

Узкополосный оптический фильтр на основе гофрированного одномерного фотонного кристалла

Б.А.Усевич, В.А.Сычугов

Предложен и исследован узкополосный оптический фильтр на основе многослойного диэлектрического зеркала, нанесенного на гофрированную подложку. Показано, что путем оптимизации толщины слоев зеркала и глубины гофра можно получить фильтр с шириной полосы пропускания, на два порядка меньшей, чем у стандартного плоского фильтра с полуволновым слоем, обрамленным диэлектрическими многослойными зеркалами с тем же числом слоев, что и у предлагаемого фильтра. Показано также, что диапазон угловой перестройки длины волны, на которой достигается максимальное пропускание, определяется требованиями к величине потерь в этом фильтре. В частности, при допустимых потерях 0.8 % область перестройки длины волны может достигать 20 нм при ширине линии пропускания фильтра 0.08 нм.

Ключевые слова: гофрированный волновод, одномерный фотонный кристалл, узкополосный оптический фильтр.

1. Введение

Аномальное отражение света от поверхности гофрированного волновода, обнаруженное в 1985 г. [1], открывает новые возможности в создании эффективных лазерных элементов. Наблюдаемое отражение имеет резонансный характер и возникает в очень узком спектральном диапазоне при фиксированном угле падения или при очень малых изменениях угла падения света θ и фиксированной длине волны λ . Тип возбуждаемой волноводной моды (ТЕ или ТМ) не изменяет характера отражения, но обуславливает угловое (спектральное) смещение положения резонанса. Кроме того, возможно также отражение по нормали. Отмеченные выше особенности позволяют создавать весьма интересные элементы лазерной техники, в частности зеркала лазерного резонатора.

В [2] нами изучалась работа твердотельного лазера на основе кристалла александрита, в резонаторе которого в качестве одного из зеркал использовалось волноводно-решеточное зеркало. Были получены узкополосная генерация света (в двухзеркальной схеме резонатора), а также перестройка длины волны генерации (в трехзеркальной схеме резонатора), которая достигалась поворотом зеркала. В ходе экспериментов обнаружено, что волноводно-решеточный элемент может работать в резонаторе лазера с обычными зеркалами как узкополосный фильтр, положение линии пропускания которого определяется углом поворота фильтра относительно оси резонатора.

Объяснение наблюдаемому в эксперименте факту было дано на базе анализа угловой (спектральной) зависимости коэффициента аномального отражения света от поверхности волноводно-решеточного элемента. Известно [1], что аномально высокий коэффициент отражения света сопровождается минимумом. Этот минимум все-

гда имеет место в пленочных волноводах (структурах) с четко выраженными границами раздела сред и отсутствует в случае диффузионных волнопроводов с плавным переходом от волноводного слоя к подложке. Обычно этот минимум по сравнению с коэффициентом френелевского отражения невелик, но в случае кристаллов александрита он оказывается достаточным для сужения спектра генерации лазера.

Естественно возникает вопрос о возможности значительного уменьшения коэффициента отражения структуры в достаточно узком спектральном диапазоне, т. е. о возможности создания узкополосного фильтра на базе многослойного диэлектрического зеркала, толщина слоев которого близка к $\lambda/4$. Общеизвестным вариантом такого фильтра является многослойная структура с полуволновым слоем в центре. Мы представляем здесь иной вариант фильтра, в котором волноводные свойства многослойной структуры связаны с ее отражательными свойствами, и связь эта достигается посредством гофрирования подложки, на которую нанесена многослойная структура.

2. Волноводные свойства структуры

Целью настоящей работы является синтез структуры с большим нерезонансным отражением и нулевым отражением в резонансе. В работе [3] мы провели такой синтез для оптических волн ТМ-поляризации. Теперь рассмотрим случай ТЕ-поляризованных волн.

В качестве начальной структуры была выбрана многослойная диэлектрическая структура на основе традиционного зеркала, представляющего собой чередующиеся четвертьволновые слои с низким и высоким показателями преломления. Оптический фильтр на базе такой структуры может быть изготовлен путем последовательного напыления диэлектрических слоев на гофрированную подложку. Для расчетов дифракции света на многослойной решетке был использован С-метод [4], который позволяет точно рассчитывать дифракционные процессы

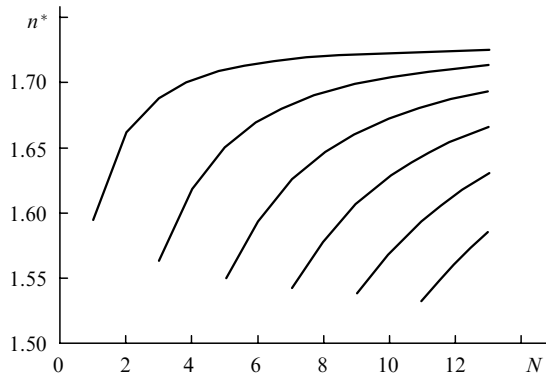


Рис.1. Зависимости эффективного показателя преломления n^* волноводных мод ТЕ-поляризации от числа пар слоев N многослойного зеркала.

в случаях достаточно глубокой гофрировки подложки. Выбор числа пар слоев структуры был сделан на основе анализа волноводных свойств структуры. При этом использовались следующие параметры слоев: показатели преломления $n_{\text{low}} = 1.46$, $n_{\text{high}} = 2.005$, показатель преломления подложки $n_s = 1.51$ и показатель преломления верхней обрамляющей среды (воздуха) $n_c = 1$; оптические толщины слоев $d_i n_i$ составляли $\lambda/4$.

На рис.1 представлены зависимости эффективного показателя преломления n^* ТЕ-мод от числа пар слоев структуры N . Как видно из рис.1, число мод структуры растет с увеличением оптической толщины волноводного слоя, т. е. числа пар слоев в ней. Аналогичным образом выглядят дисперсионные кривые и для ТМ-мод структуры. Однако при одинаковом числе пар n^* для ТЕ-мод больше, чем для ТМ-мод. Такая анизотропия n^* типична для слоистых волноводов.

Известно, что период A гофра подложки определяется формулой

$$A = \frac{\lambda}{n^* - \sin \theta}, \quad (1)$$

если заданы угол θ падения света, его длина волны λ и показатель преломления поляризации $n_{\text{ТЕ,ТМ}}^*$. Во избежание возбуждения двух мод, распространяющихся в противоположных направлениях, угол падения был взят равным 3.5° , $\lambda = 750$ нм, а поляризация света соответствовала возбуждению ТЕ-мод многослойного волновода. В дальнейших расчетах угол падения света на решетку сохранялся, что достигалось изменением ее периода при изменении величины n^* . При угле $\theta = 3.5^\circ$ период решетки A был близок к 450 нм. Это обеспечивает существование только нулевого порядка дифракции как в воздухе, так и в подложке, что позволяет избежать нежелательных потерь света в другие дифракционные порядки.

3. Отражательные свойства структуры

При дальнейшем анализе оптических свойств структуры мы ограничились семью парами слоев. Это обусловлено тем, что в дальнейших расчетах мы пренебрегаем эффектом уменьшения глубины решетки с увеличением числа слоев, который, однако, проявляет себя на практике. Кроме того, с увеличением числа слоев растет число мод, распространяющихся в структуре, что приводит к

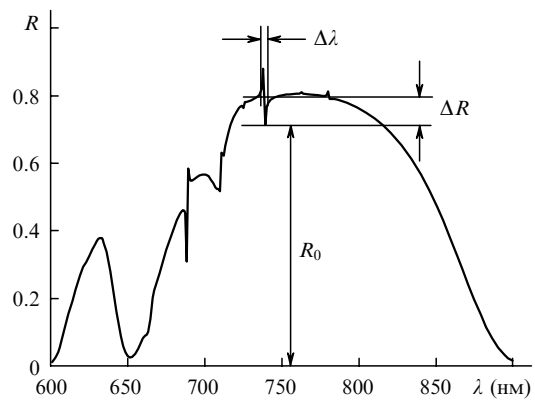


Рис.2. Спектральная зависимость коэффициента отражения R многослойного гофрированного диэлектрического зеркала.

увеличению числа резонансов и к усложнению спектров отражения и пропускания.

На рис.2 представлена типичная спектральная зависимость коэффициента отражения R многослойной гофрированной структуры ($dn = \lambda/4$, глубина гофра $\sigma = 2$ нм). Резкие пики и провалы в зависимости $R(\lambda)$ связаны с возбуждением в структуре волноводных мод. Выберем одну из них и ответим на вопрос: какие параметры структуры, вызывающие возбуждение этой моды, интересны с точки зрения использования данной структуры как фильтра? В первую очередь, это величина отражения в резонансе R_0 (см.рис.2). Для некоторых применений может быть важна величина отражения вне резонанса $R_0 + \Delta R$ и ширина резонанса $\Delta\lambda$.

Расчет коэффициента отражения для структуры с четвертьволновыми толщинами слоев (см. рис.2) показывает, что пропускание рассматриваемой структуры далеко от 100%. Следовательно, мы должны оптимизировать параметры структуры, чтобы получить качественный фильтр. На первом этапе мы варьировали глубину решетки и пропорционально – толщины всех слоев. Для оптимизации использовался модифицированный метод Дэвидона – Флетчера – Пауэлла [5]. Критерием оптимизации служила следующая эмпирическая функция:

$$F = R_0 + C(1 - \Delta R)^2, \quad (2)$$

где C – константа.

На рис.3 представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ для оптимизированной структуры № 1. Видно, что отражение в резонансе близко

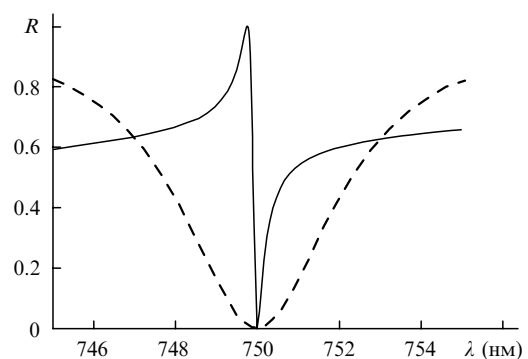


Рис.3. Спектральные зависимости коэффициента отражения R частично оптимизированной структуры № 1 (сплошная кривая) и традиционного фильтра (штриховая кривая).

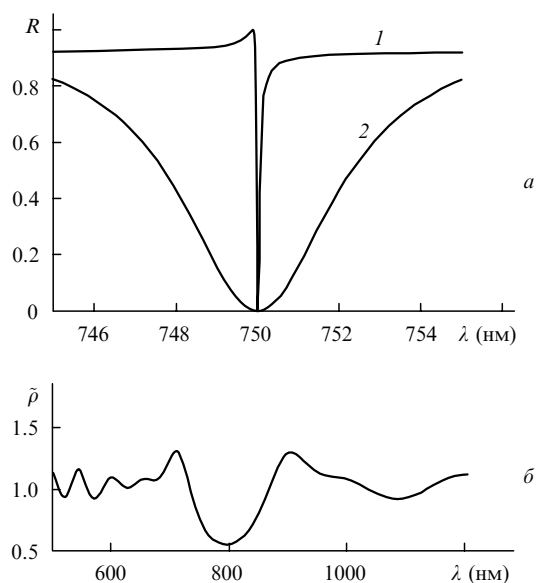


Рис.4. Спектральные зависимости коэффициента отражения R полностью оптимизированной структуры №1 (1) и традиционного фильтра (2) (а), а также безразмерная плотность оптических мод $\bar{\rho}$ для структуры №1 (б).

к нулю. Для сравнения там же представлена аналогичная зависимость для традиционного плоского диэлектрического фильтра с числом слоев 29 (два многослойных зеркала по 14 слоев и центральный полуволновой слой).

Из рис.3 легко видеть, что гофрированная структура позволяет получить более узкую линию 100%-ного пропускания; в традиционном фильтре этого можно достичь только при увеличении числа пар слоев в структуре. Следует отметить, что в результате оптимизации оптическая толщина слоев структуры оказалась значительно отличающейся от изначально предполагавшейся, равной $\lambda/4$ (коэффициент увеличения составил 1.10), а резонанс сдвинулся ближе к краю полосы отражения зеркала.

При дальнейшей оптимизации структуры толщины ее слоев варьировались независимым образом, и в результате была получена структура, спектр отражения которой показан на рис.4,а. Очевидно существенное улучшение параметров фильтра, однако теперь толщины слоев структуры сильно различаются (рис.5), что делает ее практическую реализацию нестандартной.

Имея в виду то обстоятельство, что программа оптимизации ищет локальный минимум, мы изменили начальные условия и попытались найти иной вариант оптимизированной структуры фильтра. Как и ранее, опти-

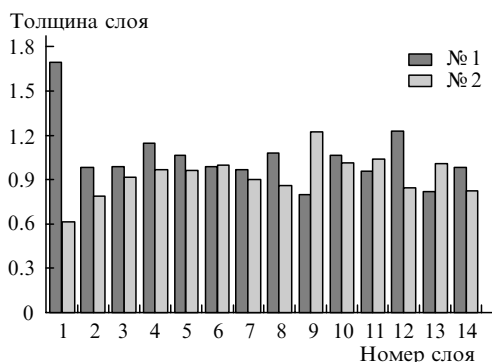


Рис.5. Толщины слоев для полностью оптимизированных структур №1 и 2.

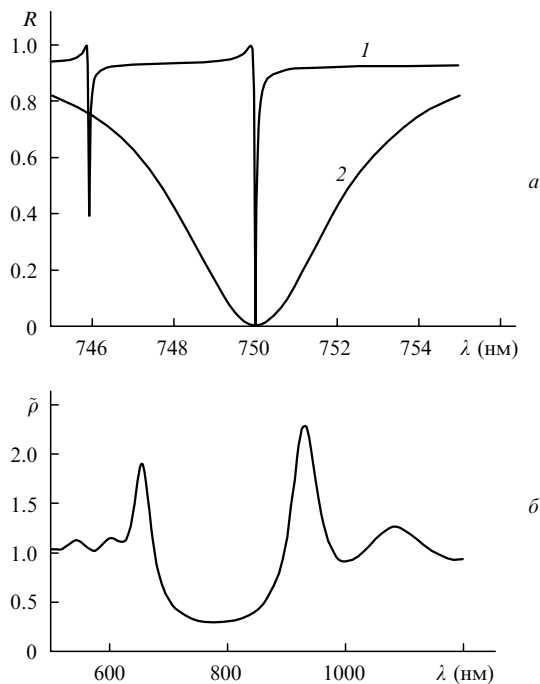


Рис.6. Спектральные зависимости коэффициента отражения R полностью оптимизированной структуры №2 (1) и традиционного фильтра (2) (а), а также безразмерная плотность оптических мод $\bar{\rho}$ для структуры №2.

мизация проводилась в два этапа, причем на первом – этапе пропорционального изменения слоев – толщины слоев выбирались меньшими, чем $\lambda/4$. В результате была получена структура №2, спектр отражения которой представлен на рис.6,а. На рис.5 показана зависимость толщины слоев от номера слоя. Сравнение параметров двух фильтров показывает, что их фильтрующие свойства практически не различаются, однако с практической точки зрения фильтр с $dn > \lambda/4$ изготовить проще, чем с $dn < \lambda/4$. Следует также отметить, что в результате оптимизации оптимальная глубина решетки оказалась меньше для второй структуры ($\sigma = 17.9$ нм против 25.8 нм для первой); это позволяет полагать, что эффект сглаживания при изготовлении фильтра будет менее выражен именно для первой структуры.

4. Фильтр как одномерный фотонный кристалл

Плоское многослойное диэлектрическое зеркало, которое может рассматриваться как одномерный фотонный кристалл (ОФК), характеризуется плотностью оптических мод (ПОМ) [6]. Известно также, что вблизи краев полосы отражения зеркала ПОМ испытывает резкие выбросы. Кроме двух выбросов, стандартный фильтр с полуволновым слоем в середине структуры имеет большой пик в спектральном распределении плотности мод посередине полосы отражения. Положение этого пика на шкале длин волн совпадает с положением узкой полосы пропускания этого фильтра. В случае предлагаемого нами фильтра вопрос о том, как соотносятся спектры ПОМ и спектры пропускания, тоже весьма интересен. Чтобы ответить на него, нами для оптимизированных многослойных гофрированных структур были рассчитаны спектры ПОМ. Плотность оптических мод $\rho(\omega)$ определяется через действительную и мнимую части

амплитудного коэффициента пропускания структуры $t \equiv x + iy \equiv \sqrt{T}e^{i\varphi}$:

$$\rho(\omega) = \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{D} \frac{y'x - x'y}{x^2 + y^2}, \quad (3)$$

где D – полная физическая толщина структуры, а штрих означает дифференцирование по ω . Удобнее использовать нормированную плотность состояний $\tilde{\rho} = v_b \rho$, где $v_b = cD/L_{\text{opt}}$ – усредненная скорость света, распространяющегося поперек структуры; L_{opt} – оптическая толщина структуры; c – скорость света в вакууме.

При расчетах ПОМ мы учитывали наличие решетки в структуре путем усреднения коэффициента диэлектрической проницаемости в области решетки. Результаты расчетов представлены на рис.4,б и 6,б. Видно, что положения пиков пропускания рассматриваемых фильтров приходится на минимумы в спектральном распределении ПОМ. Почему это так? По нашему мнению, это связано с необходимостью того, чтобы пик пропускания сопровождался 100%-ным отражением света вне резонансного пропускания, что для одномерного фотонного кристалла равносильно требованию минимального уровня ПОМ в этом диапазоне длин волн. Именно такой результат мы и получили после оптимизации структур. Аналогичный результат был получен нами ранее в случае ТМ-поляризованного света [3].

5. Перестройка длины волны пропускания фильтра

Для исследования возможности перестройки длины волны излучения лазера путем поворота предлагаемого фильтра мы рассчитали зависимость пропускания от длины волны при разных углах падения излучения на фильтр. Следует отметить, что при оптимизации происходит значительное уменьшение коэффициента радиационных потерь α_{rad} возбуждаемой волноводной моды, которое сопровождается сужением пика резонансного пропускания. Слишком малые значения α_{rad} приводят к необходимости использовать широкие пучки, поскольку для эффективной работы фильтра должно выполняться соотношение $\alpha_{\text{rad}}D \gg 1$.

Как показали наши расчеты, вне резонансное отражение и ширина резонанса практически не зависят от угла поворота фильтра. Коэффициент же пропускания филь-

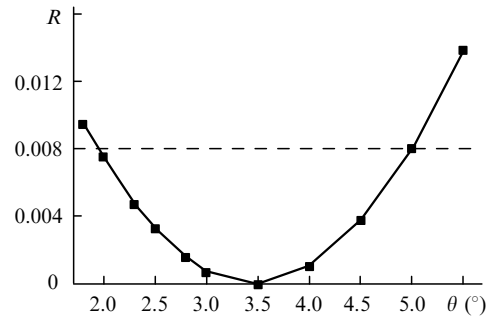


Рис.7. Зависимость коэффициента отражения в резонансе от поворота фильтра.

тра в резонансе начинает уменьшаться при отклонении угла от оптимального (рис.7). Допустимый диапазон перестройки определяется допустимым уровнем потерь в резонаторе. Если таковым является уровень потерь 0.8%, то данная структура при повороте фильтра на $\Delta\theta = 3^\circ$ обеспечивает перестройку в области 20 нм при ширине линии пропускания в 0.08 нм.

6. Выводы

Показано, что оптимизация многослойной гофрированной структуры позволяет получить фильтр с приемлемыми характеристиками, причем резонанс может быть существенно уже, чем в случае традиционного плоского диэлектрического фильтра с тем же (и даже большим) числом слоев. Диапазон перестройки длины волны пика пропускания фильтра определяется допустимым уровнем потерь и в десятки раз превышает ширину линии пропускания фильтра.

Авторы благодарны РФФИ (грант № 00-02-17442) за финансовую поддержку настоящей работы.

1. Голубенко Г.А., Свахин А.А., Сычугов В.А., Тищенко А.В. *Квантовая электроника*, **12**, 1334 (1985).
2. Кондратьев В.А., Михайлов В.А., Лындин Н.М., Сычугов В.А., Парьё О. *Квантовая электроника*, **26**, 175 (1999).
3. Usievich V.A., Prokhorov A.M., Sychugov V.A. *Laser Phys.*, **12**, 898 (2002).
4. Chandezon J., Dupuis M.T., Gornet G., Maystre D. *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 839 (1982).
5. Fletcher R., Powell M.J.D. *Computer J.*, **6**, 163 (1963).
6. Bendickson J.M., Dowling J.P., Scalora M. *Phys. Rev. E.*, **53**, 4107 (1996).