

Инжекционные лазеры с дискретно сканирующей диаграммой направленности

А.С.Логгинов, К.И.Плисов

Построена теоретическая модель самосинхронизации поперечных мод в резонаторе инжекционного лазера при наличии в активной области параболической неоднородности показателя преломления вдоль $p-n$ -перехода. Получено периодическое дискретное смещение диаграммы направленности в пространстве. Даны оценки частоты и угла сканирования. Все результаты находятся в хорошем соответствии с полученными ранее экспериментальными данными.

Ключевые слова: инжекционные лазеры, синхронизация поперечных мод, численное моделирование.

1. Введение

В первых инжекционных лазерах с широким контактом в отдельных излучающих областях шириной ~ 50 мкм с помощью электронно-оптического хронографа можно было наблюдать сканирование светового пятна по выходному зеркалу по закону, близкому к гармоническому [1]. Это явление естественно было связать с самосинхронизацией поперечных мод [2], образующихся вследствие неоднородности диэлектрической проницаемости резонатора [3]. Аналогичные явления наблюдались в газовых лазерах со сферическими зеркалами, для которых было показано [2], что синфазное сложение полиномов Эрмита–Гаусса с пуассоновским распределением амплитуд действительно приводит к синусоидальному сканированию пучка.

Как известно, в общем случае спектр излучения инжекционного лазера с резонатором Фабри–Перо образован семействами продольных и прилежащих к ним поперечных мод [4]. Результатом синхронизации фаз продольных мод является возникновение периодической последовательности коротких импульсов [5]. Период следования импульсов обратно пропорционален спектральному межмодовому интервалу, а длительность каждого импульса обратно пропорциональна спектральному интервалу всех вовлеченных в процесс синхронизации мод. В инжекционном лазере с характерной длиной резонатора 300–500 мкм самосинхронизация продольных мод оказывается трудноосуществимой из-за большого спектрального интервала между соседними продольными модами (100–200 ГГц). Только использование насыщающегося поглотителя со сверхбыстрым (менее 50 пс) временем восстановления поглощения делает возможной пассивную синхронизацию продольных мод [6].

В случае синхронизации поперечных мод происходит периодическое сканирование диаграммы направленности в пространстве, обусловленное периодическими изменениями фазового фронта волны на выходе из лазера.

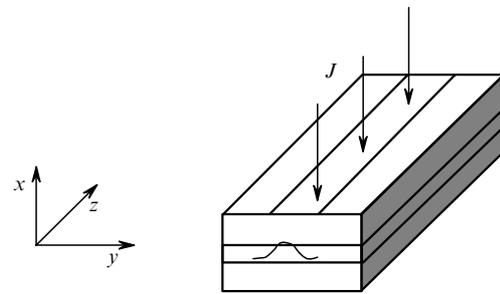


Рис.1. Схема рассматриваемой структуры.

Условия самосинхронизации в такой системе значительно упрощаются из-за малого (порядка 10 ГГц) межмодового интервала поперечных мод [4].

Целью настоящей работы является построение теоретической модели, описывающей возникновение самосинхронизации поперечных мод в полупроводниковом лазере планарной геометрии (рис.1).

2. Модель

Определим условия, необходимые для осуществления процесса синхронизации поперечных мод. Поскольку он предполагается периодическим, электрическое поле на выходе лазера можно разложить в ряд Фурье:

$$E(r, t) = \sum_m A_m(r) \exp(-i\omega_m t).$$

Данный ряд будет описывать периодический процесс лишь в том случае, если частотный интервал между соседними гармониками будет постоянным.

Хорошо известно, что в инжекционном лазере компоненты волнового вектора $\{\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z\}$ $((\kappa_x^2)_l + (\kappa_y^2)_m + (\kappa_z^2)_n = \omega_{nml}^2 c^{-2} \epsilon)$ находятся в соотношении $\kappa_z > \kappa_x \gg \kappa_y$ (ось x перпендикулярна плоскости $p-n$ -перехода), поэтому для частоты излучения имеем

$$\frac{\omega_{nml}}{c} \sqrt{\epsilon} \approx [(\kappa_x^2)_l + (\kappa_z^2)_n]^{1/2} \left\{ 1 + \frac{(\kappa_y^2)_m}{2[(\kappa_x^2)_l + (\kappa_z^2)_n]} \right\}. \quad (1)$$

Из (1) видно, что частотная эквидистантность поперечных (по y) мод возможна только в том случае, если квадрат собственного значения волнового вектора $(\kappa_y^2)_m$ вдоль оси y линеен по своему индексу, что имеет место, например, когда $(\kappa_y^2)_m$ является квадратом собственного значения собственной функции уравнения Эрмита. К этому уравнению мы приходим, решая уравнение Гельмгольца для среды с параболической зависимостью диэлектрической проницаемости от поперечной координаты. Именно этим объясняется наш выбор характера неоднородности.

Если зависимость диэлектрической проницаемости от координаты y имеет вид

$$\varepsilon(y) = \varepsilon^{(0)} \left(1 - \frac{y^2}{s^2} \right),$$

где s – параметр неоднородности, $\varepsilon^{(0)}$ – максимум невозмущенной диэлектрической проницаемости, то после разделения переменных зависимость поля от поперечной координаты будет описываться уравнением

$$\frac{d^2 B_m}{dy^2} + \left[(\kappa_y^2)_m - \frac{\omega_m^2}{c^2} \varepsilon^{(0)} \frac{y^2}{s^2} \right] B_m = 0. \quad (2)$$

Заменой переменных $\xi = y[(\omega_m/c)(\varepsilon^{(0)}/s)]^{1/2}$ данное уравнение можно привести к виду

$$\frac{d^2 B_m}{d\xi^2} + \left[(\kappa_y^2)_m \frac{sc}{\omega_m \varepsilon^{(0)}} - \xi^2 \right] B_m = 0. \quad (3)$$

Решениями последнего уравнения являются полиномы Эрмита – Гаусса

$$B_m(\xi) = H_m(\xi) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) \quad (4)$$

(где $H_m(\xi)$ – m -й полином Эрмита) при условии, что

$$\kappa_{ym}^2 = \frac{\omega_0}{c} \frac{\varepsilon^{(0)}}{s} (2m + 1). \quad (5)$$

Из (2) следует, что при параболической неоднородности

$$s_m \leq \left(\frac{w}{2} \right)^2 \frac{k_0 \varepsilon_0^{1/2}}{2m + 1}$$

(где $k_0 = \omega_0/c$, w – ширина активной полоски) в резонаторе могут существовать m мод. Данное соотношение не может служить в качестве даже грубого порогового критерия вовлечения в генерацию новой моды с увеличением ширины активной области или с уменьшением параметра параболической неоднородности, поскольку оно получено для случая неактивного резонатора. Однако численный расчет показывает, что суперлинейный, подобный квадратичному, характер зависимости числа синхронизирующихся мод от параболической неоднородности действительно имеет место.

Для строгого анализа процесса синхронизации поперечных мод в инжекционном лазере нами была составлена модель, основанная на решении двух уравнений – уравнения диффузии неравновесных носителей и уравнения распространения света. Уравнение оптической части модели получается из волнового уравнения путем выде-

ления медленной зависимости поля от продольной координаты и интегрирования по координате, перпендикулярной плоскости p – n -перехода. Невозмущенная диэлектрическая проницаемость зависит от поперечной координаты следующим образом: внутри активной области $\varepsilon(x) = \eta_a^2$, в эмиттерных слоях $\varepsilon(x) = \eta_p^2$. Вводя эффективный показатель преломления [7, 8], приходим к уравнению

$$\pm 2ik \frac{\partial \psi_\mu}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\mu}{\partial y^2} + k_0^2 \Gamma \Delta \varepsilon(y, z) \psi_\mu = 0. \quad (6)$$

Здесь $k = k_0 \bar{\eta}$; $\bar{\eta}^2 = \Gamma \eta_a^2 + (1 - \Gamma) \eta_p^2$; ψ_μ – электрическое поле внутри резонатора; индекс μ отвечает двум типам волн – прямой (ψ_f) и обратной (ψ_b), в соответствии с чем выбирается знак перед производной по z ; Γ – фактор оптического ограничения. В $\Delta \varepsilon(y, z)$ включено как технологически заданное изменение профиля диэлектрической проницаемости, так и наведенное изменение, вызванное выжиганием инверсии полем:

$$\varepsilon^{(0)} = \eta_a^2,$$

$$\Delta \varepsilon(y, z) = -\varepsilon^{(0)} \frac{y^2}{s^2} + \varepsilon'(y, z) + i \varepsilon''(y, z),$$

$$\varepsilon'(y, z) = -a \eta_a R N k_0^{-1},$$

$$\varepsilon''(y, z) = -i \eta_a k_0^{-1} [(aN - b) - a_{fc} N] + i \eta_a k_0^{-1} (1 - \Gamma) \frac{\alpha_p}{\Gamma}.$$

Здесь ε' и ε'' – действительная и мнимая части возмущения диэлектрической проницаемости, вызванного выжиганием инверсии полем; a и b – параметры, характеризующие зависимость усиления от концентрации: $g(N) = aN - b$; R – антиволноводный параметр; a_{fc} – удельные потери на рассеяние на свободных носителях, α_p – потери в пассивных слоях.

Уравнение диффузии неравновесных носителей имеет следующий вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{j}{ed} + D_{am} \Delta_{yz} N - \frac{N}{\tau_{nr}} - \frac{\Gamma g(N)}{d \hbar \omega} |\psi_f + \psi_b|^2, \quad (7)$$

где j – плотность тока накачки; D_{am} – коэффициент амбиполярной диффузии; e – заряд электрона; d – толщина активной области; τ_{nr} – время безызлучательной рекомбинации. Нормировка функций поля выбрана такой, чтобы интеграл по ширине активной области

$$W_\mu = \int |\psi_\mu|^2 dy$$

определял выходную мощность на соответствующем зеркале. Учет зависимости концентрации от времени необходим, поскольку искомым режимом работы лазера является нестационарный (рис.2).

3. Методика расчета

Начальным условием для решения уравнения (6) служит произвольный (гауссов) профиль электрического поля на одном из зеркал с амплитудой, значительно меньшей, чем при лазерной генерации. Концентрация неравновесных носителей в начале расчета полагается равной нулю.

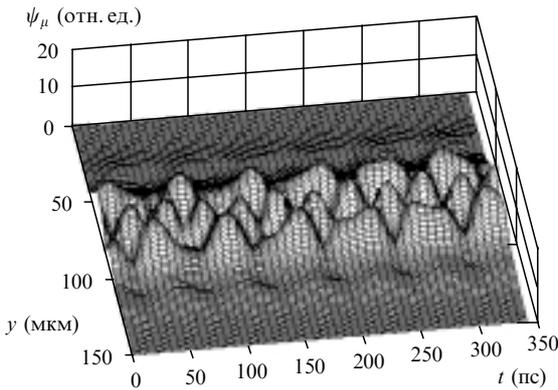


Рис.2. Развертка во времени пространственного распределения напряженности электрического поля на выходном зеркале в лазере с тремя синхронизованными модами.

Со временем ток накачки приводит к накоплению инверсии в активной области и, начиная с определенного момента, мнимая часть диэлектрической проницаемости становится отрицательной. С этого момента мы начинали следить за прохождением электрического поля через активную область. Вследствие существования потерь на излучение, а также из-за того, что активная область занимает не всю ширину резонатора лазера, мощность после первых проходов может оказаться меньше исходной. Однако если ток накачки достаточно велик, то после нескольких проходов затухание меняется на усиление. С этого момента начинается совместное решение уравнений (6) и (7). После каждого прохода мы находим выжигание инверсии полем и пересчитываем диэлектрическую проницаемость.

4. Результаты моделирования

Из рис.3,а, б видно, что излучающее пятно пробегает дискретный ряд положений по выходному зеркалу; число этих положений равно числу синхронизованных мод.

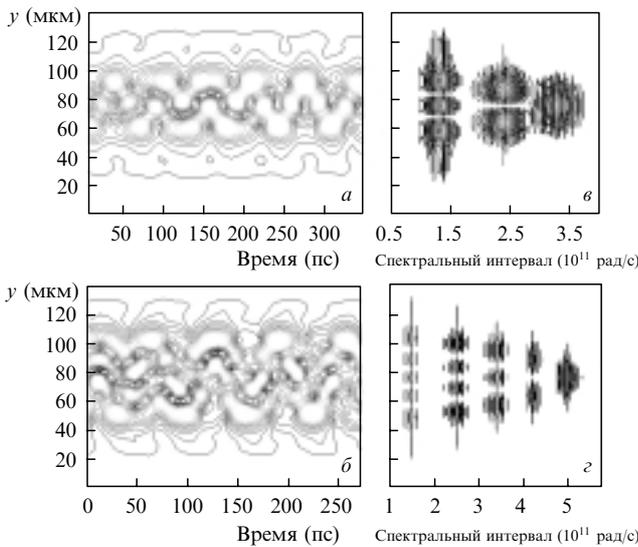


Рис.3. Развертка во времени пространственного распределения поля на выходном зеркале и соответствующие спектральные распределения излучения лазера с шириной активной области $w = 60$ мкм и тремя синхронизованными модами (а и в) и лазера с $w = 80$ мкм и пятью синхронизованными модами (б и з).

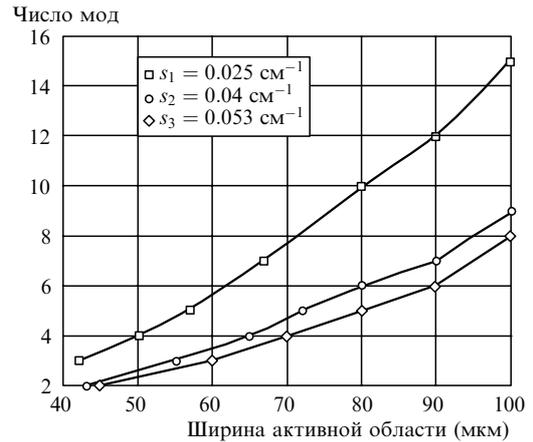


Рис.4. Число синхронизованных мод в зависимости от ширины активной области при разных значениях параболической неоднородности.

При этом излучающие пятна как бы ложатся на синусоиду. Все параметры задачи для рис.3,а, б одинаковы, за исключением ширины активной области (60 и 80 мкм соответственно). Сужение активной области приводит к уменьшению числа поперечных мод, способных одновременно существовать в лазере.

Частота сканирования излучающего пятна по торцу лазера определяется параметром параболической неоднородности диэлектрической проницаемости и напрямую не связана с числом синхронизованных мод (см. (5)). Так, из рис.3,в, з видно, что спектральный интервал между соседними модами примерно одинаков и составляет $\sim 1.1 \times 10^{11}$ рад/с. Частота сканирования излучения по выходному зеркалу как раз равна спектральному межмодовому интервалу. Помимо ширины активной области, число синхронизованных мод зависит также от тока накачки и от собственно параметра параболической неоднородности (рис.4). Если и ток накачки, и ширина активной полоски достаточно велики, то число синхронизирующихся мод будет определяться лишь параметром параболической неоднородности.

Дальнее поле излучения для трех синхронизованных мод представлено на рис.5. Диаграмма направленности сканирует с частотой, равной межмодовому интервалу, и имеет число фиксированных положений, равное числу вовлеченных в процесс синхронизации мод.

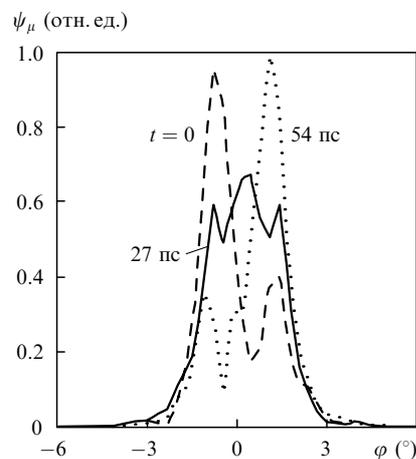


Рис.5. Дальнее поле лазера с тремя синхронизованными модами для трех моментов времени.

5. Заключение

Построенная в настоящей работе теоретическая модель описывает процесс возникновения самосинхронизации поперечных мод в полупроводниковом лазере. Расчет дальнего поля излучения позволяет найти угол сканирования лепестка диаграммы направленности в пространстве. Таким образом, появляется возможность создания устройств, обладающих диаграммой направленности с мультистабильной динамической пространственной ориентацией.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ и РФФИ «Ведущие науч-

ные школы» № 00-15-96-782.

1. Вышлов С.С., Иванов Л.П., Логгинов А.С., Сенаторов К.Я. *Письма в ЖТФ*, **13**, 131 (1971).
2. Auston D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-4**, 420 (1968).
3. Курьлев В.В., Логгинов А.С., Сенаторов К.Я. *Письма в ЖТФ*, **8**, 317 (1968).
4. Курьлев В.В., Сенаторов К.Я. *Вестник Моск. ун-та. Сер. III. Физика, астрономия*, № 6, 118 (1969).
5. Smith P.W., Weiner A.M. In: *Encyclopedia of Lasers and Optical Technology* (San Diego, Academic Press, 1991, p.305).
6. Vasil'ev P.P. *Ultrafast diode lasers: fundamentals and applications* (Artech House, Norwood, MA, 1995).
7. Buus J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 1083 (1982).
8. Agrawal G. J. *Appl. Phys.*, **56**, 3100 (1984).