



19. Роках А.Г. Варизонная модель полупроводника, стойкого к деградации // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, № 13. С.820–823.
20. Calawa A.R., Mroczkowski I.A., Harman T.C. Preparation and properties of $Pb_{1-x}Cd_xS$. // J. Electron. Mater. 1972. V.1, № 1. P.191–201.
21. Черепин В.Т. Ионный микрондовый анализ. Киев, 1992.
22. Korsunskaya N.E., Markevich I.V., Dzhumaev B.R. et al. Electron-enhanced reactions responsible for photoluminescence spectrum change in II–IV compounds. // Semiconductor Physics, quantum electronics and optoelectronics. 1999. V. 2, № 1. P. 42–46.
23. Винецкий В.Л., Чайка Г.Е. Диффузия атомов в неметаллических кристаллах, стимулированная рекомбинацией носителей тока // ФТТ. 1982. Т. 24, № 7. С. 2170–2176.
24. Мак В.Т. Исследование радиационно-стимулированной диффузии фосфора в кремнии // ЖТФ. 1993. Т.63, № 3. С. 173–176.
25. Степанов В.А. Радиационно-стимулированная диффузия в твердых телах // ЖТФ. 1998. Т.68, № 8. С.67–72.
26. Роках А.Г., Бухаров В.Э., Стецюра С.В. Влияние потенциальных барьеров на движение радиационных дефектов в полупроводниках // Вопр. прикладной физики. 2002. Т. 73, вып. 2. С. 36–38.
27. Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках М., 1981.
28. Блинов Л. М. Ленгмюровские пленки // УФН. 1988. Т. 155, вып. 3. С. 443–480.
29. Пат. 2010267 РФ (с приоритетом от 12.08.91г., действует с 30.03.94г.). Способ получения мультислоев на твердых поверхностях.

УДК 621.373.826

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА С ШИРОКОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А.И. Конюхов

Саратовский государственный университет,
кафедра лазерной и компьютерной физики
E-mail: kai@optics.sgu.ru

Методом математического моделирования исследована динамика световых пучков в фотонно-кристаллическом лазере. Для расчетов использовалось разложение поперечного распределения поля по модам фотонно-кристаллической структуры. Показана зависимость структуры выходного лазерного пучка от профиля накачки. Изменение поперечного распределения накачки позволяет управлять возбуждением определенных групп поперечных мод.

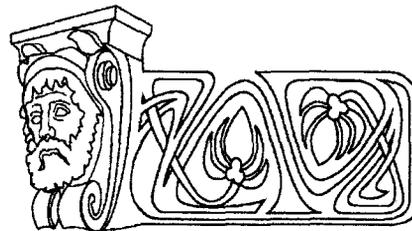
MODELLING THE DYNAMICS OF PHOTONIC CRYSTAL BROAD-AREA SURFACE EMITTING LASER

A.I. Konyukhov

The lasers beam dynamics in photonic crystal laser is investigated numerically. The decomposition of transverse field distribution in terms of orthogonal modes of photonic crystal structure is used. The relation between the transverse structure of output beam and structure of pump region is demonstrated. The modification of the transverse distribution of the pump allows to control of excitation of selected transverse mode families.

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые лазеры на квантовых ямах имеют низкий порог генерации, слабо расходящийся выходной пучок, легко интегрируются в двумерные массивы. Это делает



привлекательным применение таких лазеров в телекоммуникационных устройствах, в интегральных оптических схемах, в оптических системах хранения информации. Одной из разновидностей лазеров на квантовых ямах является полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором (VCSEL) [1]. В вертикальном направлении поле ограничивают два брэгговских зеркала. В поперечной плоскости поле ограничивается либо за счет градиента показателя преломления, либо за счет поперечного распределения усиления. В широкоапертурных VCSEL лазерах легко возбуждаются высшие поперечные моды [1, 2]. В последнее время для управления поперечным распределением поля предложено использовать фотонно-кристаллические структуры. Новый тип полупроводниковых лазеров на квантовых ямах получил название «фотонно-кристаллические лазеры с широкой излучающей поверхностью» (PCSEL). Существуют несколько типов PCSEL лазе-



ров. Для первого типа фотонно-кристаллическая структура вытравлена в активном слое [3] (рис.1, а). Ограничение пучка в плоскости (x, y) происходит за счет дифракции типа Брэгга на решетке воздушных отверстий. В вертикальном направлении поле ограничено тонким металлическим слоем и отражением от границы полупроводник-воздух. Коэффициент преломления полупроводника – порядка 3.5, в результате френелевский коэффициент отражения достигает величины 30%. Для другого типа фотонно-кристаллических лазеров (PC-VCSEL) [3, 4] активный слой помещен между двумя брэгговскими зеркалами, так же как и для обычных VCSEL лазеров [2]. Фотонно-кристаллическая структура вытравливается на верхнем брэгговском зеркале [3, 4]. В работе [5] для лазерной генерации использовалась фотонно-кристаллическая мембрана, окруженная с обеих сторон воздухом. Данная мембрана состояла из четырех квантовых ям, работающих в качестве активного слоя. В поперечной плоскости (x, y) фотонно-кристаллическая структура сформирована гексагонально-упорядоченными отверстиями (рис. 1, б). Для возбуждения генерации использовалась накачка VCSEL лазером.

При моделировании свойств PCSEL лазеров основное внимание уделяется возможности использования фотонно-кристаллической структурой для установления одномодового режима генерации [6] и возможности управления поперечной структурой поля путем изменения расположения и формы воздушных отверстий [3, 4]. Для выбора частот генерации применяется анализ структуры запрещенных зон для ТМ-волн [3]. Задача о нахождении распределения поля в микрорезонаторе в общем случае является трехмерной и может быть точно решена с использованием конечных разностей [3]. Однако поперечное распределение поля может быть найдено с использованием более простого приближенного метода разложения по плоским волнам [3, 4, 10]. Приближенность данного метода заключается в том, что задача решается не для резонатора, ограниченного в z -направлении (см. рис. 1), а фактически для фотонно-кристаллического волновода со сложным поперечным профилем. Такой под-

ход является оправданным при наличии только одной продольной моды, в результате чего за время обхода резонатора поле меняется незначительно.

Приближение, основанное на медленном изменении поля в резонаторе, часто называют приближением среднего поля (mean-field limit approximation). Данное приближение широко используется при моделировании динамики VCSEL лазеров [2, 9].

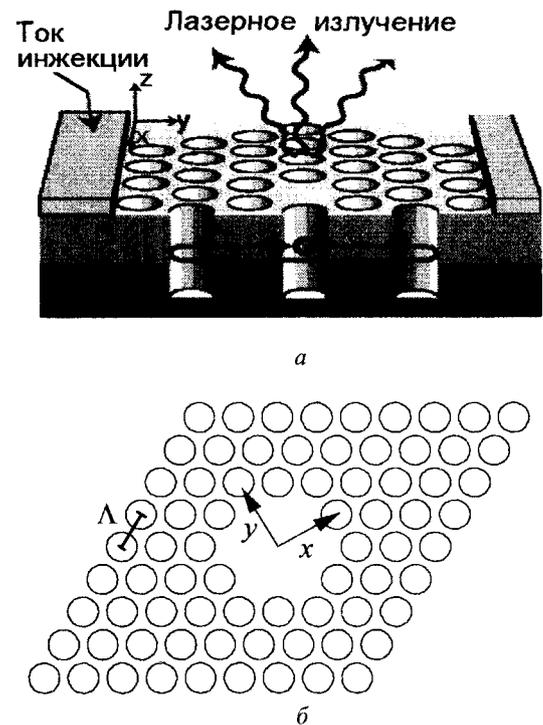


Рис. 1. Схема инжекционного PCSEL лазера [3] (а) и схематическое распределение показателя преломления в поперечной плоскости (x, y) (б). Внутренняя область окружностей соответствует воздушным отверстиям. Шаг структуры $\Lambda=0.55 \mu\text{м}$, радиус отверстий $a=0.215 \mu\text{м}$

В представленной работе использовалось разложение поля по плоским волнам. Для уменьшения времени расчетов использовался скалярный подход. Для количественного моделирования свойств фотонно-кристаллических структур требуется векторный подход. Решение векторной задачи также необходимо для активной среды, свойства которой зависят от поляризации световой волны. При малых размерах сердцевин и больших диаметрах воздушных отверстий скалярный подход является приближенным. Тем не менее, ис-



пользование скалярного подхода позволяет адекватно объяснить многие из особенностей, наблюдаемых в экспериментах с фотонно-кристаллическими волноводными структурами [11].

В представленной работе качественно рассмотрено влияние активной среды на динамику поля в фотонно-кристаллическом резонаторе. Исследовано влияние профиля накачки на селекцию поперечных мод и поперечное распределение интенсивности выходного пучка.

МОДЕЛЬ

В режиме генерации лазером одной продольной моды для моделирования может быть использовано приближение среднего поля [2]. В этом приближении рассчитываются статические моды фотонно-кристаллической структуры (см. рис. 1), а затем амплитуды мод полагаются зависящими от времени. Моды структуры рассчитываются из уравнения Гельмгольца:

$$\nabla_{\perp}^2 F + k^2 n^2(x, y) F = \beta^2 F(x, y), \quad (1)$$

где $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, $n^2(x, y)$ – поперечное распределение показателя преломления, β – постоянная распространения моды, $F(x, y)$ – функция, определяющая поперечное распределение для заданной моды. Уравнение (2) решалось методом разложения поля $F(x, y)$ по плоским волнам [8, 10]. С математической точки зрения данный метод представляет собой разложение функций $F(x, y)$, $n^2(x, y)$ в двумерный ряд Фурье. Поперечное распределение показателя преломления, используемое при моделировании, показано на рис.1, б.

Набор функций $F_k(x, y)$, получаемый из решения уравнения Гельмгольца (1), является ортонормированным. Это позволяет представить поперечное распределение поля в заданный момент времени t_0 в виде разложения:

$$E(x, y, t_0) = \sum_k C_k(t_0) F_k(x, y), \quad (2)$$

где C_k – амплитуда моды в заданный момент времени t_0 . Обратное преобразование задается интегралом:

$$C_k(t_0) = \iint dx dy E(x, y, t_0) F_k(x, y). \quad (3)$$

Уравнение (1) решалось в косоугольной системе координат, связанной с решеткой воздушных отверстий (см. рис.1, б). Для расчета нелинейной динамики лазера использовался метод расщепления по физическим параметрам [12]. В основе этого метода лежит принцип, согласно которому изменение поля на малом шаге Δt может описываться в два последовательных этапа. На первом этапе учитывается только влияние волновода:

$$C_k(t + \Delta t) = C_k(t) \exp(ic(\beta_k - \beta_0)\Delta t), \quad (4)$$

где c – скорость света, β_0 – постоянная распространения основной моды. На втором этапе учитывается только нелинейность активного перехода. В каждой из заданных точек поперечной плоскости (x, y) решалась система уравнений:

$$\frac{\partial E(x, y, t)}{\partial t} = -\kappa E + \kappa \frac{G}{2} (1 + i\alpha) D(x, y, t) E, \quad (5)$$

$$\frac{\partial D(x, y, t)}{\partial t} = -\gamma(D - D_0(x, y)) - \gamma D |E(x, y, t)|^2,$$

где κ – скорость затухания поля в резонаторе, определяемая потерями, G – ненасыщенный коэффициент усиления, α – отстройка частоты генерации от резонансной частоты перехода, D – инверсная заселенность рабочих переходов, γ – скорость релаксации инверсной заселенности рабочих переходов, $D_0(x, y)$ – поперечное распределение накачки. Для моделирования использовался гауссов профиль $D_0(x, y) = \exp(-x^2 w_x^{-2} - y^2 w_y^{-2})$, а также $\gamma=1$ пс⁻¹, $\kappa=300$ пс⁻¹, $\alpha=-3$. Полная мощность пучка рассчитывалась по формуле

$$W(t) = \iint dx dy |E(x, y, t)|^2. \quad (6)$$

ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ПУЧКА

Чтобы убедиться, что полученное решение является устойчивым, на каждом шаге интегрирования мы добавляли к функции $E(x, y)$ случайное комплексное число с амплитудой $\sim 10^{-6}$. Такой подход позволяет моделировать влияние шума спонтанной эмиссии на формирование поперечной структуры поля. В расчетах использовались только направляемые моды с эффективным показателем пре-



ломления $1 \leq n_{\text{eff}} \leq n$, где $n=3,6$ – показатель преломления среды. Общее число направляемых мод, используемое в расчетах, равно 174.

Использование оптической накачки для фотонно-кристаллических лазеров [5] позволяет достаточно просто управлять профилем активной области, который задается в уравнениях (5) функцией $D_0(x,y)$. При аксиально-симметричном ($w_x=w_y < 1 \mu\text{m}$) и достаточно узком ($w_y < 1 \mu\text{m}$) профиле накачки генерируется фундаментальная LP_{01} мода независимо от начальных условий. При $w_x=w_y=1 \mu\text{m}$ порог генерации G составляет 1.3. Переход к стационарному режиму происходит после установления релаксационных колебаний (рис. 2, а). Поперечное распределение интенсивности соответствует симметричному пучку (рис. 2, б), локализованному в центре де-

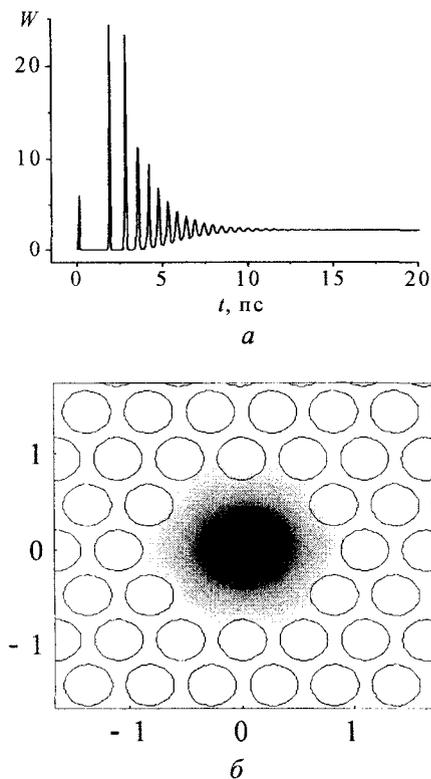


Рис. 2. Генерация основной моды: временная зависимость полной мощности пучка W (а), поперечное распределение интенсивности при $t=20$ пс (б). Окружности схематически показывают фотонно-кристаллическую структуру. Внутренняя область окружностей соответствует воздушным отверстиям. Усиление $G=1.4$, $w_x=w_y=1 \mu\text{m}$

фекта фотонно-кристаллической структуры. При увеличении усиления стационарный режим генерации сохраняется вплоть до $G=1.7$. Дальнейший рост усиления сопровождается возбуждением высших поперечных мод. В результате биения мод выходная мощность лазера становится нестационарной во времени (рис. 3, а). Поперечное распределение поля становится асимметричным (рис. 3, б).

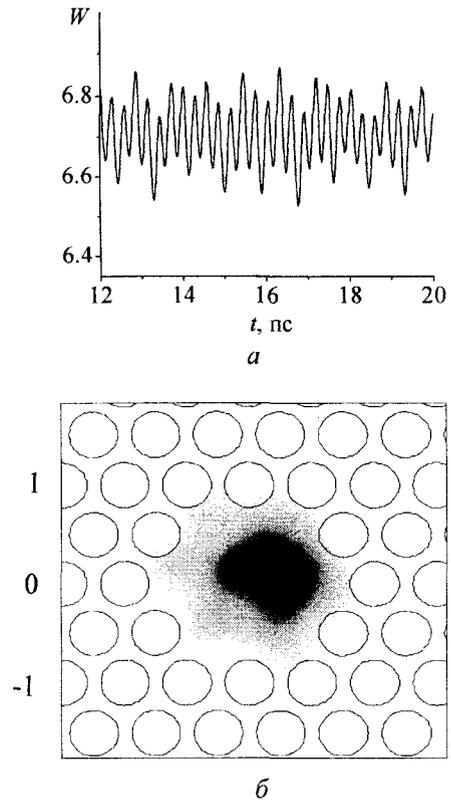


Рис. 3. Биения поперечных мод: мощность пучка W в зависимости от времени (а), поперечное распределение интенсивности при $t=20$ пс (б). Усиление $G=1.8$. Остальные параметры см. на рис. 2

Порог возбуждения высших поперечных мод может быть снижен, если для оптической накачки используется световой пучок, смещенный от центра фотонно-кристаллической структуры, либо астигматический гауссов пучок (рис. 4). Фотонно-кристаллическая структура, рассмотренная в статье, не является одномодовой, поэтому предпочтительное возбуждение одной или нескольких высших поперечных мод может быть осуществлено за счет выбора поперечного профиля накачки.



При смещении пучка, осуществляющего оптическую накачку, вдоль оси x преимущественно возбуждается LP_{11} мода (рис. 4, а). С увеличением расстояния, на которое смещен пучок накачки, поперечное распределение интенсивности становится более сложным (рис. 4, б). Накачка эллиптическим пучком приводит к генерации поперечного распределения поля, главным образом определяемого LP_{02} модой (рис. 4, в). Для всех трех режимов, показанных на рис.4, выходная мощность пучка стационарна. Это происходит из-

за изменения фазовых задержек мод в нелинейной среде, что можно назвать синхронизацией поперечных мод. При увеличении усиления режим синхронизации нарушается. Генерация LP_{11} и LP_{21} мод наблюдалась в экспериментах, описанных в [3, 5]. Возбуждение высших поперечных мод может происходить вследствие микронеоднородностей фотонно-кристаллической структуры, либо, как показано выше, вследствие несогласованности поперечного распределения накачки со структурой PCSEL лазера.

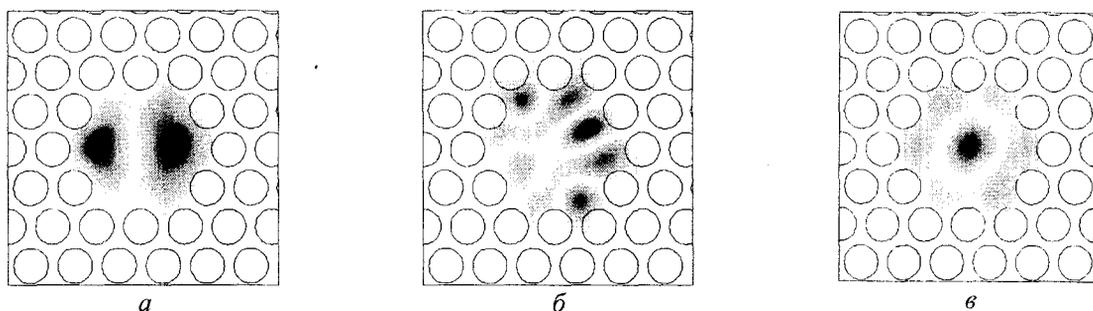


Рис. 4. Зависимость поперечного распределения интенсивности от профиля накачки $D_0(x,y)$: а – $D_0(x,y) = \exp(-(x-0.3)^2 w_x^{-2} - y^2 w_y^{-2})$; б – $D_0(x,y) = \exp(-(x-0.3)^2 w_x^{-2} - (y-0.3)^2 w_y^{-2})$; в – $D_0(x,y) = \exp(-x^2 0.25 w_x^{-2} - y^2 w_y^{-2})$. Остальные параметры см. на рис. 2

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания динамики фотонно-кристаллического лазера с широкой излучающей поверхностью использовано разложение лазерного пучка по волноводным модам фотонно-кристаллической структуры. Возбуждение высших волноводных мод может приводить к переходу от одного типа поперечного распределения поля к другому. Такой процесс подобен спонтанному нарушению симметрии и конкуренции поперечных мод в широкоапертурных лазерах. Путем математического моделирования показано, что в фотонно-кристаллическом PCSEL лазере усиление может привести к формированию сложной поперечной структуры поля. Формирование поперечного распределения поля в PCSEL лазере зависит от поперечного распределения накачки и от начальных условий. Рассмотренный тип PCSEL лазера генерирует основную моду независимо от начальных условий только при условии, что площадь активной области является доста-

точно малой. Использование оптической накачки для формирования активной области заданной формы позволит управлять поперечной структурой выходного лазерного пучка.

Автор выражает благодарность профессору Л.А. Мельникову за полезные замечания и консультации.

Работа выполнена при финансовой поддержке US Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union REC-006 (BRHE Post-Doctoral Fellowship) и Министерства образования и науки России (программа «Развитие научного потенциала высшей школы», раздел 3.3).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Sale T.E. Vertical Cavity Surface Emitting Lasers. N. Y., 1995.
2. Martin-Regalado J., Balle S., San Miguel M. et al. Polarization and transverse-mode selection in quantum-well vertical-cavity surface-emitting lasers: index- and gain-guided devices // Quant. Semiclass. Opt. 1997. V. 9. P. 713–736



3. Srinivasana K., Painter O., Colombelli R. et al. Lasing mode pattern of a quantum cascade photonic crystal surface-emitting microcavity laser // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. P. 4164–4166.
4. Lee K.-H., Baek J.-H., Hwang I.-K. et al. Square-lattice photonic-crystal vertical-cavity surface-emitting lasers // *Opt. Express*. 2004. V.12. P. 4136–4143.
5. Baek J.-H., Song D.-S., Hwang I.-K. et al. Transverse mode control by etch-depth tuning in 1120-nm GaInAs/GaAs photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers // *Opt. Express*. 2004. V.12. P. 859–867.
6. Lee P.-T., Cao J.R., Choi S.-J, et al. Room-Temperature Operation of VCSEL-Pumped Photonic Crystal Lasers // *IEEE Photonics Technology Lett.* 2002. V.14. P. 435–437.
7. Ivanov P.S., Unold H.J., Michalzik R. et al. Theoretical study of cold-cavity single-mode conditions in vertical-cavity surface-emitting lasers with incorporated two-dimensional photonic crystals // *JOSA B*. 2003. V. 20. P. 2442–2447.
8. Broeng J., Mogilevstev D., Barkou S.E. et al. Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides // *Optical Fiber Technology*, 1999. V 5. P. 305–330.
9. Chaos, Solitons Fractals / Ed. L. Lugiato. 1994. V. 4 (special issue).
10. Johnson S.G., Joannopoulos J.D. Photonic crystals: The Road from Theory to Practice. Kluwer, 2001.
11. Kerbage C.E., Eggleton B.J., Westbrook P.S., Windeler R.S. Experimental and scalar beam propagation analysis of an air-silica microstructure fiber // *Opt. Express* 2000.V. 7. P. 113–122.
12. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М., 1996.