

07:09

Определение топологических параметров лазера с пассивной синхронизацией мод на основе гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP

© Г.А. Михайловский, И.С. Полухин, Д.А. Рыбалко,
Ю.В. Соловьев, М.А. Одноблюдов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург

E-mail: ivanpolukhin@yandex.ru

Поступило в Редакцию 1 декабря 2015 г.

Определены топологические размеры лазера полосковой конструкции с пассивной синхронизацией мод на основе гетероструктуры InGaAlAs/InGaAs/InP из условия существования одной поперечной моды в полосковом волноводе. Ширина полоска составила $1.5 \mu\text{m}$, глубина травления мезы — $1.32 \mu\text{m}$, толщина слоя диэлектрика $0.36 \mu\text{m}$.

Лазеры с пассивной синхронизацией мод позволяют генерировать импульсы пикосекундной длительности, что может быть применимо в системах связи: в качестве источника излучения для передачи сигналов по оптоволоконным линиям связи; оптических АЦП, для задания частоты дискретизации аналогового сигнала; для устройств с высокой мощностью пикового излучения [1,2]. Эффект синхронизации мод может быть реализован в различных средах, однако полупроводниковые лазеры с пассивной синхронизацией мод обладают целым рядом преимуществ, таких как компактность, низкое энергопотребление, приемлемые характеристики длительности и частоты следования импульсов, совпадение рабочих длин волн с окнами прозрачности оптического волокна. Использование спектрального диапазона $1.3\text{--}1.55 \mu\text{m}$ особо эффективно в системах оптической связи, так как в этот диапазон попадают два окна прозрачности кварцевого оптического волокна, диапазон работы оптического усилителя на основе оптоволокна, легированного ионами эрбия (EDFA), а также может быть реализована система спектрального уплотнения каналов (WDM). Для реализации

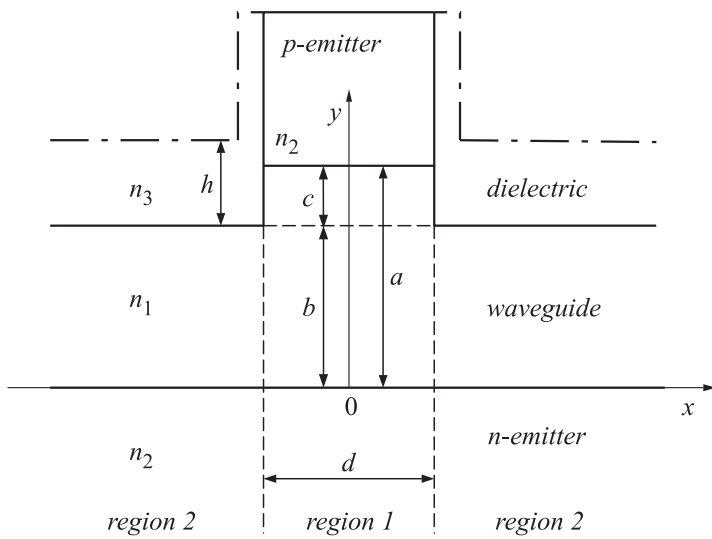


Рис. 1. Схематичное изображение поперечного сечения резонатора, где n_1, n_2, n_3 — показатели преломления для волновода, n - и p -эмиттеров и диэлектрика соответственно; a — толщина волновода в исходной структуре, b — толщина волновода вне полоска, c — глубина травления волновода, d — ширина полоска, h — толщина диэлектрического слоя.

лазерной генерации в режиме пассивной синхронизации мод требуются достаточно высокие плотности тока, в несколько раз выше пороговой плотности тока лазерного излучения [3]. При таких токах накачки лазерная генерация возможна на нескольких поперечных модах. Однако для режима пассивной синхронизации мод необходимо существование ровно одной поперечной моды. Это приводит к необходимости подбора такой топологии полоска, которая обеспечит возможность существования в резонаторе только одной поперечной моды. В данной работе рассматривается лазер с пассивной синхронизацией мод на основе гетероструктуры с активной областью InGaAlAs/InGaAs, излучающий на длине волны $1.55 \mu\text{m}$; определяются топологические параметры полоска лазера из условия существования в резонаторе единственной поперечной моды.

Схематическое изображение поперечного сечения резонатора приведено на рис. 1. Существования ровно одной поперечной моды в резонаторе можно добиться выбором ширины полоска и глубины травления волновода. Для этого необходимо решить волновое уравнение совместно с уравнениями Максвелла

$$\left(\nabla^2 - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \begin{Bmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \end{Bmatrix} = 0. \quad (1)$$

Решение уравнения (1) ищется в виде

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = V(x, y) \exp[i\beta z - i\omega t], \quad (2)$$

где под $V(x, y)$ понимаются компоненты электромагнитного поля $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$; z — направление распространения света, а неизвестная величина β имеет смысл константы распространения. Для решения этой задачи необходимо найти распределение $V(x, y)$, которое находится численно методом конечных разностей в двумерном пространстве [4,5]. В данной работе предлагается использовать другой подход, основанный на разбиении одной сложной двумерной задачи на три простые одномерных задачи, которые могут быть решены аналитически, при этом нужно найти такое решение, при котором в волноводе может существовать только 1 мода [6]. Решение ищется только для мод ТЕ0 и ТЕ1. Подход состоит в следующем: на первом этапе решается одномерная задача по вертикальной оси для области I , которая представляет собой симметричный полосковый волновод с шириной a . Исходя из того, что начало отсчета находится на нижней границе волновода, решение можно представить в виде

$$U_1(y) = \begin{cases} A_1 e^{-\gamma_1(y-a)} & \text{при } y > a, \\ A \sin(k_1 y + \phi_1) & \text{при } 0 \leq y \leq a, \\ A_2 e^{\gamma_1 y} & \text{при } y < 0, \end{cases} \quad (3)$$

неизвестные константы распространения k_1 и γ_1 определяются из уравнения

$$\begin{aligned} k_1^2 &= n_1^2 k_0^2 - \beta_1^2, \\ \gamma_1^2 &= \beta_1^2 - n_2^2 k_0^2, \\ k_1^2 + \gamma_1^2 &= (n_1^2 - n_2^2) k_0^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Из условий непрерывности функции U_1 на границах волновода находятся множители

$$A_1 = A \sin(k_1 a + \phi_1), \quad A_2 = A \sin(\phi_1), \quad (5)$$

где значение множителя A находится из условий нормировки.

Условия непрерывности производных функции на границах приводят к следующим уравнениям:

$$\operatorname{tg}(\phi_1) = \frac{k_1}{\gamma_1}, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg}(k_1 a) = \frac{2k_1 \gamma_1}{(k_1^2 - \gamma_1^2)}, \quad (7)$$

$$-\operatorname{ctg}(k_1 a) = \frac{2k_1 \gamma_1}{(k_1^2 - \gamma_1^2)}. \quad (8)$$

Уравнение (7) получено для моды ТЕ₀, уравнение (8) для моды ТЕ₁. Уравнение (6) позволяет найти фазовый сдвиг. Уравнение (7) трансцендентно и совместно с уравнениями (4) позволяет найти значение константы распространения β_1 , которое задает значение эффективного показателя преломления для волновода в области I :

$$n_{eff1} = \frac{\beta_1}{k_0}. \quad (9)$$

При этом для существования ровно одной поперечной моды требуется, чтобы уравнение (7) имело ровно одно решение при $k_1 \neq 0$, а уравнение (8) решений не имело.

На втором этапе решается одномерная задача по вертикальной оси для области 2, которая представляет собой несимметричный полосковый волновод с толщиной b , зависящей от глубины травления c . Ход решения аналогичен только что рассмотренному случаю симметричного волновода, однако разные показатели преломления в областях над и под волноводом приводят к некоторым отличиям. Аналогично с первым этапом находится значение константы распространения β_2 , которое задает значение эффективного показателя преломления для волновода в области 2:

$$n_{eff2} = \frac{\beta_2}{k_0}. \quad (10)$$

На третьем этапе решается одномерная задача по горизонтальной оси. Роль волновода играет область 1 с показателем преломления n_{eff} и шириной d , ограниченная с двух сторон областями 2 с показателем преломления n_{eff2} . Поскольку начало отсчета лежит посередине волновода, решение находим в виде

$$U_3(x) = \begin{cases} C_1 e^{-\gamma(x-\frac{d}{2})} & \text{при } x > \frac{d}{2}, \\ C \cos(kx + \phi) & \text{при } -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2}, \\ C_2 e^{\gamma(x+\frac{d}{2})} & \text{при } x < -\frac{d}{2}, \end{cases} \quad (11)$$

константы распространения k и γ связаны соотношением

$$k^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2. \quad (12)$$

Множители C_1 , C_2 и C находятся аналогично первому этапу. Условия непрерывности производной приводят к уравнениям

$$\operatorname{tg}\left(k \frac{d}{2} + \phi\right) = \frac{\gamma}{k}, \quad (13)$$

$$\operatorname{tg}\left(k \frac{d}{2} - \phi\right) = \frac{\gamma}{k}, \quad (14)$$

которые можно преобразовать в уравнение $\operatorname{tg}(2\phi) = 0$, определяющее значение угла $\phi = m\pi/2$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2$, и уравнениям на собственные значения константы распространения (уравнение (15) при четных m , уравнение (16) при нечетных m):

$$k \operatorname{tg}\left(k \frac{d}{2}\right) = \gamma, \quad (15)$$

$$k \operatorname{ctg}\left(k \frac{d}{2}\right) = -\gamma. \quad (16)$$

Анализ уравнений (13)–(16) позволяет, исходя из условия существования только одной поперечной моды, определить максимальную ширину полоска d_{\max} , которая будет зависеть от глубины травления волновода s , через эффективный показатель преломления в области 2. Последовательность эпитаксиальных слоев, выращенных на подложке фосфида индия, для моделируемой структуры представлена в таблице.

Схема моделируемой структуры

Назначение слоя	Состав	Толщина, μm	Легирование
Контактный	InGaAs	0.2	+
Эмиттерный	InAlAs	1	+
Волноводный	InGaAlAs (1)	0.1	+
		0.2	-
Активный/барьерный	InGaAs/ InGaAlAs (2)	0.034	-
		0.2	-
Волноводный	InGaAlAs (1)	0.1	+
Эмиттерный	InAlAs	2	+
Подложка	InP	450	+

Расчетные значения показателя преломления для волновода и эмиттеров вычислялись по модели, изложенной в работе [7], и составили для волновода $n_1 = 3.39$, для эмиттеров $n_2 = 3.21$, а показатель преломления диэлектрика $n_3 = 2.46$ [8]. Толщина волновода a была принята равной $0.634 \mu\text{m}$. Результаты расчетов на первом этапе следующие:

$$n_{eff} = 3.32, \quad \gamma_1 = 3.38, \quad \varphi_1 = 0.691.$$

Анализ решения показал, что при заданных условиях возможно существование только одной поперечной моды. Значение γ_1 показывает, что на выбранной толщине верхнего эмиттера в $1 \mu\text{m}$ амплитуда волны уменьшится примерно в 30 раз.

На втором этапе производилось вычисление значений n_{eff2} в зависимости от глубины травления волновода. Диапазон значений глубины травления волновода выбирался исходя из того, что глубина травления должна быть меньше $0.3 \mu\text{m}$ (толщина волновода до активной области) и больше $0.1 \mu\text{m}$ (толщина легированного слоя волновода). Таким образом, значение эффективного показателя преломления n_{eff2} изменялось от 3.23 до 3.28 при изменении глубины травления волновода от 0.29 до $0.11 \mu\text{m}$ соответственно. При заданных условиях возможно существование только одной поперечной моды. Анализ значений γ_3 показал, что толщина слоя диэлектрика h должна составлять от $0.34 \mu\text{m}$ (при $c = 0.11 \mu\text{m}$) до $0.36 \mu\text{m}$ (при $c = 0.29 \mu\text{m}$).

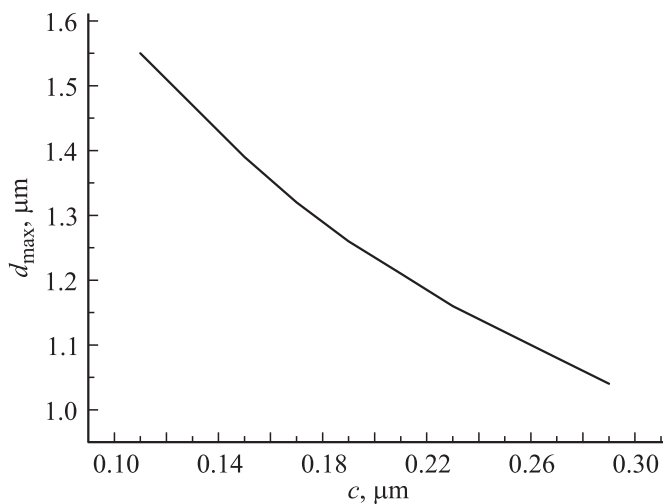


Рис. 2. Зависимость максимальной ширины полоска от глубины травления.

На третьем этапе проводилось вычисление зависимости максимальной ширины полоска (d_{\max}) от глубины травления волновода. Вычисление максимальной ширины проводилось путем численного решения уравнений (13)–(16). За d_{\max} бралось значение d , при котором уравнение (15) имеет решение, а уравнение (16) не имеет. Результаты зависимости максимальной ширины волновода от глубины травления представлены на рис. 2.

Анализируя полученную зависимость, можно утверждать, что с увеличением глубины травления максимальная ширина полоска уменьшается; это объясняется тем, что при увеличении глубины травления увеличивается различие в значениях эффективных показателей преломления, а значит, увеличивается оптическое ограничение волны и создаются условия существования высших мод. Учитывая технологические особенности изготовления лазера, рекомендуется изготавливать лазер с шириной полоска $1.5 \mu\text{m}$ и глубиной травления волновода $0.12 \mu\text{m}$.

Таким образом, в результате моделирования были получены следующие требования к топологии лазера с пассивной синхронизацией мод на основе представленной гетероструктуры: ширина полоска $1.5 \mu\text{m}$, глубина травления мезы — $1.32 \mu\text{m}$, толщина слоя диэлектрика $0.36 \mu\text{m}$.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы“, шифр 2015-14-579-0015, соглашение № 14.578.21.0100, уникальный идентификатор RFMEFI57814X0100.

Список литературы

- [1] *Valley G.C.* // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 1955–1982.
- [2] *Khilo A, Spector S.J., Matthew E.* et al. // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 4454–4469.
- [3] *Hou L., Haji M., Marsh J.H., Bryce A.C.* // Opt. Express. 2011. V. 19. P. B75–B80.
- [4] Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits / *Milan L. Mashanovitch, Scott W. Corzine, Larry A. Coldren.* Wiley, 2012.
- [5] *Батрак Б.В., Плюсюк С.А.* // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 4. С. 349–352.
- [6] *Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк М.А.* и др. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 12. С. 1099–1104.
- [7] *Иванов А.В., Курносков В.Д., Курносков К.В.* и др. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 6. С. 545–548.
- [8] *Kischkat J., Peters S., Gruska B.* et. al. // Appl. Opt. 2012. V. 51. P. 6789–6798.