

Волноводы с модами утечки в слоистых диэлектрических решетках

К.Е.Зиновьев, В.А.Сычугов, Б.А.Усиевич

Изучена дифракция света на гофрированной поверхности слоистой структуры. Показано, что возбуждение волноводных мод в слоистой структуре приводит к существенному изменению дифракционной эффективности гофрированной структуры. Обнаружено, что в режиме автоколлимации дифракционная эффективность решетки может достигать 100 % при умеренных глубинах решетки. Экспериментально показана работоспособность волноводно-решеточного зеркала в лазерах на красителе.

Ключевые слова: дифракция, лазер, автоколлимация.

Введение

Металлические дифракционные решетки широко используются в спектроскопических приборах и лазерных устройствах. Однако их малая дифракционная эффективность для волн ТЕ-поляризации и низкая стойкость к излучению стимулировали изучение свойств металлодиэлектрических и чисто диэлектрических решеток. В последние годы на эту тему появился ряд интересных предложений. Например, в работе [1] была предложена металлодиэлектрическая решетка, эффективно работающая для ТЕ-волн, а в работе [2] – чисто диэлектрическая решетка, обладающая высокой стойкостью к излучению. В первом случае гофрировался диэлектрический слой, лежащий на плоском металлическом зеркале, а во втором – такой слой располагался на многослойном диэлектрическом зеркале. Однако в обоих случаях гофрированный диэлектрический слой действовал как волновод с модами утечки. Как было показано в работе [3], высокая дифракционная эффективность решетки достигается при возбуждении этого волновода внешним падающим пучком света. Целью настоящей работы явилось изучение дифракционных свойств волноводно-решеточной структуры с минимально возможным числом диэлектрических слоев в ней, а также поиск условий, при которых 100 %-ная дифракционная эффективность решетки достигается при минимально возможной глубине этой решетки.

1. Анализ дифракционных свойств однослойной гофрированной структуры

На рис.1 показана схема простейшего волновода с модами утечки. В отличие от обычного волновода, у которого волноводный слой имеет показатель преломления n_f , больший, чем показатель преломления подложки n_s , рассматриваемый волновод имеет диэлектрический слой с $n_f < n_s$. Моды этого волновода испытывают пол-

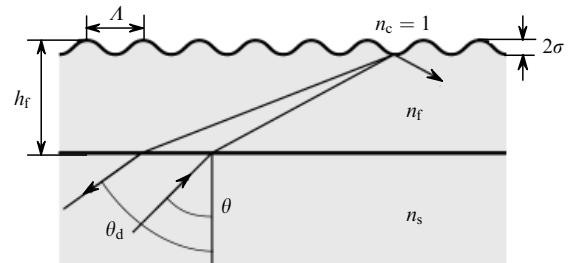


Рис.1. Схема простейшей гофрированной волноводной структуры с модами утечки (θ_d – угол дифракции).

ное отражение света на границе слоя с воздухом и только частичное отражение его на границе слоя с подложкой. В случае гофрировки верхней границы слоя выражение для дифракционной эффективности решетки для пучка света ТЕ-поляризации, падающего из подложки на волновод под углом θ , бóльшим $\theta_{cr} = \arcsin(n_c/n_s)$, может быть записано в виде

$$\eta_{-1} = \frac{(k\sigma)^2 (n_f^2 - n^{*2})^{3/2} [n_f^2 - (n^* - N)^2]^{3/2}}{[n_f^2 - n^{*2} - (n_f^2 - n_s^2) \cos^2(\Delta_0/2)]} \times \frac{1}{[n_f^2 - (n^* - N)^2 - (n_f^2 - n_s^2) \cos^2(\Delta_0/2)]}, \quad (1)$$

где

$$\Delta_0 = 2kh_f(n_f^2 - n^{*2})^{1/2} - 2 \arctan \frac{|N_c^0|}{N_f^0} - \pi; \quad (2)$$

$$\Delta = 2kh_f [n_f^2 - (n^* - N)^2]^{1/2} - 2 \arctan \frac{|N_c^{-1}|}{N_f^{-1}} - \pi;$$

$N = \lambda/A$; $N_i^r = [n_f^2 - (n^* + rN)^2]^{1/2}$; r – порядок дифракции; $i = c, f, s$; $k = 2\pi/\lambda$; h_f – толщина диэлектрического слоя; σ – амплитуда синусоидального гофра; $n^* = n_s \sin \theta$; n_c – показатель преломления окружающей среды; A – период гофра; λ – длина волны света. Формула (1) получена в приближении Рэлея для малых глубин решетки с использованием геометрооптического подхода при рассмотрении распространения света в диэлектрическом слое [4].

В режиме автоколлимации, когда $N = 2n^*$, формула (1) существенно упрощается и принимает вид

$$\eta_{-1}^{\text{auto}} = \frac{(k\sigma)^2 (n_f^2 - n^{*2})^3}{[n_f^2 - n^{*2} - (n_f^2 - n_s^2) \cos^2(\Delta_0/2)]^2}. \quad (3)$$

Из формулы (3) очевидно, что при условии

$$\Delta_0 = 2\pi m, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

эффективность η_{-1}^{auto} максимальна.

В соотношении (4) левая часть его представляет собой фазовый набег волны, прошедшей путь от одной границы слоя до другой и обратно. Равенство (4) определяет условие существования моды утечки в рассматриваемом диэлектрическом слое. Таким образом, максимум дифракционной эффективности решетки на слое достигается при условии $\Delta_0 = 2\pi m$, т.е., по сути дела, при возбуждении моды волновода, которая взаимодействует с решеткой до полного истекания из него. В расчетах глубины решетки, при которой достигается 100 %-ное автоколлимационное отражение света на ней, мы использовали компьютерную программу, написанную на основе метода «источников» [5]. Эта программа позволяет рассчитывать параметры различных гофрированных структур при больших ($2\sigma \sim \Lambda$) глубинах решетки. Так, например, в случае слоя с $n_f = 1.383$ (MgF₂), лежащего на подложке с $n_s = 1.458$ (SiO₂), при периоде гофра $\Lambda = 0.273$ мкм оптимальная глубина решетки $2\sigma = 360$ нм при толщине слоя $h_f = 0.43$ мкм и падении пучка света с длиной волны $\lambda = 0.633$ мкм из подложки под углом $\theta = 52.6^\circ$. Столь большая глубина при малом периоде решетки делает ее изготовление весьма затруднительным. В связи с этим нами были рассмотрены гофрированные волноводные структуры с большей длиной взаимодействия моды с решеткой.

2. Анализ дифракционных свойств двухслойной гофрированной структуры

На рис.2 представлена схема рассматриваемой структуры. Один из слоев этой структуры является буферным слоем с показателем преломления $n_b < n_f$, а другой – волноведущим слоем с $n_f \leq n_s$. В этой структуре возможны моды утечки двух типов. Мода утечки первого типа характеризуется большим эффективным показателем преломления n^* , т.е. $n_b < n^* < n_f$, а мода второго типа – малым n^* , т.е. $1 < n^* < n_b$. Моды обоих типов испытывают полное внутреннее отражение на границе раздела воздух – диэлектрический слой, в то время как на границе раздела диэлектрический слой – подложка мода утечки первого типа испытывает нарушенное полное от-

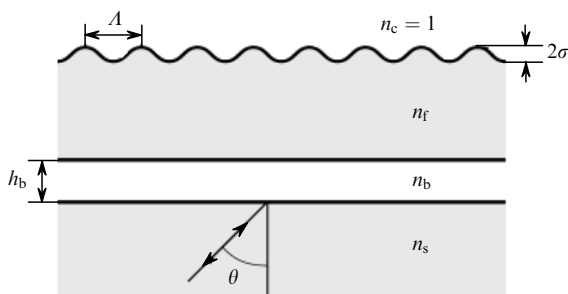


Рис.2. Схема гофрированной волноводной структуры с дополнительным буферным слоем.

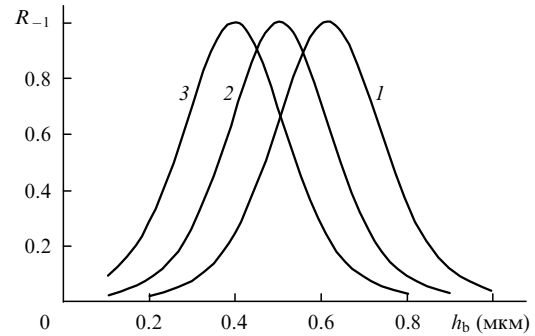


Рис.3. Зависимости коэффициента дифракционного отражения света от толщины буферного слоя ($n_b < n^* < n_f$) для $2\sigma = 25$ (1), 50 (2) и 100 нм (3).

ражение света, а мода второго типа претерпевает всего лишь обычное френелевское отражение. Это определяет значительное различие эффективностей дифракции света на гофрированной границе диэлектрического слоя.

Сначала рассмотрим автоколлимационное отражение света с участием мод утечки первого типа ($n_b < n^* < n_f$). Расчеты коэффициентов отражения были сделаны на основе упомянутой выше компьютерной программы. Как и следовало ожидать, эти расчеты подтверждают, что коэффициент автоколлимационного отражения света, падающего из подложки, достигает максимума только при условии возбуждения волноводной моды в гофрированном волноводе, причем при заданной глубине решетки 2σ путем вариации толщины буферного слоя можно достигнуть 100 %-ного автоколлимационного отражения света.

На рис.3 приведены зависимости коэффициента отражения R_{-1} от толщины буферного слоя h_b для трех глубин решетки при $n_f = n_s = 1.458$ (SiO₂), $n_b = 1.383$ (MgF₂), $\Lambda = 0.2227$ мкм, $\lambda = 0.633$ мкм, $n^* = 1.42$, $h_f = 0.675$ мкм и $\theta = 77^\circ$. В расчетах гофр предполагался синусоидальным. Из рис.3 видно, что чем меньше глубина решетки, тем больше толщина буферного слоя, при которой достигается $R_{-1} = 100\%$. Такая связь глубины решетки 2σ и толщины буфера h_b обусловлена увеличением длины пробега моды в волноводе и, следовательно, увеличением длины взаимодействия моды с решеткой при росте h_b .

Рассмотрим теперь моды утечки второго типа ($1 < n^* < n_b$). Они, как уже отмечалось, характеризуются отсутствием полного внутреннего отражения на плоской границе волновода (см. рис.2). При увеличении толщины буферного слоя их добротность периодически изменяется, что обуславливает иные зависимости R_{-1} от h_b при возбуждении этих мод утечки, чем при возбуждении мод первого типа. На рис.4 представлены зависимости R_{-1}

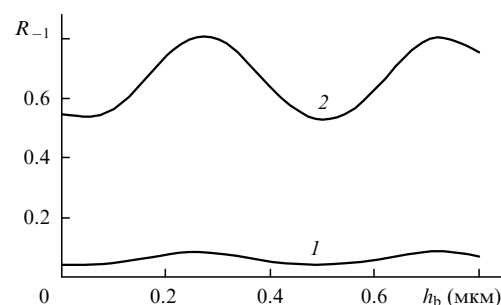


Рис.4. Зависимости коэффициента дифракционного отражения света от толщины буферного слоя ($1 < n^* < n_b$) для $2\sigma = 50$ (1) и 200 нм (2).

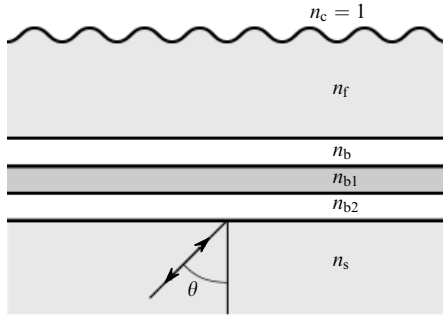


Рис.5. Схема гофрированной волноводной структуры с тремя буферными слоями.

от толщины буферного слоя h_b для структуры с $n_s = n_f = 1.458$ (SiO_2), $n_b = 1.383$ (MgF_2), $A = 0.264$ мкм, $h_f = 0.85$ мкм, $n^* = 1.2$, $\theta = 55.4^\circ$ для двух глубин гофрировки. При $2\sigma = 50$ нм максимальный коэффициент $R_{-1} = 8.5\%$, при $2\sigma = 200$ нм – 80% . Достигаются эти коэффициенты при толщинах h_b , близких к $\lambda(2m + 1)/4n_b \cos \theta_b$, где $m = 0, 1, 2, \dots$. Расстояние между максимумами R_{-1} точно равно $h_b = \lambda/2n_b \cos \theta_b$. Значительно меньшая дифракционная эффективность решетки в рассматриваемом здесь случае обусловлена низкой добротностью этих мод утечки ($1 < n^* < n_b$), т.е. малой длиной их пробега в гофрированном слое.

Увеличения длины пробега мод утечки второго типа можно достигнуть в структуре с большим числом слоев, изображенной на рис.5. В этой структуре толщины двух добавочных буферных слоев выбираются из условия

$$h_{b1,b2} = \frac{\lambda}{4n_{b1,b2} \cos \theta_{b1,b2}}, \quad (5)$$

т.е. из условия конструктивной интерференции отраженных от слоев пучков, образующих волноводную моду. Такая интерференция увеличивает коэффициент отражения света и приводит к увеличению добротности моды. Расчеты автоколлимационного отражения показывают, что в этой структуре (см. рис.5) при $2\sigma = 50$ нм коэффициент отражения R_{-1} достигает 99.2% . Однако если ограничиться только одним добавочным буферным слоем с $n_{b1} = 2.1$, то при той же глубине решетки $R_{-1} = 82\%$, что в 10 раз больше, чем для структуры без добавочных слоев с $n_b = 1.383$. Таким образом, увеличение добротности моды гофрированной структуры позволяет увеличить эффективность дифракции света в этой структуре.

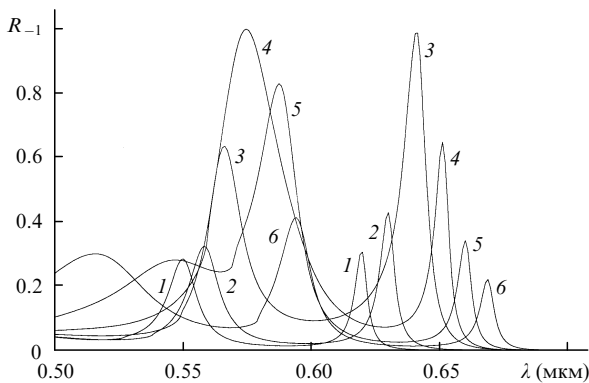


Рис.6. Спектральные зависимости коэффициента дифракционного отражения света в гофрированной слоистой структуре с $1 < n^* < n_b$ ($h_f = 0.37$ мкм) при $\theta = 38$ (1), 40 (2), 42 (3), 44 (4), 46 (5) и 48° (6).

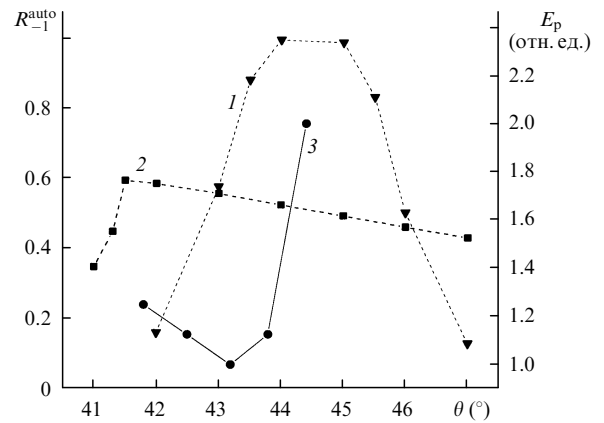


Рис.7. Угловые зависимости коэффициента автоколлимационного отражения света R_{-1}^{auto} в гофрированной структуре с $h_f = 0.37$ (1) и 0.325 мкм (2), а также угловая зависимость пороговой энергии накачки E_p лазера на красителе (3).

3. Автоколлимационное отражение света при возбуждении мод утечки второго типа

Автоколлимационное отражение света при возбуждении мод утечки с большим эффективным показателем преломления $n^* > n_b$ реализуется при больших углах падения света на решетку ($\theta \sim 90^\circ$) и малом периоде решетки, что не всегда приемлемо на практике. Кроме того, высокая добротность этих мод утечки резко сужает спектральный диапазон высокой дифракционной эффективности решетки.

В связи с этим нами была детально изучена гофрированная слоистая структура с n^* , лежащим в пределах $1 < n^* < n_b$. Схема такой структуры представлена на рис.5. Спектральная зависимость коэффициента дифракционного отражения рассчитывалась с использованием упомянутой выше компьютерной программы. Параметры структуры таковы: $n_f = 1.458$, $n_b = 1.383$, $n_{b1} = 2.05$, $n_s = 1.512$, $h_f = 0.37$ мкм, $h_b = 0.164$ мкм, $h_{b1} = 0.081$ мкм, $A = 0.273$ мкм.

Результаты расчета для различных углов падения света на решетку представлены на рис.6. Видно, что высокая дифракционная эффективность решетки достигается при углах падения света $\theta = 44.6^\circ$, а также при углах, близких к критическому ($R_{-1} \sim 1$, $\theta = 42^\circ$, $\lambda = 0.64$ мкм). Это обстоятельство обусловлено выбором $n^* = 1.06$ и, в частности, выбором толщины волноводного слоя.

Изменение толщины волноводного слоя при сохранении прочих параметров структуры может существенно изменить спектральные зависимости коэффициента R_{-1} . Эти изменения будут особенно наглядными, если на основе спектральных зависимостей построить угловую зависимость автоколлимационного отражения света рассматриваемой гофрированной структуры. На рис.7 представлена эта зависимость для двух структур с $h_f = 0.37$ и 0.325 мкм в коротковолновом диапазоне длин волн $0.55 < \lambda < 0.60$ мкм.

Как следует из расчетов, расширение угловой зависимости автоколлимационного отражения достигается за счет уменьшения коэффициента автоколлимационного отражения. Спектральный (угловой) диапазон достаточно больших коэффициентов автоколлимационного отражения весьма важен при построении перестраиваемых по длине волны излучения лазеров, например лазеров на красителях, у которых ширина спектра усиления $\Delta\lambda$ не

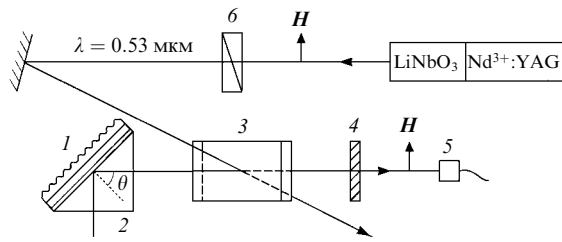


Рис.8. Схема лазера на красителе с волноводно-решеточным зеркалом:

1 – исследуемая структура; 2 – призма; 3 – кювета с красителем; 4 – выходное зеркало лазера на красителе; 5 – фотодетектор; 6 – поляризатор; H – вектор напряженности магнитного поля.

превышает ~ 50 нм. Рассмотренную здесь гофрированную слоистую (диэлектрическую) структуру вполне можно использовать в подобных лазерах.

Для экспериментальной проверки упомянутой возможности была создана волноводно-решеточная структура с указанными параметрами ($h_f = 0.325$ мкм), которая использовалась в качестве резонансно-отражающего зеркала в лазере на красителе. Схема эксперимента показана на рис.8. В качестве красителя использовался родамин 6Ж, растворенный в этаноле, накачка осуществлялась излучением с $\lambda = 0.53$ мкм. В эксперименте была измерена угловая зависимость пороговой энергии накачки лазера на красителе. Полученный угловой диапазон перестройки лазера был сопоставлен с расчетным. Результаты сопоставления показаны на рис.7. Генерация была получена в диапазоне длин волн $0.55 - 0.58$ мкм, где изменение коэффициента автоколлимационного отражения исследуемой структуры невелико, поэтому поведение кривой β на рис.7 обусловлено спектральной зависимостью коэффициента усиления красителя в этом диапазоне.

В заключение следует отметить, что в гофрированных слоистых структурах, содержащих волновод с модами утечки, условие автоколлимационного отражения равносильно условию брэгговского отражения волноводных мод в таком волноводе. Действительно, подставляя соотношение $n^* = n_s \sin \theta$ в автоколлимационное условие $A = \lambda / 2n_s \sin \theta$, получим $\lambda = 2n^* A$. Это означает, что на

таким гофрированном волноводе с усилением можно реализовать волноводный лазер с распределенной обратной связью и выводом генерируемого излучения в подложку. В частности, таким лазером может быть и полупроводниковый лазер, представленный в работе [6].

Выводы

Проведенный анализ дифракции света в гофрированных слоистых структурах показывает, что возбуждение мод утечки в структуре может обеспечить высокую дифракционную эффективность решетки в режиме автоколлимации. Кроме того, как показывает численный анализ и подтверждает эксперимент, использование мод утечки с $n^* \sim 1$ позволяет получить достаточно широкий рабочий диапазон спектра для таких волноводно-решеточных структур.

Работа выполнена в рамках программы «Интеграция» по теме «Перспективные технологии интегральной опто- и нанoeлектроники» (грант № К-0513), при поддержке РФФИ (грант № 97-02-16857), а также NWO (Нидерланды, грант № 047.006.014).

1. Свахин А.С., Сычугов В.А., Тихомиров А.Е. *ЖТФ*, **61**, №9, 124 (1991).
2. Свахин А.С., Сычугов В.А., Тихомиров А.Е. *Квантовая электроника*, **21**, 250 (1994).
3. Салахутдинов И.Ф., Сычугов В.А., Парье О. *Квантовая электроника*, **25**, 1009 (1998).
4. Sychugov V.A., Tishchenko A.V. *Photonics and Optoelectronics*, **1**, № 2, 79 (1993).
5. Tishchenko A.V. *Pure Appl. Optics*, **7**, 1425 (1998).
6. Звонков Н.Б., Звонков Б.Н., Ершов А.В., Ускова Е.А., Максимов Г.А. *Квантовая электроника*, **25**, 622 (1998).

K.E.Zinov'ev, V.A.Sychugov, B.A.Usievich. Waveguides with leaky modes in layered dielectric gratings.

A study was made of the diffraction of light by the crimped surface of a layered structure. The excitation of waveguide modes in a layered structure was shown to bring about a significant change of the diffraction efficiency of the crimped structure. It was found that the diffraction grating efficiency in the autocollimation mode can range up to 100% for moderated grating depths. The efficiency of a waveguide-grating mirror was confirmed experimentally in dye lasers.