

**КОМПАКТНЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ  
АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР\***

**А. В. Царев, Е. А. Колосовский**

*Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск*

*E-mail: tsarev@isp.nsc.ru*

Обсуждаются результаты численного моделирования нового типа акустооптических (АО) фильтров, основанных на эффекте многолучевого расширения пучка. Предложена планарная реализация фильтров в тонких (~1,5 мкм) оптических волноводах халькогенидного стекла на ниобате лития. Анализ работы устройств проводится в спектральном приближении с привлечением численных экспериментов по методу конечных разностей во временной области. Показано, что предлагаемые мультиотражательные оптические элементы обладают необходимыми дисперсионными свойствами, которые при предельно малых габаритах (менее 1 см) самого АО-фильтра обеспечивают рекордно узкую линию фильтрации (~0,1 нм) на длине волны 1,54 мкм в полосе перестройки более 40 нм и скорости переключения менее 2 мкс. Кроме того, удельная ширина линии на единицу длины предлагаемого устройства в 20 раз превосходит теоретический предел для существующих типов АО-фильтров в том же самом материале, но реализованных на обычных принципах (без многолучевого расширения пучка).

**Введение.** Среди перспективных информационных технологий важное место занимают научно-технические разработки для волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) на основе частотного (спектрального) уплотнения (WDM – wavelength division multiplexing) [1]. Без этой технологии невозможно обеспечить растущие потребности в объеме и скорости передачи данных в таких областях, как Интернет, видео по требованию, кабельное телевидение, телеметрия и т. д. В настоящее время повышение пропускной способности ВОЛС обеспечивается в основном двумя факторами: ростом скорости передачи данных по одиночному спектральному каналу и увеличением числа спектральных каналов (за счет сужения линии фильтрации и применения более плотной сетки частот).

Повышение скорости передачи данных (с 2,5 до 10, 40, 160 Гбит/с) сокращает длительность информационных оптических импульсов, что приводит к

\* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (инновационный грант № 05-02-08118-офи\_а).

возрастающему влиянию дисперсии и нежелательному взаимному наложению импульсов в процессе их распространения по протяженному оптическому волокну. Для обеспечения работоспособности оптоволоконных систем приходится применять дорогие оптические волокна (типа G.655 с ненулевой смещенной дисперсией) либо дополнительные компенсаторы дисперсии. Большинство волоконных сетей в России и мире используют дешевые стандартные одномодовые оптические волокна (типа G.652), доля которых в общем мировом объеме продаж превышает 90 % и которые имеют в 4 раза худшие параметры дисперсии, чем вышеупомянутое дорогое волокно G.655 (доля на рынке 3,5 %) [2]. Следовательно, повышение пропускной способности ВОЛС за счет увеличения скорости передачи данных для большинства ВОЛС в настоящее время трудно реализуемо и приводит к дополнительным затратам на их функционирование.

Альтернативным и экономичным решением является увеличение числа спектральных каналов в уже существующих недорогих оптоволоконных линиях. Для обеспечения связи между различными абонентами волоконной сети применяются перестраиваемые оптические фильтры и мультиплексоры ввода/вывода (ROADM – reconfigurable optical add/drop multiplexer) [1], которые позволяют селективно извлекать и добавлять в маршрутную сеть оптические сигналы на произвольно заданной длине волны.

В мире разработано и запатентовано несколько различных типов фильтров и мультиплексоров для WDM. Разнообразие применяемых технических решений [1] (на основе брэгговских решеток, кольцевых резонаторов, решеток на основе массива волноводов (AWG – array waveguide grating) и т. д.) показывает, что до настоящего времени не найдено «идеальной» конструкции для перестраиваемых фильтров и ROADM. С увеличением числа перестраиваемых каналов технические трудности создания перестраиваемых оптических элементов возрастают настолько, что многие важные параметры устройств либо недостижимы, либо стоимость элементов становится неприемлемо высокой для широкого внедрения.

Таким образом, разработка новых типов перестраиваемых фильтров и оптических мультиплексоров ввода/вывода для работы с высокоплотной сеткой частот (25 ГГц и 12,5 ГГц) является одной из важнейших задач, стоящих перед наукой и технологиями сегодняшнего дня.

Акустооптические (АО) перестраиваемые фильтры и мультиплексоры имеют ряд преимуществ перед другими их аналогами из-за простоты реализации широкой полосы перестройки и высокого быстродействия (единицы микросекунд), большей гибкости и уникальной способности динамически фильтровать и перенаправлять одновременно несколько спектральных каналов в одиночное волокно благодаря использованию акустических волн сразу на нескольких частотах (разных для различных спектральных каналов). Однако известные типы АО-фильтров имеют ограничение на ширину линии фильтрации (обычно 50–200 ГГц [3, 4]), которое обусловлено как объективными, волновой природы, физическими ограничениями (дисперсионными свойствами и размерами акустооптических элементов), так и конструктивными особенностями самих фильтров. В итоге достигнутое число перестраиваемых спектральных каналов сейчас составляет не более 50 [4] в стандартном диапазоне (C-band) окна прозрачности оптического волокна.

В данной работе обсуждается новый тип АО-фильтров [5–7], основанных на мультиотражательных расширителях пучка [8, 9], которые позволяют во много раз снизить рабочую ширину линии [7]. Приводятся результаты

численного моделирования устройств в планарных волноводах на основе тонких пленок халькогенидного стекла на ниобате лития. Анализ их работы проводится в спектральном приближении, а также с привлечением численных экспериментов по методу конечных разностей во временной области (FDTD – finite difference time domain) [10].

**Принцип работы оптических фильтров на базе мультиотражательных расширителей пучка.** Идея многолучевого расширения пучка вполне укладывается в русло последних новаций в области оптических технологий, связываемых обычно с фотонными кристаллами и нанофотоникой. На ее основе были предложены и запатентованы миниатюрные перестраиваемые АО-фильтры с частотным разрешением, многократно превосходящим параметры прежних акустооптических элементов [3, 4, 11]. Для сравнения на рис. 1, *a* показан классический неколлинеарный АО-фильтр, реализованный в планарном оптическом волноводе [11]. Он содержит набор полосковых волноводов  $P_0, \dots, P_n$  и две планарные интегрально-оптические линзы  $L_1, L_2$ , а также встречно-штыревой преобразователь (ВШП) для возбуждения поверхностной акустической волны (ПАВ). Первая линза  $L_1$  расширяет оптический пучок, излучаемый из полоскового волновода  $P_0$ , и направляет его в область акустооптического взаимодействия. Брэгговская АО-ячейка за счет дифракции на ПАВ изменяет направление оптического пучка, причем волны разных оптических длин отклоняются на различные углы, также зависящие

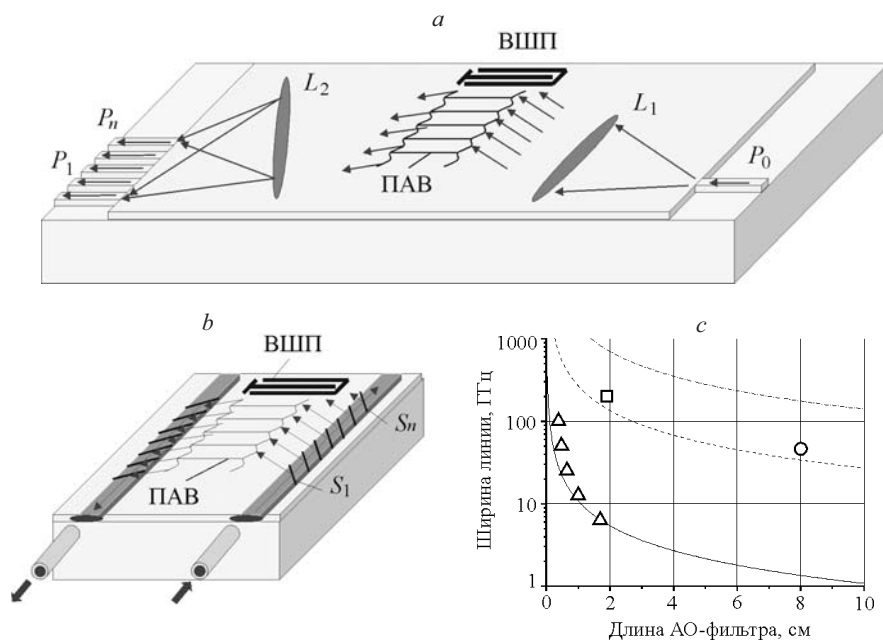


Рис. 1. Эволюция неколлинеарных АО-фильтров: *a* – типичный неколлинеарный АО-фильтр; *b* – неколлинеарный АО-фильтр с МОРП; *c* – сравнительные параметры разных типов акустооптических перестраиваемых фильтров (неколлинеарный, 1 ГГц (штрихпунктирная кривая), коллинеарный (штриховая), неколлинеарный + МОРП (сплошная)), предложенных в Германии [3] (на графике отмечено квадратом), в Японии [4] (кружком), в России [5–7] (треугольниками)

от частоты ПАВ. Вторая линза  $L_2$  осуществляет оптическое фурье-преобразование в угловом пространстве таким образом, что различные спектральные компоненты фокусируются на разные полосковые волноводы  $P_1, \dots, P_n$ , которые, в свою очередь, передают на выход устройства различные длины волн, задаваемые частотой ПАВ. Спектральное разрешение устройства определяется числом акустических длин волн, укладываемых на апертуре оптического пучка, и при стандартных размерах устройства не превышает 1,6 нм.

На рис. 1, *b* показана эволюция данного устройства, когда планарные линзы заменяются мультиотражательными расширителями пучка (МОРП) [8, 9]. Последние представляют собой полосковый оптический волновод с большим числом наклонных полупрозрачных отражателей  $S_1, \dots, S_n$ , расположенных эквидистантно с периодом  $d$  по оси полоскового волновода. Ранее схожая геометрия встречалась в голографических дифракционных расширителях пучка [12, 13]. В нашем случае при использовании МОРП значительные области волновода на рис. 1, *a* становятся лишними и могут быть удалены. В результате АО-фильтр трансформируется к более компактному виду (см. рис. 1, *b*). Благодаря новому качеству пары МОРП-элементов, а именно исключительно высокой дисперсии, частотное разрешение фильтра существенно возрастает и может достигать значений 0,1 нм и менее, что принципиально недостижимо для других типов АО-фильтров (рис. 1, *c*).

При построении зависимостей на рис. 1, *c* использовались выражения для частотного разрешения  $\delta\lambda$  различных типов акустооптических фильтров:

$$\delta\lambda \sim 0,9\lambda_0\Lambda/L \text{ (неколлинеарный АО-фильтр);}$$

$$\delta\lambda \sim 0,9\lambda_0^2/\Delta N L \text{ (коллинеарный АО-фильтр);} \quad (1)$$

$$\delta\lambda \sim 0,9\lambda_0^2/NL \text{ (неколлинеарный АО-фильтр с МОРП),}$$

а также данные из публикаций [3–7]. Здесь  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме;  $\Lambda$  – длина волны ПАВ;  $N$  – эффективный показатель преломления волноводной моды;  $\Delta N$  – разница эффективных показателей преломления волноводных мод ортогональной поляризации;  $L$  – длина области взаимодействия. Согласно (1) выигрыш в разрешении предлагаемого неколлинеарного АО-фильтра с МОРП в сравнении с наиболее современными коллинеарными фильтрами составляет  $N/\Delta N$  (например, для ниобата лития более чем 20 раз).

Принцип работы акустооптических фильтров на основе МОРП иллюстрирует рис. 1, *b*. Основу устройства составляет тонкий ( $\sim 1,5$  мкм) слой халькогенидного стекла, который формирует одномодовый планарный волновод на поверхности пьезоактивного кристалла (ниобата лития), необходимого для эффективного возбуждения ПАВ. В пленке халькогенидного стекла изготавливаются полосковые волноводы, пространственно расположенные таким образом, что оптические моды полосковых волноводов не связаны с областью планарного волновода. Для создания МОРП в полосковых волноводах электронным пучком создаются наклонные полупрозрачные отражательные полоски со слегка измененными оптическими свойствами таким образом, чтобы отраженный оптический пучок с малыми потерями мог отклоняться и перенаправляться из полоскового в планарный волновод.

Расширитель пучка действует по принципу мультиплицирования оптического поля волноводной моды на большом числе полупрозрачных наклонных элементарных отражателей [8, 9]. Для этого узкий оптический пучок вводится в полосковый оптический волновод первого расширителя пучка (правый на рисунке) и на каждом из элементарных отражателей разветвляется на два пучка. Один пучок (значительно меньший по интенсивности) после отражения перенаправляется из полоскового оптического волновода в планарный оптический волновод, а другой (основной по интенсивности) проходит по полосковому оптическому волноводу до следующего элементарного отражателя, на котором снова делится на два пучка, и так процесс повторяется многократно. Все отраженные пучки когерентно суммируются с учетом оптического сдвига фаз, обусловленного задержкой светового пучка на длине промежутка между соседними отражателями. Результирующий многолучевой световой пучок на выходе МОРП имеет широкую апертуру (в сотни и тысячи раз больше входной) и низкую расходимость. Кроме того, направление излучения этого пучка плавно меняется при монотонном изменении длины волны оптического излучения, т.е. предлагаемый расширитель пучка обладает дисперсионными свойствами.

Далее расширенный пучок дифрагирует в плоскости планарного волновода на поверхностной акустической волне, причем согласно условиям Брэгга угол дифрагированного излучения синхронно меняется в широком диапазоне при изменении частоты ПАВ. Покинув область акустооптического взаимодействия, дифрагированный и недифрагированный оптические пучки пересекают второй расширитель пучка, представляющий собой полосковый волновод с набором аналогичных элементарных отражателей. Данный оптический волновод с элементарными отражателями работает как обратимый оптический элемент по отношению к входному расширителю пучка, а именно оптические микропотоки только определенной длины волны и определенного направления, собираемые элементарными отражателями второго волновода, накопятся, сложатся когерентным образом друг с другом и выйдут из полоскового оптического волновода в виде интенсивного узкополосного сигнала. Для всех остальных длин волн условие когерентной интерференции будет нарушено и результирующее поле от разных отражателей на выходе полоскового оптического волновода будет близко к нулю. Причем с изменением частоты ПАВ меняется направление падающего пучка на второй расширитель пучка и, следовательно, легко перестраивается та длина световой волны, для которой осуществляется эффективная фильтрация.

**Моделирование акустооптических фильтров в спектральном приближении.** Перестраиваемые оптические фильтры на основе мультиотражательных расширителей пучка являются новыми и неочевидными оптическими элементами, для которых еще не завершено теоретическое описание и недостаточно развиты методы их численного моделирования. Предварительный анализ методом FDTD оптических фильтров и мультиплекторов [14], содержащих несколько близкорасположенных мультиотражательных расширителей пучка, подтвердил правильность предлагаемой идеи и продемонстрировал эффект многолучевого расширения пучка. Методика FDTD не позволяет анализировать «большие» размеры оптических структур. Первый анализ большеразмерных АО-фильтров был выполнен на основе спектрального приближения и показал, что данные устройства обладают уникальными фильтрующими свойствами [7]. Развитие этого метода обсуждается далее.

В данной работе для ускорения вычислений реальные трехмерные волноводные структуры заменяются двумерными аналогами с использованием метода эффективного показателя преломления [15]. При этом ТМ-мода полноводного волновода соответствует ТЕ-моду эквивалентного планарного волновода. Такой подход применим, когда элементарные отражатели перекрывают апертуру волноводной моды в поперечном направлении (в глубину волновода).

Далее мы пренебрегаем тонкими эффектами трансформации поля световой волны при прохождении множества отражающих элементов и сводим решение задачи к эволюции пространственного спектра распространяющихся оптических волн. В ходе данного анализа оптические свойства отражателей задаются с помощью феноменологических параметров  $R$ ,  $T$  и  $\alpha$ , описывающих соответственно коэффициенты отражения, прохождения и потери на рассеяние ( $\alpha = 1 - R - T$ ). На основе результатов расчета для одиночного полупрозрачного отражателя методом FDTD сделана достоверная оценка уровня потерь  $\alpha = 0,1R$ , т. е. считается, что теряется 10 % энергии, отраженной от каждого элементарного отражателя. Значения коэффициента отражения  $R$

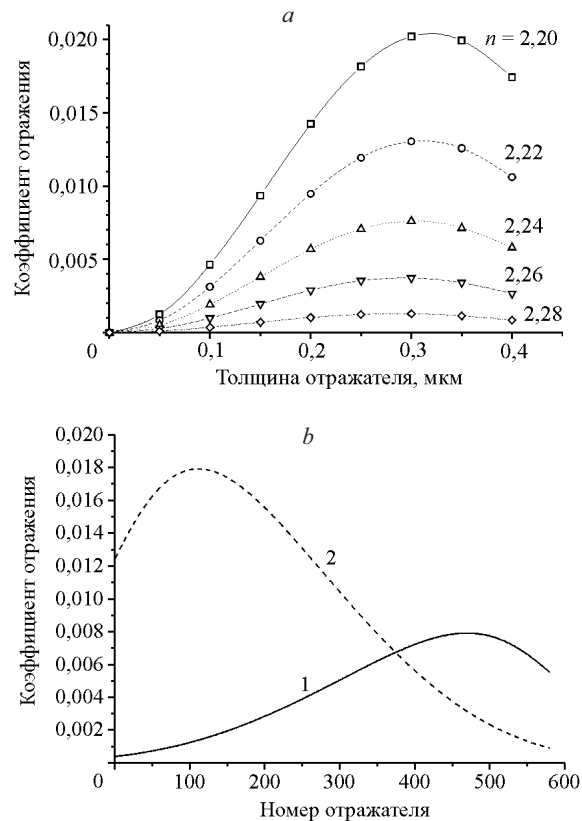


Рис. 2. Зависимости расчетных коэффициентов отражения  $R$  по интенсивности:  $a$  – от толщины отражателя  $D$  (расчет методом FDTD);  $b$  – от номера отражателя (расчет по феноменологической модели) для первого и второго расширителей пучка (кривые 1 и 2). (Угол падения  $52,5^\circ$ ; АО-фильтр с сеткой частот 25 ГГц, оптическая апертура 0,58 см)



для произвольных параметров отражающей полоски можно определить по данным рис. 2, *a*. При этом с учетом потерь на рассеяние коэффициент прохождения  $T = 1 - 1,1R$ .

Элементарные отражатели считаются тонкими, для того чтобы можно было пренебречь искажением структуры поля прошедшей и отраженной волн, а также изменением фазы прошедшей волны. Из закона сохранения энергии, примененного для анализа прохождения света через интерферометр Маха – Цендера, образованный четырьмя наклонными отражателями, следует, что сдвиг фаз между прошедшей и отраженной волнами одиночного тонкого отражателя составляет ровно  $180^\circ$ . Этот факт учитывается в дальнейшем при описании распространения света через отражатели. Сами отражатели располагаются строго периодически с шагом  $d = 10$  мкм, однако коэффициенты отражения зависят от номера отражателя (см. рис. 2, *b*), и для снижения уровня боковых лепестков их значения плавно уменьшаются ближе к краям расширителя пучка [9]. Считается, что оптические волноводы имеют потери на уровне 1 дБ/см. С целью упрощения расчетов без ограничения общности поперечное распределение оптического поля падающей ТЕ-волны задается в виде функции Гаусса с полушириной  $w_0 = 4,5$  мкм. Она хорошо описывает распределение реальных полей в расширителе пучка, у которых проекции апертур отражателей на ось полоскового волновода выбраны на 0,1 мкм меньше периода их расположения (т. е. все отраженные пучки не задевают соседние отражатели). Эффективный показатель преломления волноводной моды  $N = 2,31$  соответствует условию сложения в фазе всех отраженных пучков в 15-м порядке интерференции на длине волны 1,54 мкм [5, 6].

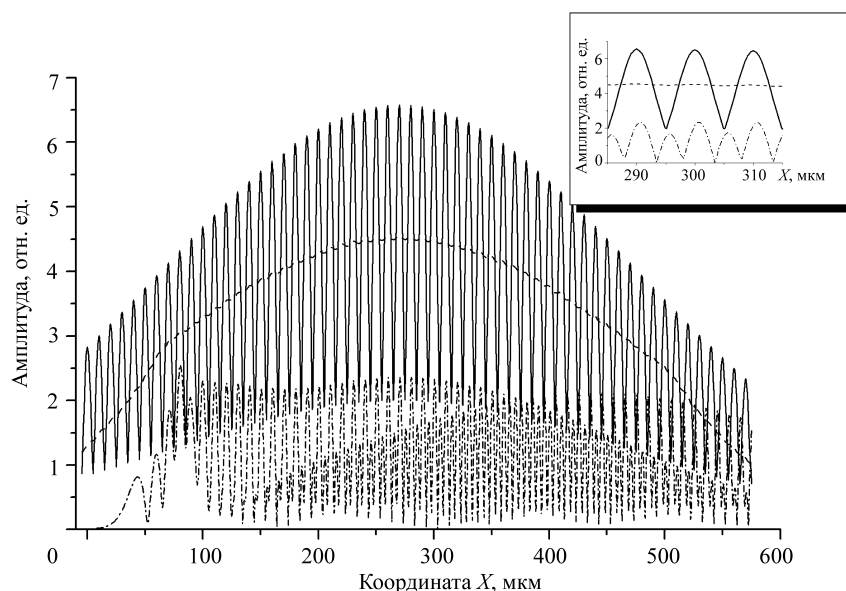


Рис. 3. Распределение оптического поля до и после области АО-взаимодействия для падающих  $E_m(1)$  (сплошная кривая) и  $E_m(2)$  (штрихпунктирная) и дифрагированной  $E_n(2)$  (штриховая) волн. На увеличенном фрагменте показана часть распределения поля. (АО-фильтр с сеткой частот 250 ГГц, оптическая апертура 0,058 см)

Распространение оптической волны через расширитель пучка описывается с помощью указанных выше параметров  $R$  и  $T$  с учетом многократных отражений и всех сдвигов фаз, в том числе и фазового набега между соседними отражателями. Распределение оптического поля на выходе первого расширителя пучка  $Em(1)$  представлено на рис. 3 с учетом меняющегося в зависимости от номера коэффициента отражения у разных отражателей (см. рис. 2, *b*). В качестве примера приведен АО-фильтр с сеткой частот 250 ГГц. Распределение поля для фильтров с более плотной сеткой частот (25 ГГц) выглядит аналогично, но имеет значительно большее число осцилляций. Для данного поля угловой спектр  $Gm(1)$ , полученный интегральным фурье-преобразованием как функция поперечного волнового вектора, показан на рис. 4. Спектр представляет собой главную компоненту  $A$  большой интенсивности и два симметричных сателлита меньшей амплитуды  $B$  (показан один).

При изменении длины волны оптического излучения  $\lambda_0$  происходит плавное смещение компонент спектра  $A$  и  $B$ , однако в пределах достаточно широкого интервала  $\Delta\lambda_0$  (больше 60 нм) амплитуда основных спектральных компонент  $A$  меняется незначительно, а их положение в пространстве поперечных волновых векторов не пересекается с положением сателлитов  $B$  от других  $\lambda_0$ . Следовательно, для данной комбинации параметров расширителя пучка ничто не мешает осуществить эффективную фильтрацию  $\lambda_0$  при очень низком уровне паразитных сигналов.

Чтобы попасть на второй расширитель пучка (левый на рис. 1, *b*), рассмотренное нами поле  $Gm(1)$  должно пройти через область взаимодействия с ПАВ и претерпеть трансформацию спектра:  $Gm(1) \rightarrow Gm(2) + Gn(2)$ . Здесь  $Gm(2)$  – измененные компоненты спектра  $Gm(1)$  (падающее поле);  $Gn(2)$  – новые компоненты спектра (дифрагированное поле), обусловленные нали-

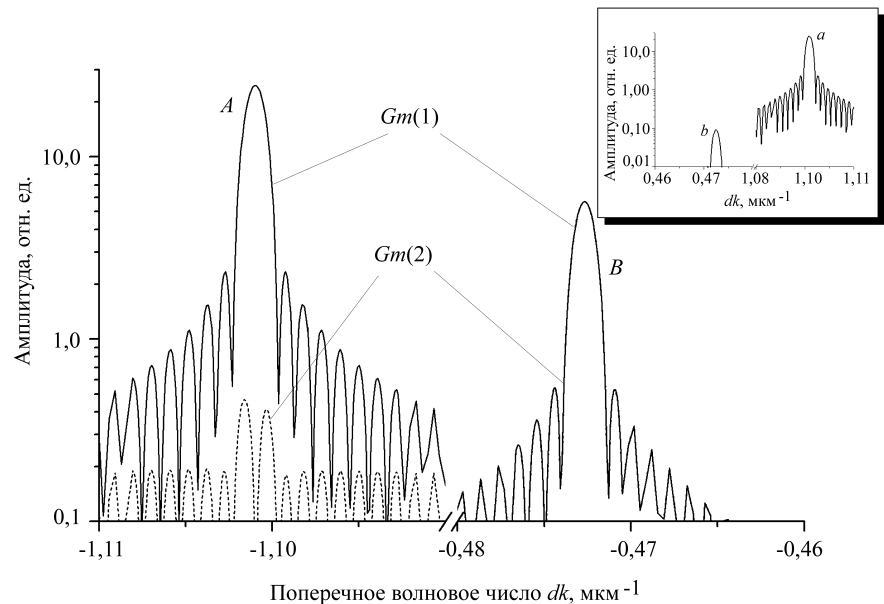


Рис. 4. Угловой спектр падающего оптического пучка  $Gm$  до и после области АО-взаимодействия. На фрагменте показан спектр  $Gn(2)$  дифрагированной волны. (АО-фильтр с сеткой частот 25 ГГц,  $L = 600$  мкм, частота ПАВ  $f = 1227$  МГц,  $\lambda_0 = 1,54$  мкм,  $d = 10$  мкм, оптическая апертура 0,58 см)



нием фазовой дифракционной решетки в области взаимодействия с ПАВ. Комплексные амплитуды спектров прошедшей  $Gm(2)$  и дифрагированной  $Gn(2)$  волн на выходе акустооптической ячейки рассчитаны методом связанных мод аналогично [16]. В нашем случае система уравнений связанных волн для спектральных амплитуд имеет следующее решение:

$$\begin{aligned}
 Gm(2) &= \{[\cos(qL) - j(K\Delta\theta/2q)\sin(qL)]Gm(1) - \\
 &\quad - j(\kappa/q)\sin(qL)Gn(1)\} \exp[j(K\Delta\theta L/2)]; \\
 Gn(2) &= \{-j(\kappa^*/q)\sin(qL)\}Gm(1) + \\
 &\quad + [\cos(qL) + j(K\Delta\theta/2q)\sin(qL)]Gn(1) \exp[-j(K\Delta\theta L/2)]; \\
 q^2 &= (K\Delta\theta/2)^2 + \kappa\kappa^*,
 \end{aligned} \tag{2}$$

где  $\Delta\theta$  – отклонение направления спектральной компоненты оптического поля от угла, определяемого условием Брэгга;  $K = 2\pi/\Lambda$ ;  $\kappa$  – коэффициент связи [16]. Результаты расчетов спектров представлены на рис. 4 для случая, когда амплитуда ПАВ соответствует максимуму эффективности дифракции (т. е.  $\kappa = \pi/(2L)$ ). Воздействие ПАВ проявляется главным образом в смещении основной компоненты спектра  $A \rightarrow a$  на величину, определяемую волновым вектором акустической волны. При этом практически неизменными остаются боковые спектральные сателлиты  $B$ . В то же время амплитуда боковых сателлитов  $b$  в дифрагированной волне  $Gn(2)$  пренебрежимо мала по сравнению с их амплитудой в падающей волне (см. рис. 4).

Далее для спектров  $Gm(2)$  и  $Gn(2)$  выполняется обратное интегральное фурье-преобразование, чтобы определить пространственное распределение падающей и дифрагированной волн в непосредственной близости от второго расширителя пучка. Оказалось, что дифрагированное поле  $En(2)$  имеет гладкое распределение (см. рис. 3), сходное с огибающей падающей волны, а оставшаяся часть падающей волны  $Em(2)$  представляет собой периодическую интерференционную картину.

Перед тем как приступить к анализу работы второго расширителя пучка, следует сделать одно принципиальное замечание. Независимо от того, как влияет элементарный отражатель на распределение оптического поля, с малыми потерями вдоль оси полоскового волновода будет распространяться только та часть отраженной волны, которая соответствует основной моде одномодового волновода. Вся остальная часть энергии излучится по мере прохождения по волноводу. Это важное наблюдение позволяет сформулировать простой и эффективный алгоритм работы второго расширителя пучка. Для каждого элементарного отражателя  $S_1, \dots, S_n$  рассчитывается интеграл перекрытия фундаментальной моды волновода с найденными полями падающей  $Em(2)$  и дифрагированной  $En(2)$  волн в непосредственной близости от отражателей. Далее производится суммирование найденного сигнала по всем отражателям  $S_1, \dots, S_n$  с учетом набега фаз за период  $d$  между отражателями. Полученный таким образом результирующий частотный отклик АО-фильтра приведен на рис. 5.

Важным параметром АО-фильтра является уровень боковых лепестков. В данной работе проведена оптимизация спектральной характеристики АО-фильтров с гауссовой функцией частотного отклика путем изменения коэф-

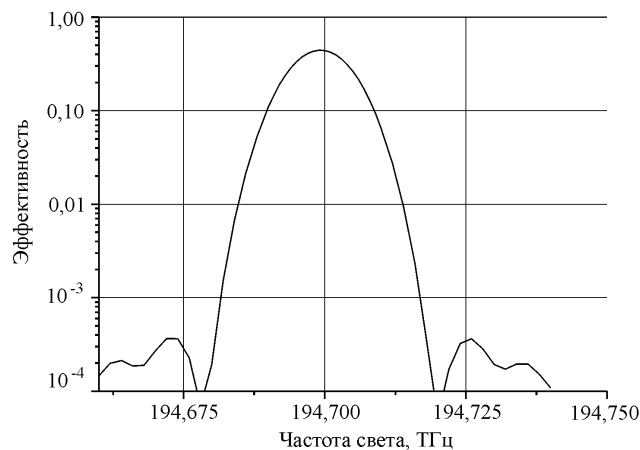


Рис. 5. Спектральная зависимость эффективности фильтрации для АО-фильтра с сеткой частот 25 ТГц ( $d = 10$  мкм, частота ПАВ 1225 МГц, оптическая апертура 0,58 см)

коэффициента отражения разных элементарных отражателей. На рис. 2, *b* представлено самосогласованное оптимальное распределение коэффициентов отражения для двух расширителей пучка АО-фильтра с сеткой частот 25 ТГц. Рассчитанная частотная характеристика фильтра показана на рис. 5. Из рисунка видно, что для перестраиваемого АО-фильтра с оптической апертурой 0,58 см внутренние потери составляют  $-3,6$  дБ, уровень подавления боковых лепестков более  $-30$  дБ, а ширина линии равна всего 12,5 ТГц по уровню  $-3$  дБ, что достаточно для перестройки 200 частотных каналов в диапазоне 5 ТГц. Фильтр имеет рекордное время переключения 1,7 мкс, определяемое как время пробега акустической волны (скорость 3,5 км/с) через его оптическую апертуру 0,58 см.

Узкая ширина линии фильтрации не позволяет наглядно показать перестройку всех частотных каналов. Поэтому на рис. 6 приведены типичные зависимости эффективности фильтрации от частоты света при разных значениях частоты ПАВ для аналогичного, но более узкоапертурного фильтра, показанного на рис. 3. Они демонстрируют перестройку АО-фильтра в пределах 40 нм или 5 ТГц (изменение оптических частот от 192,175 до 197,175 ТГц) при изменении частоты ПАВ от 1075 до 1375 МГц. АО-фильтр с сеткой частот 25 ТГц имеет в 10 раз большую оптическую апертуру, поэтому его частотный отклик имеет в 10 раз более узкую ширину линии (12,5 ТГц), и следовательно, фильтр способен перестроить 200 спектральных каналов. В остальном характеристики обоих фильтров идентичны. Следует отметить, что устройство имеет две боковые полосы вследствие прямого прохождения паразитных сигналов (в отсутствие ПАВ) посредством боковых сателлитов *b*. Они определяют верхнюю границу диапазона перестройки фильтра величиной 5,8 ТГц, что вполне достаточно для работы в пределах стандартного или расширенного диапазона, используемого в оптической связи [1].

Коэффициент отражения для ТМ-волн в трехмерном полосковом волноводе обычно много больше, чем для ТЕ-волн, поэтому предлагаемое устройство является поляризационно-зависимым. Для обеспечения поляризационной независимости оно может быть интегрировано с двумя делителями и вращателями поляризации. При этом входящий оптический сигнал делится

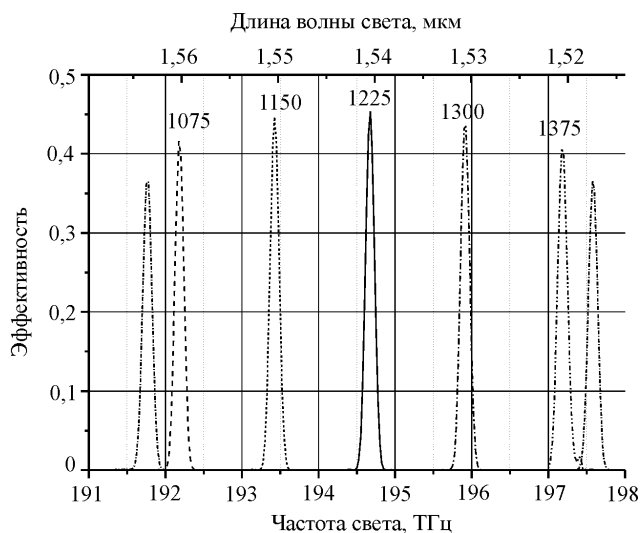


Рис. 6. Спектральные зависимости эффективности фильтрации при разных значениях частоты ПАВ (в МГц). (АО-фильтр с сеткой частот 250 ГГц,  $d = 10$  мкм, оптическая апертура 0,058 см)

на две поляризации (квази-ТЕ и квази-ТМ). Затем сигнал ТЕ-поляризации преобразуется в сигнал ТМ-поляризации. В дальнейшем оба сигнала одновременно фильтруются двумя АО-фильтрами и на выходе устройства второй сигнал тоже проходит аналогичный вращатель поляризации и преобразуется в сигнал ТЕ-поляризации, после чего оба отфильтрованных сигнала объединяются на втором делителе поляризации, выполняющем функцию поляризационного смесителя.

**Заключение.** В работе впервые проведено комплексное исследование новых типов акустооптических фильтров на базе мультиотражательных расширителей пучка. Выполнено численное моделирование в условиях спектрального приближения и с привлечением метода конечных разностей (FDTD). В качестве модели для расчета выбрана одномодовая волноводная структура, состоящая из тонкой пленки (~1,5 мкм) халькогенидного стекла на поверхности ниобата лития. Она интересна тем, что предлагаемые оптические элементы могут быть сравнительно просто изготовлены путем прямого рисования электронным пучком. Для ускорения вычислений трехмерные волноводные структуры были заменены двумерными аналогами.

Предложенный алгоритм расчета позволяет моделировать АО-устройства с высокими конкурентными параметрами. В частности, приводятся результаты моделирования акустооптического перестраиваемого фильтра с оптической апертурой 0,58 см, полоса пропускания которого 0,1 нм (12,5 ГГц) по уровню  $-3$  дБ, что достаточно для перестройки 200 частотных каналов в диапазоне 40 нм (5 ТГц). Фильтр имеет малое время переключения 1,7 мкс, внутренние потери  $-3,6$  дБ, уровень подавления боковых лепестков выше  $-30$  дБ. Удельная ширина линии на единицу длины предлагаемого устройства в 20 раз превосходит теоретический предел для существующих типов АО-фильтров в том же самом материале, но реализованных на обычных принципах (без многолучевого расширения пучка). Предлагаемые новые АО-фильт-

ры на мультиотражательных элементах весьма привлекательны для использования в волоконных линиях связи со спектральным уплотнением.

Авторы выражают благодарность профессору М. Н. Арменизе (Политехнический университет г. Бари, Италия), действительному члену РАН Е. М. Дианову и чл.-корр. РАН С. В. Богданову за поддержку данных исследований. Авторы также выражают благодарность компании “RSoft Design Group, Inc.” за предоставление лицензии и техническую поддержку программного пакета по численному моделированию оптических элементов [10].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Наний О. Е.** Основы технологии спектрального мультиплексирования каналов передачи (WDM) // Lightwave Russian Edition. 2004. N 2. P. 47.
2. **Пичугин Д.** Волокно по-прежнему в избытке // Там же. N 3. P. 16.
3. **Herrmann H., Schäfer K., Schmidt Ch.** Low-loss tunable integrated acoustooptical wavelength filter in LiNbO<sub>3</sub> with strong sidelobe suppression // IEEE Photon. Technol. Lett. 1998. **10**. P. 120.
4. **Nakazawa T., Taniguchi S., Seino M.** Ti : LiNbO<sub>3</sub> acousto-optic tunable filter (AOTF) // FUJITSU Sci. Tech. Journ. 1999. **35**. P. 107.
5. **Пат. № 2182347 РФ.** Акустооптический перестраиваемый фильтр /А. В. Царев. Заявл. 10.05.2002; Оpubл. 10.05.2002, Бюл. № 13.
6. **Pat. N 7.092.139 US.** Acousto-optical variable filter /A. V. Tsarev. Publ. 15.08.2006.
7. **Tsarev A. V.** A new type of small size acousto-optic tunable filter with super narrow optical linewidth // Appl. Phys. B. 2001. **73**. P. 495.
8. **Пат. № 2183337 РФ.** Расширитель пучка /А. В. Царев. Заявл. 10.07.2002; Оpubл. 10.06.2002, Бюл. № 16.
9. **Pat. N 6.836.601 US.** Beam-expanding device /A. V. Tsarev. Publ. 28.12.2004.
10. **www.rsoftdesign.com** (Rsoft Photonic CAD Suite by RSoft Design Group, Inc., ver. 6.04, single license, 2005.)
11. **Tsai C. S.** Guided-Wave Acoustooptics: Interactions, Devices and Applications. Berlin: Springer-Verlag, 1990. Vol. 23. P. 174.
12. **Neuman V., Pitt C. W., Walpita L. M.** Guided-wave holographic grating beam expander – fabrication and performance // Electron. Lett. 1981. **17**. P. 165.
13. **Miller M., Sychugov V. A.** Diffraction element expanding guided beam // Opt. Appl. 1990. **XX**, N 4. P. 353.
14. **Passaro V. M. N., Magno F., Tsarev A. V.** Investigation of thermo-optic effect and multi-reflector tunable filter/multiplexer in SOI waveguides // Opt. Express. 2005. **13**, N 9. P. 3429.
15. **Chiang K. S.** Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides // Appl. Opt. 1986. **25**. P. 2169.
16. **Ярив А., Юх П.** Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987.

*Поступила в редакцию 5 апреля 2006 г.*