

УДК 681.7.068/.069, 535.41

**В.С. Терентьев, В.А. Симонов**

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск, Россия

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ  
СВОЙСТВ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА,  
СФОРМИРОВАННОГО В ПЛАНАРНОЙ  
ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА**

Представлено моделирование отражательного интерферометра (ОИ), сформированного в планарной гетероструктуре типа лазерного диода, с целью узкополосной фильтрации излучения в отраженном свете, а также получения одночастотной генерации в коротких резонаторах (<200 мкм) с возможностью перестройки в широком спектральном интервале (100 нм). Численный расчет велся с использованием математического пакета МЕЕР методом конечных разностей в трехмерном пространстве и во временной области. Предложена структура двух зеркал резонатора ОИ, расположенных в гетероструктуре типа buried rib waveguide, и вычислены их спектральные характеристики. Проведена оптимизация характеристик переднего асимметричного по коэффициентам отражения зеркала с целью минимизации его отражения со стороны падения света (с внешней стороны резонатора). Рассчитаны спектры отражения ОИ для трех вариантов переднего асимметричного зеркала. Полученные зависимости имеют спектральные узкие пики в отражении и характеристики, которые хорошо описываются формулами на основе теории плоских волн. В частности, получена спектральная зависимость с резкостью полос 76 и коэффициентом отражения 0,73, достаточных для получения одночастотной генерации в коротких лазерных резонаторах.

**Ключевые слова:** волноводный отражательный интерферометр, планарная гетероструктура, дифракция.

**V.S. Terentyev, V.A. Simonov**

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, Novosibirsk, Russia

**NUMERICAL SIMULATION OF OPTICAL  
PROPERTIES OF REFLECTIVE INTERFEROMETER  
FORMED IN PLANAR HETEROSTRUCTURE OF LASER DIODE**

This paper presents the simulation of the reflection interferometer (RI) formed in planar heterostructure of laser diode type, with the aim to achieve the narrow-band filtering of radiation in reflected light, as well as obtaining single-frequency generation in short cavities (<200 microns) with the possibility of tuning in a wide spectral range (100 nm). Numerical calculations were performed with the MEEP mathematical package using the finite difference method in three-dimensional space and in the time domain. The structure of two RI resonator mirrors located in buried rib waveguide heterostructure is proposed and their spectral characteristics are calculated. The characteristics of the front mirror, which is asymmetric in terms of reflection coefficients, are optimized to achieve the minimum of its reflection from the light incident side (from the outside of the RI cavity). The RI reflection spectra are calculated for three variants of the front asymmetric mirror. The obtained dependences have spectral narrow peaks in the reflection and have

characteristics that are well described by formulas based on the theory of plane waves. In particular, spectral dependence with band finesse of 76 and reflection coefficient of 0.73 is obtained, which is sufficient for obtaining single-frequency generation in short laser cavities.

**Keywords:** waveguide reflective interferometer, planar heterostructure, diffraction.

## **Введение**

Отражательный интерферометр с «необращенной» аппаратной функцией (ОИ) – это многолучевой двухзеркальный интерферометр, его спектральные характеристики в отражении могут быть подобны характеристикам интерферометра Фабри – Перо (ИФП) в пропускании. Однако существуют два отличия ОИ от ИФП. Во-первых, переднее зеркало ОИ, на которое падает свет, имеет асимметрию коэффициентов отражения с разных сторон, обусловленную потерями в структуре. В частности, эта асимметрия может быть очень резкой (малое или отсутствующее отражение со стороны падения света и высокий коэффициент отражения – с другой, внутри резонатора). Во-вторых, коэффициенты отражения зеркал внутри резонатора неодинаковы, заднее зеркало должно иметь как можно более высокий коэффициент отражения, что сближает ОИ со схемой интерферометра Жирэ–Турнуа. Имея способность фильтрации в отраженном свете, ОИ целесообразно применять в качестве отражательного селективирующего элемента в лазерных резонаторах, при этом имеется возможность создания резонаторов малых и сверхмалых размеров, что значительно облегчает получение одностотной генерации [1, 2], а свойство ОИ перестраивать максимальный коэффициент отражения при изменении длины базы дает возможность быстрой и плавной перестройки излучения в широком спектральном диапазоне ( $\approx 100$  нм). Ранее были разработаны волоконные варианты ОИ [3, 4], в том числе и дифракционный вариант [5, 6]. Один из недостатков полностью волоконных лазеров, где селективирующим элементом является ОИ, заключается в слишком малом коэффициенте усиления для получения генерации при малых и сверхмалых длинах резонаторов ( $< 1$  см), которые требуются для оптимизации параметров лазерных сканирующих систем (интеррогаторов) с точки зрения термо- и виброустойчивости.

В то же время достаточные коэффициенты усиления имеются в планарных гетероструктурах лазерных диодов, которые позволяют получать генерацию, в том числе и одностотную, с широкополосной перестройкой по спектру в сверхкоротких резонаторах (100–1000 мкм) [7].

На данный момент перестройка излучения в таких устройствах осуществляется с помощью Вернье-эффекта, который возникает при использовании двух перестраиваемых инжекцией тока специальных планарных брэгговских отражателей [8], имеющих узкие спектральные пики в отражении. Между ними расположены секции усиления и подстройки фазы. В данной оптической системе получается быстрая перестройка излучения одночастотной генерации в широком спектральном диапазоне (100 нм). Однако у нее есть значимые недостатки. Длина отражателей (до 500 мкм) может в несколько раз превышать длину секции усиления и подстройки фазы и тем самым эффективно удлинять резонатор, а следовательно, уменьшать частотное расстояние между собственными модами, затрудняя получение одночастотной генерации и снижать плавность перестройки длины волны. Для управления такой структурой необходимо синхронно и нелинейно от времени изменять три тока (фазовой секции и двух отражателей). Наличие в спектре множества паразитных интерференционных пиков в реальных устройствах приводит к неплавной (скачкообразной) перестройке излучения. Это отражается на точности измерений (качестве) опросных лазерных устройств. Поэтому разработка новых типов узкополосных отражателей в планарных гетероструктурах, для которых вышеперечисленные недостатки либо отсутствуют, либо пренебрежимо малы, имеет актуальность.

В случае ОИ вышеуказанные недостатки могут быть устранены. Длина базы ОИ может быть достаточно короткой, менее 10 мкм. Для перестройки по спектру требуется один управляющий ток, который изменяет длину базы с помощью перемещения одного из зеркал резонатора, например, гибкого микрооптоэлектромеханического (МО-ЭМС) зеркала, управляемого внешним электрическим полем. Также аппаратная функция ОИ имеет гладкую форму без множественных побочных максимумов, как в случае Вернье-отражателей. Второе зеркало резонатора может быть простым высокоотражающим брэгговским отражателем. Цель данной работы состоит в демонстрации возможности получения узкополосной фильтрации излучения в отраженном свете с помощью ОИ в планарной гетероструктуре путем численного моделирования в трехмерном пространстве и времени. Расчет ведется методом конечных разностей во временной области (КРВО, англ. finite difference time domain FDTD).

## О методе расчета

Выбор метода КРВО был обусловлен тем, что собственные моды планарных трехмерных гетероструктур не имеют в распределении полей ни аксиальной симметрии, ни такой симметрии относительно плоскости, при которой их можно было бы представить в виде произведения независимых функций координат и тем самым уменьшить порядок уравнений. В общем случае моды могут иметь асимметричную форму распределения интенсивности, а также малые поперечные размеры порядка длины волны, сравнимые с характерным размером элементов структуры волноводов и зеркал. Например, в данной задаче используется дифракционный рассеиватель с размерами порядка длины волны, расположенный в составе переднего зеркала ОИ, т.е. определение оптических свойств таких объектов может быть сильно затруднено или не будет давать необходимой точности, если использовать альтернативные методы (приближение плоских волн, разложение по собственным модам).

Для расчетов использовался открытый пакет МЕЕР [9] с интерфейсом на языке Python 3. В состав этого пакета входит пакет МРВ [10], с помощью которого вычислялись собственные моды планарной гетероструктуры. Численные расчеты выполнялись на персональном компьютере с характеристиками: ЦПУ Intel Core i7 4770 (использовались два ядра из четырех) с частотой 3900 МГц и 32 Гб оперативной памяти с частотой 1600 МГц.

Рассматриваемая гетероструктура показана на рис. 1 (buried rib waveguide [7]). Полный объем расчетного пространства составлял  $W_0 \cdot H_0 \cdot L_0 = 8 \cdot 6 \cdot 14 \text{ мкм}^3$ , при этом толщина идеально согласованного слоя (ИСС)  $h = 1 \text{ мкм}$ , последний расположен вокруг расчетного объема с размерами  $W_1 \cdot H_1 \cdot L_1 = 6 \cdot 4 \cdot 12 \text{ мкм}^3$ . ИСС предотвращает обратное отражение, т.е. влияние границ на распределение полей внутри расчетного объема. Основой для распространения моды является планарный волновод (ПВ) с размерами  $W_{\text{ПВ}} \cdot H_{\text{ПВ}} \cdot L_{\text{ПВ}} = 3 \cdot 0,3 \cdot 12 \text{ мкм}^3$  и  $n_{\text{ПВ}} = 3,55$  (InGaAsP для 1,55 мкм), подложка (П) с  $n_{\text{П}} = 3,17$  (InP) и оболочка (ОБ) с  $n_{\text{ОБ}} = 3,4$  (InGaAsP для 1,3 мкм), где символом  $n$  обозначен соответствующий коэффициент преломления. Центр ПВ по оси  $Y$  смещен на 0,5 мкм вниз, а по осям  $X$  и  $Z$  расположен симметрично относительно центра расчетного объема. Вдоль оси  $Z$  от ближней грани (см. рис. 1, *a*), на расстоянии  $L_{\text{ГМ}} = 0,5 \text{ мкм}$  (см. рис. 1, *в*) от внутренней границы ИСС

располагается прямоугольная область генератора моды (ГМ), а на расстоянии  $L_{\text{ИМ}} = 1$  мкм – прямоугольная область измерителя коэффициентов моды (ИМ), на расстоянии в несколько микрон от ИМ располагается переднее зеркало ОИ (ПЗ), имеющее в своем составе вставку (В), далее на расстоянии  $L_{\text{Б}} = 3$  мкм располагается заднее зеркало (ЗЗ).

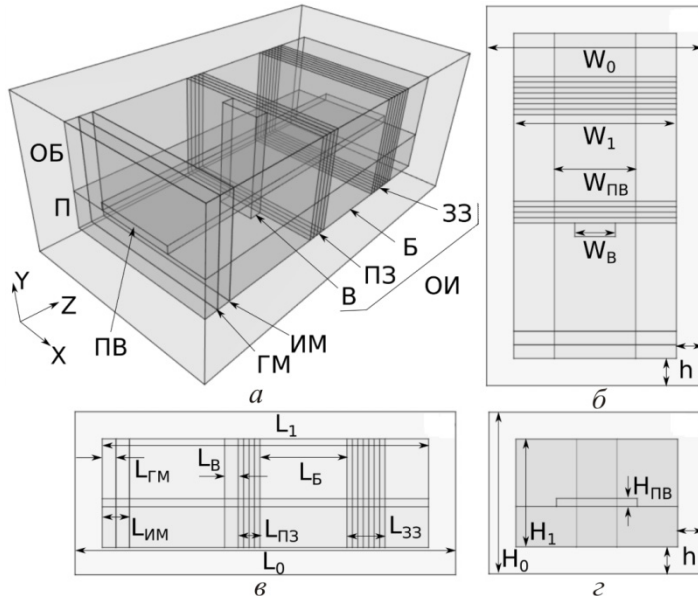


Рис. 1. Оптическая схема ОИ в гетероструктуре типа лазерного диода: ПВ – планарный волновод, ОБ – оболочка, П – подложка, ГМ – генератор основной моды, ИМ – измеритель моды, В – вставка, ПЗ – переднее зеркало, ЗЗ – заднее зеркало и Б – база ОИ соответственно,  $W_j$  – ширина,  $L_j$  – длина,  $H_j$  – высота, индексы  $j$ : 0 – полный расчетный объем, 1 – объем за исключением ИСС

В плоскости ГМ данной гетероструктуры (см. рис. 1, а) формировалось распределение полей основной моды (рассчитывалось с помощью пакета МВР), основанное на распределении диэлектрической проницаемости для направления перпендикулярно плоскости ГМ, т.е. вдоль ПВ. На рис. 2 изображено нормированное распределение  $z$ -компоненты вектора Умова–Пойнтинга  $S_z$  с разрешением  $1/64$  мкм на длине волны  $1,55$  мкм. Размеры зоны расчета совпадают с размерами ГМ, при этом на границах значение поля моды составляло малую величину ( $\leq 1\%$  от максимального значения). Численным моделированием было установлено, что найденное распределение действительно распространяется по ПВ без значительных потерь. Профиль моды не симметричен относительно гори-

горизонтальной оси, поляризация направлена вдоль нее, а эффективный коэффициент преломления  $n_{\text{eff}} = 3,4062$  (для 1,55 мкм). Были найдены еще три высших моды с эффективными коэффициентами преломления 3,4009, 3,3908, 3,3874 соответственно, однако с учетом эффекта активной среды, расположенной в области ПВ, они дискриминируются по усилению, так как имеют меньший интеграл перекрытия ( $> 1,4$  раза).

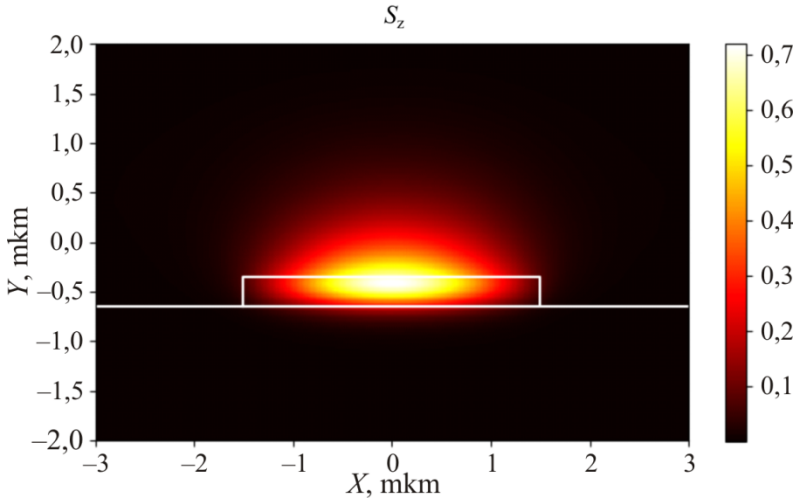


Рис. 2. Нормированное на 1 Вт мощности распределение плотности потока энергии основной моды (z-компонента вектора Умова – Пойнтинга); белыми линиями показаны силуэты границ волновода и подложки

В расчетах имелась возможность определять амплитудные коэффициенты мод  $\alpha(\lambda)$  (интегралы перекрытия основной моды и текущего распределения поля) в прямоугольной области (ИМ) для световых волн, распространяющихся в обоих направлениях вдоль оси  $Z$ . Здесь  $\lambda$  – это длина волны, в расчетах количество точек по длине волны было равным  $N = 300$ , и для каждой длины волны рассчитывалась собственная основная мода. Метод КРВО позволяет производить вычисление коэффициентов  $\alpha$  сразу в широком диапазоне длин волн за одно моделирование при использовании метода импульсного возбуждения. Временное распределение амплитуды основной моды задавалось в виде гауссовского импульса с длительностью, шириной на полувысоте по интенсивности,  $\tau \approx 50$  фс. При этом частотный (длинноволновой) спектр интенсивности был с центральной длиной волны  $\lambda_0 = 1,55$  мкм и шириной на полувысоте  $\approx 70$  нм при полной области изменения длины волны  $\approx 250$  нм.

В процессе расчета пакет МЭЕР автоматически производил Фурье-преобразование временных зависимостей всех компонентов полей для каждой длины волны (частоты), в каждой точке плоскости ИМ. По сути, оно представляло собой суммирование значений полей на каждом шаге, умноженное на экспоненту с соответствующей частотой  $\exp(i\omega_j t)$  ( $\omega_j = 2\pi/\lambda_j$ , где  $j = 1, 2, \dots, N$  – номер частоты), т.е. численное вычисление интеграла Фурье с первой степенью точности по времени. В конце расчета находились амплитудные коэффициенты мод вычислением интегралов перекрытия результирующего распределения с собственными модами на соответствующих длинах волн.

Для нахождения энергетических коэффициентов отражения моделирование проводилось в два этапа. На первом этапе рассчитывалось распространение моды в положительном направлении оси  $Z$  и определялись ее коэффициенты  $\alpha_0(\lambda)$ , а также фиксировались (сохранялись) распределения полей по временным шагам в плоскости ИМ для структуры, содержащей только планарный волновод, подложку и оболочку, без элементов структуры ОИ. На втором этапе определялись коэффициенты  $\alpha_1(\lambda)$  в плоскости ИМ для основной моды, распространяющейся в отрицательном направлении оси  $Z$  в структуре (см. рис. 1), включающей либо отдельные элементы, либо ОИ в целом. При этом из распределения полей в плоскости ИМ производилось вычитание полей, найденных на первом этапе моделирования, таким образом исключалось интерференционное влияние падающей волны и оставалось только отраженное поле. Энергетический коэффициент отражения  $R$  вычислялся как квадрат отношения этих коэффициентов:  $R(\lambda) = |\alpha_1(\lambda)/\alpha_0(\lambda)|^2$ .

### Численный расчет

Предполагалось, что аппаратную функцию ОИ в рассматриваемой гетероструктуре можно описать формулой приближения плоских волн, если предварительно рассчитаны составляющие ее коэффициенты:

$$R = R_1 - \frac{\sqrt{R_1 R_2} \cdot 2R_3 T_1 \cos(\vartheta) + 2T_1 \sqrt{R_1 R_3} \cos(\vartheta + 2\psi)}{1 + R_3 R_2 - 2 \cos(2\psi) \sqrt{R_3 R_2}} + \frac{R_3 T_1^2}{1 + R_3 R_2 - 2 \cos(2\psi) \sqrt{R_3 R_2}}, \quad (1)$$

$$\psi = \frac{2\pi L n_{eff}}{\lambda} - \frac{\Psi_3 + \Psi_2}{2}, \quad \vartheta = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1.$$

Здесь  $\Psi_{1,2}$ ,  $\Phi_1$  – фазы коэффициентов отражения и пропускания соответственно  $R_{1,2}$  и пропускания  $T_1 = T_2$  зеркала ПЗ,  $\Psi_3$  –  $R_3$  зеркала ЗЗ,  $L = L_B + L'_{ПЗ} + L'_{ЗЗ}$  – база ОИ с учетом эффективной толщины  $L'_{ПЗ}$  зеркала ПЗ и  $L'_{ЗЗ}$  – ЗЗ соответственно. Как видно из (1), коэффициент отражения представляет собой сложную функцию, состоящую из трех членов, что обусловлено двухлучевой интерференцией первого отраженного луча и суммарного поля, выходящего из ОИ. В пропускании ОИ имеется только один член, с точностью до константы пропорциональный третьему члену (1). Первые два члена стремятся к нулю, если  $R_1 \rightarrow 0$ , в этом случае зависимость  $R(\psi)$  с точностью до коэффициента будет подобна пропусканию ИФП (необращенная форма профиля). Если же  $R_1 \neq 0$  и  $\vartheta \neq (2m+1)\pi$  ( $m$  – целое), что характерно для систем с потерями, то форма профиля  $R(\psi)$  будет асимметрична. Из (1) можно оценить максимальный коэффициент отражения  $R_{max}$  и резкость полос  $F$  при  $R_1 \rightarrow 0$ :

$$R_{max} = \frac{(1 - R_2)^2 R_3}{4(1 - \sqrt{R_2 R_3})^2}, \quad (2)$$

$$F = \pi \frac{\sqrt[4]{R_2 R_3}}{1 - \sqrt{R_2 R_3}}. \quad (3)$$

Из требования минимизации потерь в резонаторе лазера, т.е. максимизации  $R_{max}$ , следует, что коэффициент  $R_3$  заднего зеркала должен быть наибольшим, в идеале равным единице, а  $R_2 < R_3$ . Из (3) следует, что для повышения селектирующей способности, т.е.  $F$ , необходимо максимизировать произведение  $R_2 R_3$ . С учетом этих требований и для того, чтобы получить необращенную картину в отраженном свете, необходимо рассмотреть отдельно зеркала ОИ. Хотя формула (1) представляет собой лишь некоторое приближение, на ее основе можно с хорошей точностью определить параметры ОИ, если определены спектральные коэффициенты отражения и пропускания элементов рассматриваемого ОИ.

Оба зеркала ОИ должны иметь как можно больший коэффициент отражения в широком диапазоне длин волн ( $>100$  нм). Этого можно



достичь, если диэлектрические слои зеркала имеют большую модуляцию коэффициента преломления ( $\sim 1$ ). В этом случае зеркала будут иметь малые продольные размеры и эффективные толщины, как, например, высокоотражающее ЗЗ  $L_{33} < 3$  мкм, и его можно использовать в виде МОЭМС гибкого отражателя, с помощью которого изменять длину базы ОИ. Наиболее подходящей для ЗЗ с точки зрения выбранной пространственной дискретизации (шаг по пространственной сетке  $1/64$  мкм) была выбрана брэгговская структура с синусоидальной модуляцией коэффициента преломления  $N_i(x, y, z)$ :

$$N_i(x, y, z) = n_i(x, y) (1 + 0,25 \sin(2\pi z/\Lambda)), \quad (4)$$

где  $i = \text{ПВ, ОБ, П}$  в зависимости от координат в плоскости  $X, Y$ ,  $\Lambda = \lambda_0/(2 \cdot 3,41)$ ,  $\lambda_0 = 1,55$  мкм. Геометрические размеры ЗЗ:  $W_{33} \cdot H_{33} \cdot L_{33} = 6 \cdot 4 \cdot 3$  мкм<sup>3</sup> (см. рис. 1, б, в). При моделировании получился следующий коэффициент отражения  $R_3$  для 10 длин волн (рис. 3, а). Величина  $R_3$  сильно зависела от шага по пространственной сетке, который влиял на распределение коэффициента преломления в брэгговской структуре, и чем он был меньше, тем большего значения  $R_3$  получалось достигнуть. Однако  $R_3$  выше значения, представленного на рис. 3, а, получить не удалось по причине ограничения на вычислительные ресурсы. Значения  $R_3 = 0,94 \dots 0,95$  достаточно, чтобы получать  $R_{\max} > 0,3$  при  $0,8 < R_2 < 0,9$ . Заметим, что при моделировании структуры ЗЗ в виде четвертьволнового зеркала без световедущего волновода оно имело сравнительно более низкий коэффициент отражения  $R_3 < 0,9$ , что, по-видимому, обусловлено дифракционным расхождением в слоях из-за малых размеров моды по оси  $Y$ .

Выбор шага пространственной дискретизации является важным параметром. Принято, что достаточным для вычислений, без риска неустойчивости и с приемлемой точностью, считается шаг не менее 8 точек на длину волны  $\lambda/n$ , в веществе с коэффициентом преломления  $n$ . В данном случае при шаге  $1/64$  мкм это соотношение для эффективного коэффициента преломления основной моды равно 29, а на один период брэгговской структуры зеркал – 14,5. Выбор именно такого пространственного шага был обусловлен еще и свойствами пакета МРВ, для которого пространственное разрешение, а вернее, количество точек в 1 мкм, кратное степени двойки, оптимально с точки зрения скорости вычислений. Размер памяти, необходимый для вычислений с та-

ким пространственным шагом, составлял около 25 Гб, что вкупе с ресурсами, необходимыми операционной системе, почти полностью составляет в использовании 32 Гб оперативной памяти.

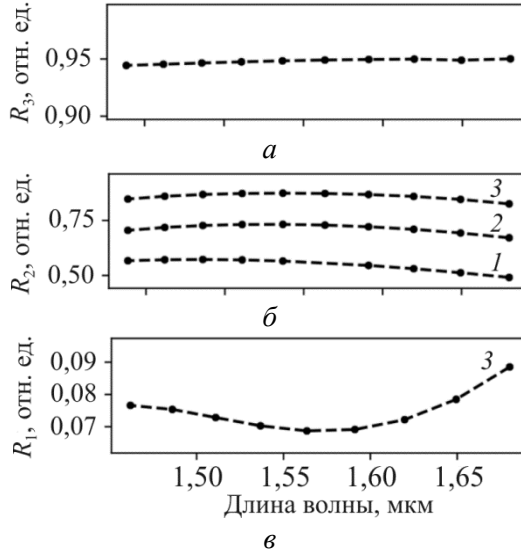


Рис. 3. Спектральные коэффициенты отражения: *а* –  $R_3$  зеркала 33; *б* –  $R_2$ ; *в* –  $R_1$  зеркала ПЗ; 1 –  $L_{ПЗ} = 1,1$  мкм; 2 –  $L_{ПЗ} = 0,8$  мкм; 3 –  $L_{ПЗ} = 0,6$  мкм

Еще одним параметром, влияющим на характеристики ОИ, являются потери энергии моды при распространении по гетероструктуре за счет поглощения и рассеяния. Оценивая потери в 22 дБ/см [7, 11], при длине резонатора в 3 мкм, такие потери будут оказывать пренебрежимое влияние, эффективно уменьшая коэффициенты отражения зеркал примерно на 0,5 %. Такие потери необходимо учитывать для достаточно высокочастотных резонаторов, имеющих резкости более 100, однако в данной работе такие высокие резкости не рассматриваются и указанные потери не учитывались.

Зеркало ПЗ имело брэгговское распределение коэффициента преломления (4), а размеры брэгговской области  $W_{ПЗ} \cdot H_{ПЗ} \cdot L_{ПЗ} = 6 \cdot 4 [0,6, 0,8, 1,1]$  мкм<sup>3</sup>. Коэффициент отражения  $R_2$  ПЗ изнутри резонатора показан на рис. 3, б для трех продольных размеров  $L_{ПЗ}$ . Вплотную к брэгговской структуре ПЗ со стороны источника света расположена вставка (В) из материала с коэффициентом преломления  $n_B = 2,4$ . Размеры вставки  $W_B = 0,45 W_{ПЗ}$ ,  $H_B = 4$  мкм,  $L_B = (\lambda_0/4)/(n_{ПЗ} - n_B)$  выбирались таким обра-

зом, чтобы сделать  $R_1$  минимальным во всем спектральном диапазоне. Данные размеры были выбраны, основываясь на предположении, полученном из приближения плоских волн, чтобы доля энергии в областях вставки и вне ее были примерно одинаковыми, а разность набега фаз для плоской волны на два прохода была равна  $\pi$ . Для плоской волны при этом в дальней зоне в нулевом порядке дифракции происходит полная деструктивная интерференция, и интенсивность обнуляется. На рис. 3, в приведен спектральный коэффициент отражения  $R_1$  со стороны вставки для основной моды гетероструктуры при  $L_{ПЗ} = 1,1$  мкм, который составляет  $0,07-0,09$  во всем диапазоне длин волн. Было проведено несколько раз моделирование по поиску оптимальных  $W_B, L_B$  с точки зрения минимизации  $R_1$ , однако для данных формы и размеров вставки вышеуказанные значения были близки к оптимальным.

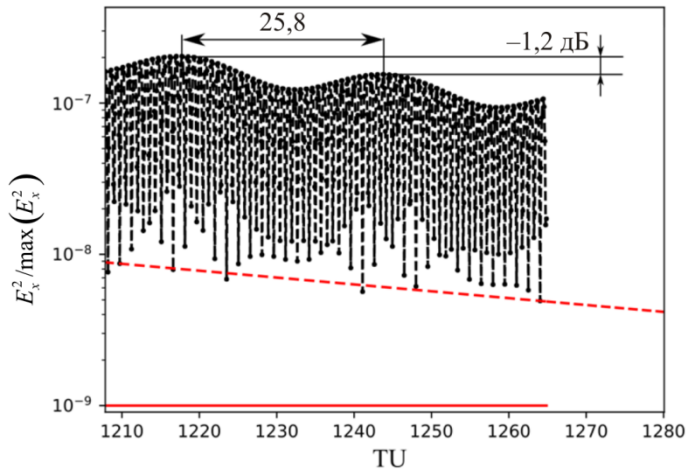


Рис. 4. Зависимость  $E_x^2 / \max(E_x^2)$  в точке ИМ  $\left(0, 0, -\frac{L_1}{2} + L_{\text{ИМ}}\right)$  от времени,  $\max(E_x^2)$  – максимальное значение за все время расчетов; красная пунктирная линия – аппроксимационная прямая, сплошная прямая – уровень, по достижении которого расчеты прекращаются,  $1 \text{ TU} = 3,33 \cdot 10^{-15} \text{ с}$

Критерием окончания процесса вычислений было достижение отношения квадрата  $x$ -компоненты поля в точке  $(0, 0 - L_1/2 + L_{\text{ИМ}})$  (в центре ИМ) к максимальному значению квадрата поля за все время моделирования  $E_x^2 / \max(E_x^2) \leq 10^{-9}$ . На рис. 4 представлена часть ниспадающей зависимости от времени, выраженного во временных в единицах

(TU, time units),  $1 \text{ TU} = 3,33 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ , через 0,1 TU. Временной шаг в вычислениях определялся по критерию Куранта, зависящему от пространственной дискретизации, и составлял  $7,81 \cdot 10^{-3} \text{ TU}$ . Из зависимости (см. рис. 4) можно достаточно точно определить реальное значение произведения  $R_2R_3$ , измерив отношение между соседними максимумами внешней огибающей, построенной по максимальным значениям. Например, на рисунке показано ослабление по энергии  $-1,2 \text{ дБ}$  или  $R_2R_3 = 0,758$  ( $F = 22$ ), хотя если учесть (см. рис. 3, б, график 2), это значение должно было бы быть  $\leq 0,732$  ( $F = 20$ ). Также, измерив временное расстояние между соседними максимумами, можно получить полное время обхода резонатора. Как оказалось, произведение  $R_2R_3$  несколько больше, чем если вычислять его методом, показанным на рис. 3, что повышает резкость полос, добротность резонатора и степень селекции. То же самое получилось и для других длин брэгговской структуры переднего зеркала  $L_{\text{ПЗ}} = 0,6, 1,1$ ,  $R_2R_3 = 0,578$  (0,532), 0,915 (0,826) с  $F = 11$  (10), 70 (33), соответственно, где в скобках показаны параметры, полученные по рис. 3, а, б.

Время расчетов было достаточно длительным, так как на один временной шаг тратилось около 3,5 с машинного (реального) времени, и оно могло достигать более 10 суток, поэтому для оценки оставшегося времени делалась линейная аппроксимация по огибающей нижнего края (пунктирная линия, см. рис. 4). Время вычислений напрямую определялось добротностью резонатора, т.е. чем выше  $R_2R_3$ , тем дольше необходимо было производить вычисление. Длительность вычисления должна быть такой, чтобы корректно выполнить Фурье-преобразование, т.е. амплитуда экстремальных точек огибающей (см. рис. 4) убывала бы в достаточном объеме, чтобы максимально подавить паразитные осцилляции, определяемые конечностью интервала интегрирования. Можно оценить требуемое время, как  $\geq 2Ft_p$ , где  $t_p$  – время обхода резонатора. Это эквивалентно выходу из резонатора  $2F$  импульсов.

Результаты вычислений для трех случаев  $L_{\text{ПЗ}}$  приведены на рис. 5, где добротность резонатора повышается сверху вниз. Видно, что аппаратная функция ОИ имеет форму, характерную для необращенной. Более того, возможна и высокодобротная фильтрация с шириной пика на полувысоте относительно уровня фона около 1,3 нм (см. рис. 5, в), в данном случае шаг по длине волны был уменьшен (1000 точек на весь интервал). Все рисунки демонстрируют наличие двух мод, основной с высокими узкими пиками и паразитной со смещенными широ-

кими пиками и меньшей областью свободной дисперсии. Сравнение областей свободной дисперсии этих мод дает возможность оценить эффективный коэффициент преломления паразитной моды  $n_{\text{eff}} \approx 3,32$ , что свидетельствует о возбуждении моды с номером более 4. Также видно, что потери паразитной моды значительно больше, чем для основной, если сравнить резкости полос (см. рис. 5, в) основной моды ( $\approx 76$ ) и побочной ( $\approx 13$ ). Возникновение паразитной моды может быть обусловлено двумя причинами: во-первых, это форма рассеивателя, возбуждающая одну из высших мод, во-вторых, хотя это и наименее вероятно, значимая ошибка расчета основной собственной моды данной гетероструктуры. Поэтому для подавления паразитных мод, вероятно, необходимо оптимизировать параметры рассеивателя (В) по двум поперечным координатам, положению относительно основной моды и толщине. Такая оптимизация должна распределить энергию более равномерно по высшим модам, а также уменьшить  $R_1$ , который определяет фоновый уровень аппаратной функции в отражении. Имеет смысл рассматривать и иные варианты рассеивателя, например, не с одной, но с несколькими фазовыми секциями в плоскости  $XU$ .

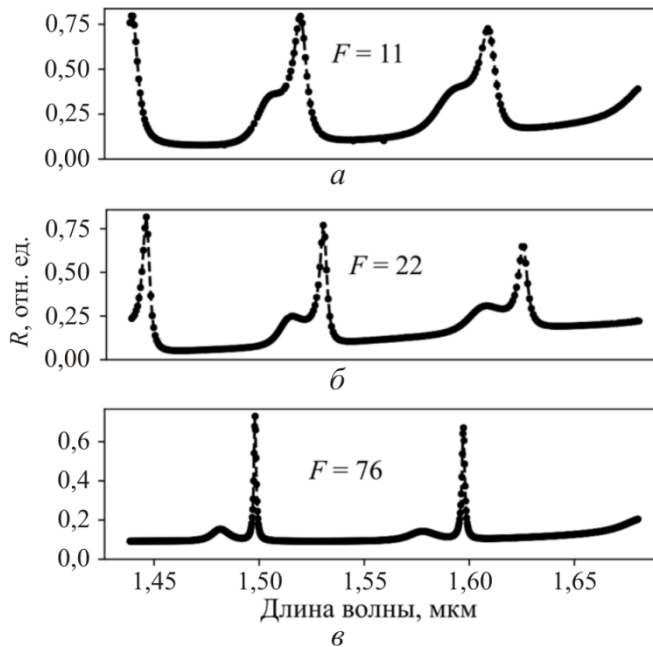


Рис. 5. Спектральная аппаратная функция  $R$  ОИ в отраженном свете для трех толщин брэгговской структуры переднего зеркала:  
 $a - L_{\text{ПЗ}} = 0,6$  мкм;  $б - L_{\text{ПЗ}} = 0,8$  мкм;  $в - L_{\text{ПЗ}} = 1,1$  мкм

Максимальный коэффициент отражения достигает 0,73, что достаточно для получения генерации в резонаторах лазерных диодов. При этом величина пика паразитной моды составляет 0,15, а соотношение подавления паразитных пиков равно 6,1 дБ. Если путем оптимизации удастся подавить  $R_1$  еще больше, что эквивалентно вычитанию величины фона отражения 0,09, то данный параметр увеличится до 9,4 дБ.

Стоит заметить, что степень подавления паразитных пиков в современных Вернье-отражателях достигает 40 дБ. Однако в случае ОИ паразитный пик будет синхронно перемещаться по спектру при перестройке длины волны, практически никак не влияя ни на спектральное положение, ни на амплитудное значение основного пика, так как в оптической системе присутствует один резонатор. При этом выход в генерацию на второй моде принципиально невозможен, если коэффициент усиления не превышает для нее уровень потерь. В случае же двух Вернье-отражателей их совокупная спектральная зависимость имеет множество паразитных резонансов, обусловленных фактически наличием не одного, а большого количества оптически связанных независимых резонаторов, которые в итоге, как и в любой мультиплекс-системе, влияют на результирующую аппаратную функцию, достаточно трудно предсказуемо. Иными словами, побочные пики могут «хаотично» спектрально смещать основной пик на небольшие интервалы по длине волны, а также менять его амплитуду нелинейно от величины инжекции тока.

Было также проведено предварительное моделирование перестройки спектрального положения пиков отражения для данной структуры ОИ путем измерения коэффициента отражения  $R_3$  зеркала ЗЗ при образовании воздушного зазора с гетероструктурой (рис. 6). Обнаружено, что  $R_3$  остается достаточно большим ( $>0,9$ ) при перемещениях, примерно, на половину от необходимого интервала  $0,5 \lambda_0/2$ , в этом случае можно ожидать высоких  $F$  и  $R_{\max}$ . Однако при больших величинах воздушного промежутка  $R_3$  становится меньше 0,9, что, по видимому, обусловлено малым размером моды по оси  $Y$ , вследствие чего она рассеивается в изотропном пространстве воздушного промежутка, что влечет за собой как уменьшение степени селекции, так и максимального коэффициента отражения ОИ согласно (1) и (2). Для преодоления данного недостатка необходимо рассматривать гетероструктуры с увеличенным диаметром собственных мод.

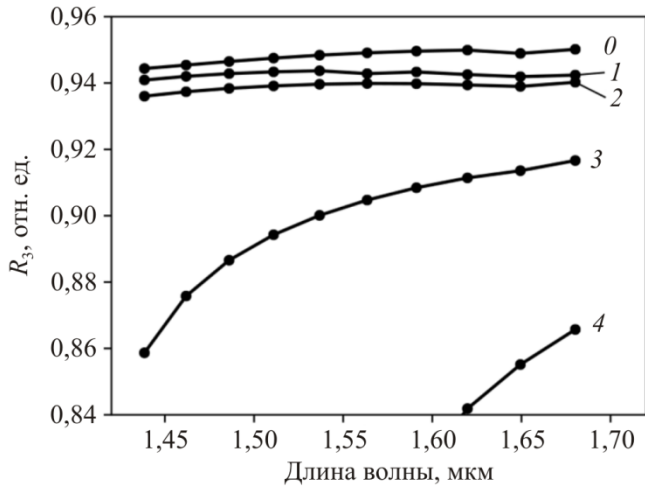


Рис. 6. Спектральный коэффициент отражения  $R_3$  в зависимости от величины воздушного промежутка между 33 и гетероструктурой: 0 – 0 мкм; 1 –  $0,1 \lambda_0/2 = 0,0775$  мкм; 2 –  $0,2 \lambda_0/2 = 0,155$  мкм; 3 –  $0,6 \lambda_0/2 = 0,465$  мкм; 4 –  $0,8 \lambda_0/2 = 0,62$  мкм

### Заключение

В работе представлен метод моделирования параметров ОИ, сформированного в планарной гетероструктуре типа лазерного диода. Численный расчет велся с использованием математического пакета МЕЕР методом КРВО, что позволяло вычислять пространственно-временные зависимости значения полей и энергетические коэффициенты для гетероструктур с произвольным пространственным распределением диэлектрической проницаемости. Кроме метода КРВО использовался векторный итеративный метод поиска собственных значений периодических структур в частотной области, с помощью которого вычислялись собственные моды гетероструктуры. Для описания аппаратной функции ОИ применялась формула приближения плоских волн. Был предложен вариант зеркал ОИ на основе брэгговских структур, проведены расчеты их спектров отражения для основной моды гетероструктуры и спрогнозированы параметры ОИ. Проведены расчеты спектра отражения ОИ для трех вариантов переднего зеркала. Полученные зависимости имеют необращенный характер, в том числе и с резкостью полос (76), достаточной для получения одночастотной генерации в лазерных диодах с короткими резонаторами ( $<200$  мкм). Аппаратная функция имеет паразитные пики, связанные, по-видимому,

с возбуждением одной из высших мод. Подавление или устранение данного недостатка может быть связано с оптимизацией рассеивателя, находящегося в структуре переднего зеркала.

*Работа выполнена в рамках темы госзадания ИАиЭ СО РАН (№ гос. рег. АААА-А17-117062110026-3).*

### Список литературы

1. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier // *Laser Physics Letters*. – 2017. – Vol. 14, no. 2. – P. 25103. DOI: 10.1088/1612-202X/aa548e
2. Terentiev V.S., Dostovalov A.V., Simonov V.A. Reflection interferometers formed on the single-mode fiber tip // *Laser Physics*. – 2013. – Vol. 23 – P. 085108. DOI:10.1088/1054-660X/23/8/085108
3. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. Multiple-beam reflection interferometer formed in a single-mode fiber for applications in fiber lasers // *Optic Express*. – 2016. – Vol. 24, no. 5. – P. 4512. DOI:10.1364/OE.24.004512
4. Узкополосный волоконный отражатель на основе отражательного интерферометра с волоконной брэгговской решеткой / В.С. Терентьев, А.А. Власов, С.Р. Абдуллина, В.А. Симонов, М.И. Скворцов, С.А. Бабин // *Квант. электроника*. – 2018. – Т. 48, № 8. – С. 728–732. DOI: 10.1070/QEL16695
5. Терентьев В.С., Симонов В.А. Метод моделирования асимметричного зеркала для дифракционного отражательного интерферометра в одномодовом волокне // *Прикладная фотоника*. – 2017. – Т.4, № 2. – С. 107–120. DOI: 10.15593/2411-4367/2017.02.03
6. Метод изготовления волоконного отражательного интерферометра на основе металлodieлектрической дифракционной структуры / В.С. Терентьев, В.А. Симонов, И.А. Лобач, С.А. Бабин // *Квантовая электроника*. – 2019. – Т. 49, № 4. – С. 399. DOI: 10.1070/QEL16922
7. Coldren L.A., Corzine S.W., Masanovich M.L. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. – 2nd ed. – New Jersey: John Wiley & Sons, 2012.
8. Widely tunable DS-DBR laser with monolithically integrated SOA: design and performance / A.J. Ward, D.J. Robbins, G. Busico, E. Barton, L. Ponnampalam, J.P. Duck, N.D. Whitbread, P.J. Williams, D.C.J. Reid, A.C. Carter, M.J. Wale // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2005. – Vol. 11, no. 1. – P. 149–156. DOI: 10.1109/JSTQE.2004.841698



9. Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method / A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson // *Computer Physics Communications*. – 2010. – Vol. 181, no. 3. – P. 687. DOI: 10.1016/j.cpc.2009.11.008

10. Johnson S.G., Joannopoulos J.D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis // *Optics Express*. – 2001. – Vol. 8, no. 3. – P. 173. DOI: 10.1364/OE.8.000173

11. Deri R.J., Kapone E. Low-loss III-V semiconductor optical waveguides // *IEEE Journ Quantum Electronics*. – 1991. – Vol. 27. – P. 626.

### References

1. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier. *Laser Physics Letters*, 2017, vol. 14, no. 2, 25103 p. DOI: 10.1088/1612-202X/aa548e

2. Terentiev V.S., Dostovalov A.V., Simonov V.A. Reflection interferometers formed on the single-mode fiber tip. *Laser Physics*, 2013, vol. 23, 085108 p. DOI: 10.1088/1054-660X/23/8/085108

3. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. Multiple-beam reflection interferometer formed in a single-mode fiber for applications in fiber lasers. *Optic Express*, 2016, vol. 24, no. 5, 4512 p. DOI: 10.1364/OE.24.004512

4. Terent'ev V.S., Vlasov A.A., Abdullina S.R., Simonov V.A., Skvortsov M.I., Babin S.A. Uzkopolosnyi volokonnyi otrazhatel' na osnove otrazhatel'nogo interferometra s volokonnoi breggovskoi reshetkoi [Narrow-band fiber reflector based on a reflective interferometer with a fiber Bragg grating]. *Kvant. Elektronika*, 2018, vol. 48, no. 8, pp. 728-732. DOI: 10.1070/QEL16695

5. Terent'ev V.S., Simonov V.A. Metod modelirovaniia asimmetrichnogo zerkala dlia difraktsionnogo otrazhatel'nogo interferometra v odnomodovom volokne [A method for modeling an asymmetric mirror for a diffractive reflective interferometer in a single-mode fiber]. *Prikladnaia fotonika*, 2017, vol. 4, no. 2, pp. 107-120. DOI: 10.15593/2411-4367/2017.02.03

6. Terent'ev V.S., Simonov V.A., Lobach I.A., Babin S.A. Metod izgotovleniia volokonnogo otrazhatel'nogo interferometra na osnove metallodielektricheskoi difraktsionnoi struktury [Microstructured optical fibers

with high birefringence and low asymmetry of the mode field]. *Kvantovaya elektronika*, 2019, vol. 49, no. 4, 399 p. DOI: 10.1070/QEL16922

7. Coldren L.A., Corzine S.W., Masanovich M.L. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. 2nd ed. New Jersey: John Wiley & Sons, 2012.

8. Ward A.J., Robbins D.J., Busico G., Barton E., Ponnampalam L., Duck J.P., Whitbread N.D., Williams P.J., Reid D.C.J., Carter A.C., Wale M.J. Widely tunable DS-DBR laser with monolithically integrated SOA: design and performance. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2005, vol. 11, no. 1, pp. 149-156. DOI: 10.1109/JSTQE.2004.841698

9. Oskooi A.F., Roundy D., Ibanescu M., Bermel P., Joannopoulos J.D., Johnson S.G. Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. *Computer Physics Communications*, 2010, vol. 181, no. 3, 687 p. DOI: 10.1016/j.cpc.2009.11.008

10. Johnson S.G., Joannopoulos J.D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Optics Express*, 2001, vol. 8, no. 3, 173 p. DOI: 10.1364/OE.8.000173

11. Deri R.J., Kapone E. Low-loss III-V semiconductor optical waveguides. *IEEE Journ Quantum Electronics*, 1991, vol. 27, 626 p.

Получено 09.10.2020