

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ИНВЕРСИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАЦИИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

*Авторы: Тимощенко Елена Валерьевна, доцент кафедры
экспериментальной и теоретической физики УО «МГУ им. А.А. Кулешова»;*

Юревич Юрий Владимирович, ассистент кафедры физики

УО «Могилевский государственный университет продовольствия»;

*Борисов Василий Иванович, профессор кафедры физических методов
контроля ГУВПО «Белорусско-Российский университет»;*

Могилевич Владимир Николаевич, доцент кафедры высшей математики

УО «Могилевский государственный университет продовольствия»

Контактная информация: тел.: (+375 222) 28-10-27; (+375 44) 748-19-01,

эл. почта: glasunova81@mail.ru

Описание: В рамках обобщенной двухуровневой схемы приведена формулировка модели инжекционного лазера при учете переменных волноводных свойств активного слоя лазерного диода. Изменение световодных свойств определяется динамической самофокусировкой, обусловленной нелинейностью показателя преломления, уровень которой зависит от энергетического состояния среды слоя. Для параметров квантоворазмерных лазеров на основе арсенида галлия сделана оценка изменения пороговых условий возникновения усиления.

Description: Within the frames of the generalized two-level scheme the formulation of the injection laser model is provided with regard to variable waveguide features of the laser diode active layer. The change of lightguide properties is determined by the dynamic self-focusing caused by nonlinearity refraction which level depends on the layer energy state. The author estimates changes of threshold conditions of gain process realization considering parameters of quantum-well lasers based on GaAs.

Область применения разработки: Промышленность. Высшее образование.

Основные преимущества разработки: В разрабатываемых в последнее время компактных лазерных устройствах на основе наноразмерных структур особо существенны тонкие эффекты нелинейного взаимодействия излучения с веществом. Резонансная нелинейность рефракции, следствия которой, судя по наблюдениям, особо значимы, ранее не рассматривалась в качестве причины, способной обусловить динамическую самофокусировку. Поэтому анализ ее влияния на динамику лазеров представляется крайне важным для целей создания квантоворазмерных лазеров с управляемыми характеристиками излучения.

Для генерации когерентного излучения в инжекционных лазерах используют полупроводниковые структуры на основе квантоворазмерных элементов, которые, благодаря формированию в них экситонных энергетических зон, рассматриваются в качестве плотных резонансных сред [1]. Вероятности экситонных переходов в подобных средах характеризуются относительно большими значениями дипольных моментов. При определенных условиях для таких материалов типична сильная резонансная нелинейность рефракции и поглощения (усиления) с возможностью наблюдения когерентных оптических эффектов [2]. При условии большой величины дипольных моментов, помимо взаимного влияния диполей, фактором, способным сыграть значимую роль, выступает различие поляризуемостей частиц в основном и возбужденном состояниях. Эффект нелинейной рефракции, обусловленный резонансной поляризуемостью, при этом особо усиливается, достигая значений резонансных вариаций показателя преломления, считающихся «гигантскими», и оказывается непосредственно связанным с изменением концентрации свободных носителей [3] или экситонов.

Для инжекционных лазеров при типичных для p - n -перехода волноводных свойствах поперечное распределение поля определяется, прежде всего, неоднородностью рефракции [4]. Но поскольку в условиях резонансной реакции уровень нелинейной рефракции зависит от степени инверсии в лазерном диоде, то поперечная неоднородность усиления в активном слое особо эффективна в установлении его волноводных свойств.

В связи с этим представляет интерес исследование влияния изменений рефракции, связанных с изменениями энергетического состояния активного слоя, на пороговые характеристики и динамику генерации лазеров на квантоворазмерных структурах. Физически наличие нелинейных изменений показателя преломления означает модуляцию глубины «потенциальной ямы» в месте локализации лазерного поля при изменении во времени концентрации свободных носителей за счет тока накачки или вынужденной рекомбинации и, соответственно, колебаний дифракционных потерь в активном слое из-за эффекта динамической самофокусировки. В настоящей работе формулируются скоростные уравнения, описывающие временную развертку генерации в условиях этого эффекта, стимулированного резонансной нелинейностью показателя преломления в активном слое.

Анализ влияния нелинейности показателя преломления и связанной с нею вариации волноводных свойств на излучение инжекционного лазера будем проводить в рамках модели, обоснованной в работе [5], где рассматривалась нерезонансная керровская нелинейность. Подобная нелинейность, связанная непосредственно с изменением интенсивности поля в месте его локализации, вообще не присуща полупроводниковым средам. В работе [5] использованы модельные параметры нелинейности, типичные для следствий наблюдаемого в полупроводниках динамического сдвига показателя преломления, характеризуемого как нерезонансный. Как показывают результаты современных наблюдений, в реальных лазерах на полупроводниках рефракционная нелинейность имеет именно резонансную специфику [3] и поэтому может существенно отличаться инерционностью, ходом изменения и величиной.

Пространственно-временную характеристику излучения в условиях поперечной (в направлении координаты x) неоднородности усиления и рефракции будем описывать, используя представление комплексной диэлектрической проницаемости в виде [6]:

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon_{nr} - \chi'(x, t) + i\chi''(x, t),$$

где ε_{nr} – действительная (нерезонансная) часть диэлектрической проницаемости

невозбужденного полупроводника, $\chi'(x, t) = \frac{\mu^2}{3\hbar\varepsilon_0} T_2 N \frac{\Delta}{1 + \Delta^2} n(x, t)$ – дей-

ствительная часть резонансной восприимчивости,

$\chi''(x, t) = \frac{\mu^2}{3\hbar\varepsilon_0} T_2 N \frac{\Delta}{1 + \Delta^2} n(x, t)$ – мнимая (описывающая усиление) состав-

ляющая резонансной восприимчивости. Здесь $n(x, t)$ – вероятностная переменная инверсии (числа экситонов), μ – величина дипольного момента перехода, значение T_2 обратно спектральной ширине линии усиления, N – объемная плот-

ность экситонов, $\Delta = (\omega - \omega_0) T_2$ – нормированная по ширине линии отстройка частоты продольной моды резонатора от центра линии усиления ω_0 . В работе [4] была введена определенная аппроксимация поперечной неоднородности действительной части проницаемости. Применим аналогичную форму неоднородности для вероятностной переменной инверсии:

$$n(x, t) = n_m(t) [\exp(-\delta x) - 2 \exp(-\delta x/2)].$$

В этом выражении δ характеризует ширину активного слоя, $n_m(t)$ определяет амплитудные значения действительной (χ'_m) и мнимой (χ''_m) составляющих резонансной восприимчивости. Пространственное распределение $n(x, t)$ в процессе генерации полагаем неизменным. Тогда, используя методику [5], выразим мнимую добавку к частоте продольной моды резонатора Ω :

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

Мнимая добавка (1) усреднена по области локализации поля, через переменные $\chi'_m(t)$, $\chi''_m(t)$ зависит от времени и выражает, в сущности, коэффициент усиления лазерного диода, определяя скорость нарастания интенсивности на частоте ω в активном слое. Величина χ''_{m0} пропорциональна пороговому значению числа экситонов n_0 . Далее аналогично [7] учитываем влияние квазирезонансной составляющей восприимчивости на переменную действительной части проницаемости. Именно этим вкладом, в основном, и определена измеряемая в экспериментах рефракционная нелинейность активного слоя и связанное с этим автомодуляционное смещение частоты генерации, называемое иногда спектральным уширением поля. Квазирезонансная компонента переменной восприимчивости пропорциональна резонансной вариации инверсии и линейно зависит от разности поляризуемости $\Delta\alpha$ экситонов на уровнях квантового перехода. С ее учетом нелинейную добавку (1) к частоте можно записать так:

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

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

Здесь в выражении для модифицированной резонансной добавки к показателю преломления $\gamma(n_m)$ содержится коэффициент β , пропорциональный так называемому фактору Хенри, который связывает изменение показателя преломления с вариацией числа экситонов.

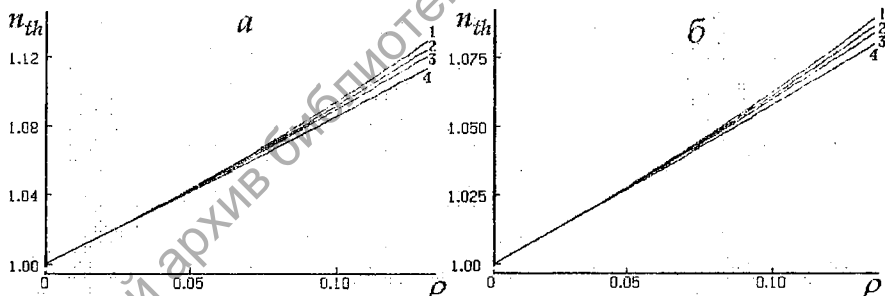
При формулировке скоростных уравнений для инверсии $n(t)$ и нормированной интенсивности $Y(t) = \mu^2 T_1 T_2 |E(t)|^2 / \hbar^2$ усредненного светового поля

$E(t)$ в активном слое полагаем, что коэффициент усиления в отсутствие насыщения равен суммарным потерям в резонаторе. Тогда при нормировке переменной t по характерному времени спонтанной рекомбинации ($\tau = t/T_1$) можно использовать также нормированный динамический параметр времени жизни фотона в резонаторе τ_r . В приведенных ниже кинетических уравнениях инжекционного лазера с учетом резонансной нелинейности рефракции введены параметр скорости накачки α и коэффициент $\rho = \delta c \sqrt{2} / \omega$:

$$\frac{dY}{d\tau} = \frac{1}{\tau_r} \left[\frac{n_m}{1 + \Delta^2} - \rho \sqrt{\sqrt{\left(\frac{n_m}{1 + \Delta^2}\right)^2 + \gamma^2} - \gamma} - 1 \right] Y, \quad (3)$$

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

Анализ динамических следствий изменения волноводных свойств квантово-размерных структур из-за эффекта самофокусировки в рамках уравнений (3) представляет самостоятельную задачу, которая будет решена позднее.



Пороговый уровень усиления в зависимости от параметра неоднородности инверсии:
 $\beta = 0$ (кривая 1), 1.0 (2), 1.5 (3), 2.0 (4); $\Delta = 0.33$ (а), 0.7 (б); $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ рад/с}$, $T_2 = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

Ограничимся оценкой зависимости изменения величины инверсии n_m , определяющей пороговый уровень усиления в активном слое, от значений характеристики неоднородности ρ и фактора Хенри. Для определения n_m требуется приравнять нулю правую часть первого из уравнений (3) и затем решить полученное алгебраическое уравнение относительно $n_m = n_{th}$.

При построении зависимостей, приведенных на рисунке, соответствующие коэффициенты системы (3) определяли, исходя из параметров инжекционных лазеров, известных по данным, например, [2, 5]. Судя по зависимостям

на рисунке, при более выраженной неоднородности показателя преломления (т.е. больших значениях ρ) эффективный уровень усиления, необходимый для начала генерации, должен возрастать – соответственно, это потребует для развития генерации и относительно большей величины скорости накачки. Даже минимальное увеличение показателя преломления (при относительно незначительном ее начальном уровне) с ростом инверсии приводит к снижению пороговых значений усиления – следовательно, потери излучения из-за самофокусировки снижаются.

Список использованных источников:

1. Каплан, А.Е. Поведение локальных полей в нанорешетках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // УФН. – 2009. – Т. 179. – № 5. – С. 539-547.
2. Htoon, H. Quantum coherence phenomena in semiconductor quantum dots: quantum interference, decoherence and Rabi oscillation / H. Htoon, C.K. Shih, T. Takagahara // Chaos, Solitons and Fractals. – 2003. – Vol. 16. – № 3. – P. 439-448.
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. Влияние нелинейности показателя преломления на динамику излучения полупроводниковых лазеров / В.Г. Аллахвердян [и др.] // Квантовая электроника. – 1972. – № 6. – С. 53-59.
6. Ханин, Я.И. Основы динамики лазеров / Я.И.Ханин. – М.: Наука, 1999. – 368 с.
7. 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 НАН Беларуси. – 2011. – Т. 55. – № 6. – С. 61-66.