

Узкополосный оптический фильтр на базе интерферометра Фабри–Перо с двумя волноводно-решеточными зеркалами

Б.А.Усиевич, В.А.Сычуглов, Д.Х.Нурлигареев

Проанализирована работа узкополосного фильтра на базе интерферометра Фабри–Перо, образованного двумя волноводно-решеточными зеркалами, при нормальном падении света. В этом случае в гофрированном волноводе возбуждаются две бегущие навстречу друг другу и связанные между собой моды, а в случае наклонного падения света на фильтр возбуждается только одна мода. Обнаружено, что при малом зазоре между зеркалами спектр отражения интерферометра зависит от фазового сдвига $\Delta\varphi$ одного гофра относительно другого; в случае нормального падения света на интерферометр в спектре пропускания появляются две или три линии, если $\Delta\varphi \neq 0$ или $\Delta\varphi \neq \pi$. Появление дополнительных резонансов мы связываем с нарушением симметрии в системе. При больших расстояниях между зеркалами картина спектров при $\theta = 0$ никаких особенностей не проявляет.

Ключевые слова: узкополосный оптический фильтр, аномальное отражение, волноводно-решеточное зеркало.

1. Введение

Узкополосные оптические фильтры до сих пор остаются объектами интенсивных исследований и разработок [1, 2]. Недавно мы предложили схему и провели детальные исследования узкополосного оптического фильтра на основе интерферометра Фабри–Перо, содержащего одно многослойное диэлектрическое и одно волноводно-решеточное зеркало. Было установлено, что значительное изменение фазы волны, отраженной от волноводно-решеточного зеркала, приводит к существенному (примерно в 100 раз) сужению спектральной линии пропускания фильтра даже при малом расстоянии ($h \approx 1$ мкм) между зеркалами интерферометра [3, 4]. В поисках новых приложений волноводно-решеточных зеркал мы рассмотрели в настоящей работе свойства образованного двумя волноводно-решеточными зеркалами интерферометра Фабри–Перо, используемого в качестве узкополосного фильтра.

2. Анализ работы фильтра на основе интерферометра Фабри–Перо

Традиционным фильтром обычно называют слой диэлектрика (буферный слой), обрамленный с двух сторон многослойными диэлектрическими зеркалами. Вначале отметим, что буферный слой в стандартном фильтре представляет собой волновод с модами утечки. Дисперсионное соотношение, определяющее константы распространения света в таком волноводе, имеет вид

$$2kh\sqrt{n_b^2 - n^{*2}} = 2\pi m + \varphi_1 + \varphi_2, \quad (1)$$

Б.А.Усиевич, В.А.Сычуглов, Д.Х.Нурлигареев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: borisu@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 7 июля 2006 г., после доработки – 13 декабря 2006 г.

где $k = 2\pi/\lambda$; φ_1 и φ_2 – сдвиг фазы волны при отражении света от границ буферного слоя ($m = 0, 1, 2, \dots$); $n^* = n_b \times \sin \theta$ – эффективный показатель преломления моды этого волновода; n_b – показатель преломления буферного слоя; θ – угол, под которым свет в буферном слое падает на его границы. Если $\theta = 0$ и $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi$, то толщина буферного слоя h для основной моды ($m = 0$) из соотношения (1) получается равной $\lambda/2n_b$, а в общем случае

$$h = \frac{\lambda}{2n_b} \left(m + \frac{\varphi}{\pi} \right). \quad (2)$$

Максимальная интенсивность света, прошедшего через интерферометр, определяется соотношением

$$I_{\max} = \left[1 - \left(\frac{r_1 - r_2}{1 - r_1 r_2} \right)^2 \right] I_{\text{in}}, \quad (3)$$

где r_1 и r_2 – амплитудные коэффициенты отражения света на плоских зеркалах; I_{in} – интенсивность света на входе. Если $r_1 = r_2 = \sqrt{R}$, пропускание фильтра достигает 100 %, и при этом в случае нормального падения спектральная ширина полосы пропускания

$$|\Delta\lambda| = \frac{\lambda^2}{F(\lambda^2 |d\varphi/d\lambda| + 2\pi n_b h)}, \quad (4)$$

где $F = \sqrt{R}/(1 - R)$ – коэффициент резкости интерферометра. Обычно величиной $\lambda^2 |d\varphi/d\lambda|$ пренебрегают по сравнению со вторым слагаемым, но в случае волноводных зеркал этого делать нельзя [3].

В новом фильтре мы предлагаем заменить плоские многослойные зеркала гофрированными волноводами, которые, как известно [5], являются зеркалами, резонансно отражающими свет в узком спектральном и угловом диапазонах. Фильтр (рис.1) представляет собой многослойную структуру, нанесенную на кварцевую подложку. С обеих сторон подложки находятся гофрированные вол-

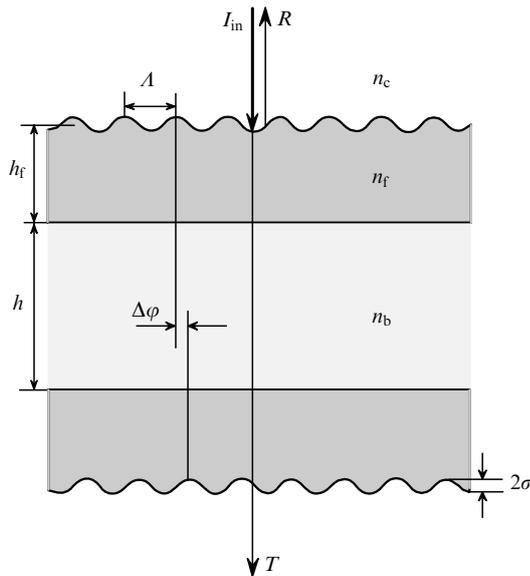


Рис.1. Схема оптического фильтра, основанного на интерферометре Фабри – Перо с двумя волноводно-решеточными зеркалами и разделенным буферным слоем SiO₂.

новоды равной толщины h_f , показатель преломления которых n_f больше, чем у буферного слоя (для SiO₂ $n_b = 1.46$). Поверхности волноводов, граничащие с воздухом, гофрированы с равными периодами и представляют собой дифракционные решетки. Волноводы образованы слоем Ta₂O₅ ($h_f = 210$ нм, $n_f = 2.02$, амплитуда гофра $2\sigma = 80$ нм, период гофра $A = 457$ нм) и являются одноמודовыми. Потери света внутри волновода учитываются путем поглощения в материале волноводных слоев в предположении, что $\text{Im}\varepsilon = 5 \times 10^{-4}$. Свет падает на фильтр по нормали к волноводам ($\theta = 0$), и спектр пропускания фильтра обусловлен отражением нежелательной части падающего света. Важно, что излучение во всех дифракционных порядках, кроме нулевого, распространяется только внутри системы и наружу не выходит. Отметим, что для нормальной работы фильтра необходимо предварительно сузить спектр анализируемого излучения до ширины отражения одного волноводно-решеточного зеркала.

3. Интерферометр Фабри – Перо при нормальном падении света на волноводно-решеточные зеркала

Нормальное падение света представляет собой некую особенность процесса отражения света от поверхности гофрированного волновода. Дело в том, что при $\theta = 0$ в волноводе возбуждаются сразу две моды, распространяющиеся в противоположных направлениях [6]. Как показывают проведенные нами исследования [6], при $\theta \approx 0$ наблюдаются два резонансных пика отражения: один узкий и другой с шириной, вдвое превышающей обычную. Если гофрированный волновод имеет диссипативные потери, то амплитуда отражения в узком пике существенно уменьшается по сравнению с амплитудой широкого пика отражения. Более того, независимо от этого при угле $\theta = 0$ узкополосный пик исчезает вовсе.

На рис.2 представлены спектральные кривые отражения одиночного гофрированного волновода при падении света из кварцевой подложки под углом, близким к

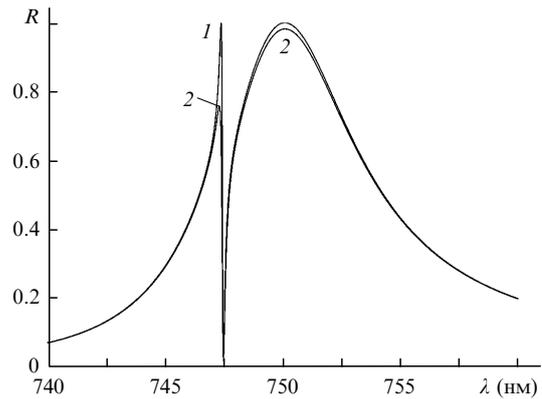


Рис.2. Зависимости коэффициента отражения света ТМ-поляризации от поверхности гофрированного волновода ($h_f = 210$ нм, $n_f = 2.02$, $2\sigma = 80$ нм, $A = 470$ нм) при $\theta = 0.05^\circ$ в отсутствие потерь ($\text{Im}\varepsilon_f = 0$) (1) и при их наличии ($\text{Im}\varepsilon_f = 5 \times 10^{-4}$) (2).

нормали ($\theta = 0.05^\circ$). Расчеты отражения проведены по методу Шандезона [7]. Этот метод существенно отличается от метода Рэлея, который часто применяют для расчета дифракции на синусоидальном гофре малой глубины. В нем используется преобразование координат, переводящее гофрированную поверхность в координатную плоскость криволинейной системы координат, что позволяет рассчитывать дифракцию на решетке произвольного профиля и глубины, и в этом его основное достоинство. Мы рассматриваем синусоидальный, достаточно глубокий гофр волноводов, что и заставило нас обратиться к методу Шандезона. Из рис.2 видно, что при потерях одноמודового гофрированного волновода, равных нулю, на склоне относительно широкого пика отражения присутствует дополнительный резонанс, в котором коэффициент отражения близок к единице. Если же этот волновод имеет потери, то амплитуда пика заметно уменьшается.

На рис.3 показана спектральная зависимость фазы отраженной волны при падении света из подложки на волновод (также использован метод Шандезона). Результаты, приведенные на рис.2 и 3, позволяют, в принципе, определить оптимальную толщину фильтра, т.е. фильтра с максимальным пропусканием на нужной длине волны.

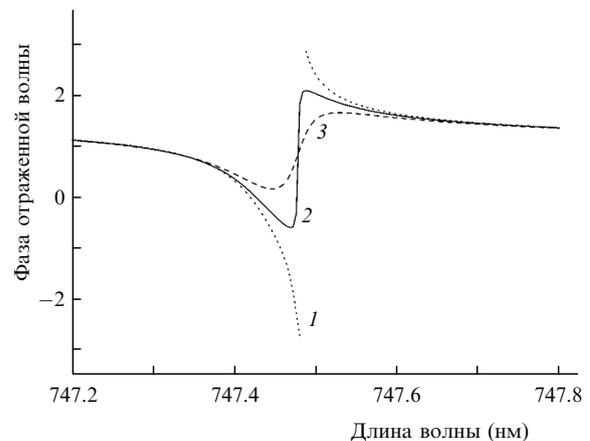


Рис.3. Спектральные зависимости фазы отраженного от поверхности гофрированного волновода света при $\theta = 0.05^\circ$ в области дополнительного узкого резонанса при потерях в волноводе $\text{Im}\varepsilon_f = 0$ (1), 2×10^{-4} (2) и 5×10^{-4} (3).

Вместе с тем следует отметить, что особенности спектральных характеристик фильтра, образованного двумя волноводно-решеточными зеркалами, не определяются простым наложением резонансов Фабри – Перо на спектральные характеристики отдельных волноводно-решеточных зеркал. Внутри полосы отражения волноводно-решеточного зеркала, помимо относительно широкого провала отражения, обусловленного резонансом пропускания интерферометра Фабри – Перо, возникают дополнительные (один или два), значительно более узкие резонансы пропускания. Положение и относительная ширина этих резонансов, коэффициент пропускания для которых в отсутствие потерь достигает единицы, определяются фазовым сдвигом решеток $\Delta\varphi$.

При $\theta = 0$ и фазовом сдвиге $\Delta\varphi = \pi/2$ в спектре отражения наблюдается всего один дополнительный провал. При фазах $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\varphi = \pi$ дополнительных провалов два, но их ширина исчезающе мала, поэтому для выявления их положения на рис.4 изменен угол падения света на фильтр. Установлено, что при угле падения $\theta = 0.05^\circ$ и фазовом сдвиге $\Delta\varphi$ от нуля до π диапазон изменения спектрального положения узких резонансов высокого пропускания фильтра $\Delta\lambda$ составляет 0.6 нм. Более того, установлено, что при произвольном значении фазы $\Delta\varphi$ таких провалов два и они движутся навстречу друг другу по шкале длин волн. Наличие этих провалов определяется более сложной формой линии отражения при нормальном падении света на поверхность гофрированного волновода [6]. Дополнительные провалы попадают в область узкого резонанса для отдельного волновода.

Важно отметить, что наблюдаемые узкие провалы в спектре отражения принадлежат одному и тому же порядку m интерференции фильтра Фабри – Перо. Представленная здесь картина провалов в спектре отражения (или пиков в спектре пропускания) проявляется только при малом расстоянии h между зеркалами. Эта картина полностью исчезает при $h > 2 - 3$ мкм, что говорит о том, что она обусловлена туннельной связью гофрированных волноводов.

Ранее в [6] нами рассмотрена задача об отражении света от двухсторонне-гофрированного волновода при нормальном падении света на волновод асимметричного

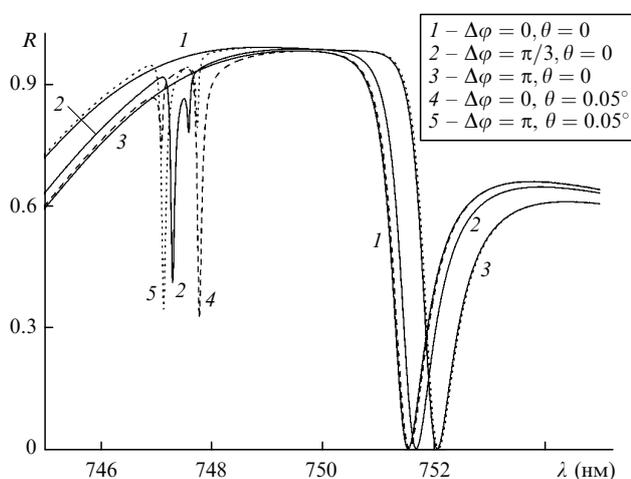


Рис.4. Спектральные зависимости коэффициента отражения света от интерферометра с двумя гофрированными зеркалами, полученные при толщине буферного слоя $h = 1030$ нм и различных значениях θ и $\Delta\varphi$.

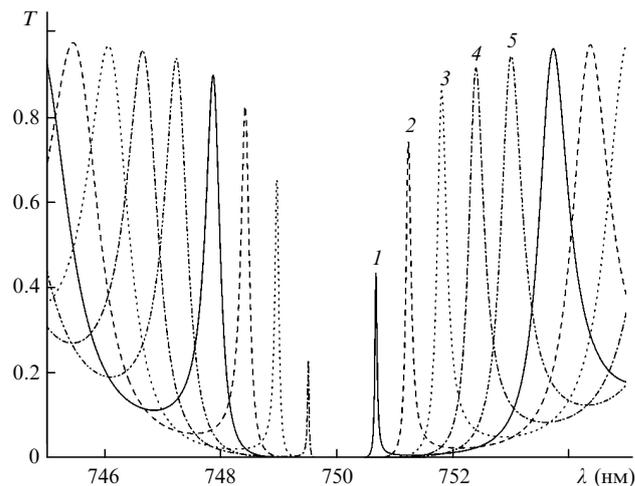


Рис.5. Спектральные зависимости коэффициента пропускания света интерферометром с двумя гофрированными зеркалами при толщинах буферного слоя в районе 50 мкм и $\theta = 0$: $h = 49.85$ (1), 49.90 (2), 49.95 (3), 50.00 (4) и 50.05 мкм (5).

типа. Гофры у этого волновода имели различную глубину, но одинаковый период, и располагались на разных сторонах волноводного слоя. Наиболее важным результатом выполненных расчетов является тот факт, что при произвольном соотношении фаз между гофрами в спектре отражения даже при строго нормальном падении света ($\theta = 0$) присутствуют два пика отражения конечной спектральной ширины.

В рассматриваемом выше случае, т. е. при $h \approx 1$ мкм, два волновода туннельно связаны и практически представляют собой один комбинированный волновод, гофрированный с двух сторон с равной глубиной гофров. Поэтому на рис.4 при $\theta = 0$ и $\Delta\varphi \neq 0$ или $\Delta\varphi \neq \pi$ мы наблюдаем провалы в кривой отражения, а следовательно, пики в кривой пропускания фильтра на основе интерферометра Фабри – Перо с двумя волноводно-решеточными зеркалами. Отметим, что с изменением $\Delta\varphi$ изменяются спектральные положения не только узких линий отражения (кривая 2 на рис. 4), но и более широкой линии (кривые 1 и 3 на рис.4).

На рис.5 представлена спектральная зависимость коэффициента пропускания фильтра, близкого к практической реализации и состоящего из двух гофрированных волноводов, разделенных буферным слоем толщиной около 50 мкм. Следует отметить прежде всего узость пика пропускания и изменение его спектрального положения при изменении h . Уменьшение спектральной ширины пика по мере его смещения к максимуму линии отражения волноводно-решеточных зеркал обусловлено высоким значением резкости фильтра F . Однако этот процесс сопровождается уменьшением амплитуды пика вследствие потерь в волноводах.

4. Выводы

Исследование работы интерферометра Фабри – Перо, образованного двумя волноводно-решеточными зеркалами, при нормальном падении света на поверхность волноводов показало, что спектр его пропускания существенно ничем не отличается от случая наклонного падения, если фазовый сдвиг между решетками $\Delta\varphi$ равен нулю или π . Однако при всех других значениях $\Delta\varphi$ в

спектре отражения фильтра наблюдаются два дополнительных провала (или один) при малых толщинах буферного слоя h даже в случае $\theta = 0$. По нашему мнению, исчезновение дополнительных резонансов при нормальном падении и фазовом сдвиге между решетками, равном нулю или π , обусловлено тем, что возбуждаемое в этих резонансах распределение поля антисимметрично по горизонтальной оси, в то время как профиль решетки и падающее поле – симметричны. Только нарушение симметрии (фазовый сдвиг решеток или наклон падающего пучка) позволяет возбудить эти резонансы.

Работа поддержана РФФИ (грант № 07-02-00064-а).

1. Канев И.Ф., Малиновский В.К., Суровцев Н.В. *ФТТ*, **42**, 2079 (2000).
2. Tibuleac S., Magnusson R. *Opt. Lett.*, **26**, 584 (2001).
3. Usievich V.A., Sychugov V.A., Nurligareev J.Kh., Parriaux O. *Opt. Quantum Electron.*, **36** (1–3), 109 (2004).
4. Usievich V.A., Sychugov V.A. *Laser Phys.*, **14** (8), 1110 (2004).
5. Голубенко Г.А., Свахин А.С., Сычугов В.А., Тищенко В.А. *Квантовая электроника*, **12**, 1334 (1985).
6. Авруцкий И.А., Сычугов В.А., Тищенко А.В. *Труды ИОФАН*, **34**, 64 (1991).
7. Lifeng Li, Granet G., Plumey J.P., Chandezon J. *Pure Appl. Opt.*, **5**, 141 (1996).