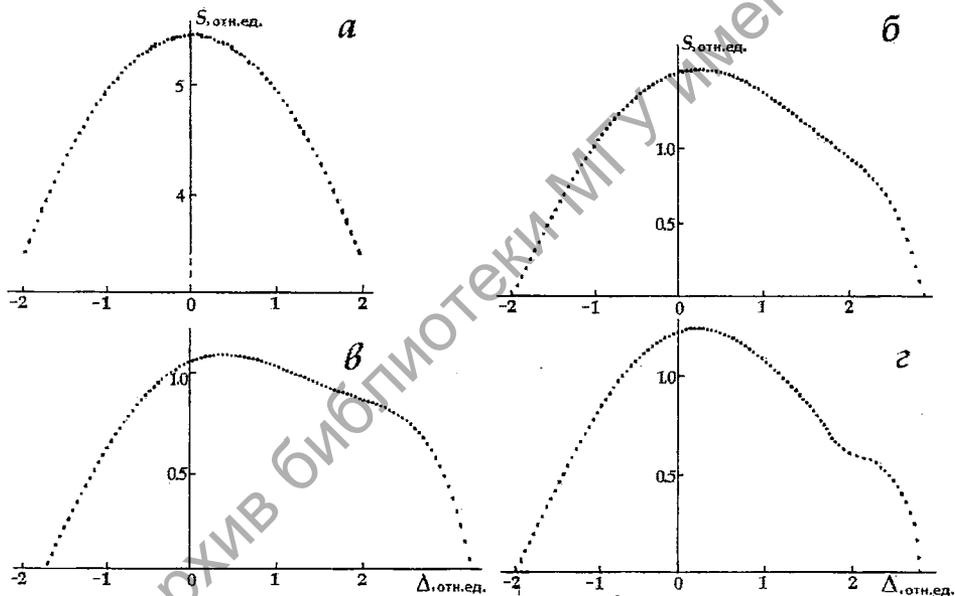


Рисунок 2 – Спектральная зависимость выходной интенсивности для разных значений параметра поперечной неоднородности инверсии и параметра резонансной нелинейности:  $\rho = 0$  (а), 0.12 (б), 0.2 (в,г);  $\beta = 0$  (а) 1.0 (б,в), 2.5 (г)  $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ рад/с}$ ,  $\sigma = 0.2$ ,  $\eta l = 1.08 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $\tau_1 = 1.0 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ ,  $T_2 = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$

Естественная форма симметричного резонанса усиления (рис. 2, а), рассчитанная при отсутствии нелинейной рефракции, сменяется квазирезонансной кривой с коротковолновым смещением максимума и асимметричным уширением (рис. 2, б-г). Отмечаемая на рис. 2, б-г деформация характеристик излучения возникает как следствие изменения потерь излучения из-за самофокусировки и имеет зависимость от параметров поперечной неоднородности и резонансной нелинейной рефракции.

Спектральное уширение поля генерации, типичное и наблюдаемое в излучении лазеров на квантоворазмерных структурах, таким образом в определенной мере можно связать и с эффектом самофокусировки из-за резонансной нелинейности рефракции.

#### Список литературы:

1. Жуков, А.Е. Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи / А.Е. Жуков, А.Р. Ковш // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 5. – С. 409-422.

2. Влияние нелинейности показателя преломления на динамику излучения полупроводниковых лазеров / Р.Г. Аллахвердян [и др.] // Квантовая электроника. – 1972. – № 6. – С. 53-59.
3. Garmire, E. Resonant optical nonlinearities in semiconductors / E. Garmire // IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron. – 2000. – Vol. 6. – № 6. – P. 1094-1110.
4. Гончаренко, А.М. Волноводные свойства *p-n*-перехода и электромагнитная теория полупроводниковых лазеров / А.М. Гончаренко, В.А. Карпенко, С.Н. Столяров // Препринт Института физики АН БССР. – 1976. – 96 с.
5. Тимощенко, Е.В. Динамика излучения в структурах из квантовых точек при учете ближних дипольных взаимодействий / Е.В. Тимощенко, В.А. Юревич, Ю.В. Юревич // Доклады Национальной АН Беларуси. – 2011. – Т. 55. – № 6. – С. 61-66.

Электронный архив библиотеки МГУ имени А.А. Кулешова