

В.М. Шандаров

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ  
УСТРОЙСТВА  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО  
НАЗНАЧЕНИЯ

Учебное пособие

Томск  
2013

Министерство образования и науки  
Российской Федерации  
**Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
профессионального образования**  
**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

В.М. Шандаров

**ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ  
УСТРОЙСТВА  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО  
НАЗНАЧЕНИЯ**

Учебное пособие

Для бакалавров направления 210700.62  
"Инфокоммуникационные технологии и системы  
связи" (профиль - "Оптические системы и сети  
связи")

Томск  
2013

ДК 681.7.068(075.8)

ББК 32.86я73

Ш20

Рецензенты:

профессор Томского государственного университета **А.П. Коханенко**;

профессор Томского государственного университета  
систем управления и радиоэлектроники **В.А. Бурдовичн**

**Шандаров В.М.**

Ш20 Волоконно-оптические устройства технологического назначения: учеб. пособие / В.М. Шандаров. – Томск : Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2013. – 200 с.

Представлен лекционный материал, относящийся к физическим принципам и вопросам построения устройств и приборов на основе волоконно-оптических элементов. Рассмотрены принципы построения волоконно-оптических датчиков физических воздействий при амплитудной, поляризационной, частотной и фазовой модуляции световых полей в волоконно-оптических элементах; распределенных волоконно-оптических измерительных систем; волоконно-оптических лазеров. Приведены характеристики некоторых современных волоконно-оптических устройств и приборов, выпускаемых зарубежными и отечественными компаниями.

Для бакалавров направления 210700.62 "Инфокоммуникационные технологии и системы связи" (профиль - "Оптические системы и сети связи").

УДК 681.7.068(075.8)

ББК 32.86я73

© Шандаров В.М., 2013

© Томск. гос. ун-т систем упр.  
и радиоэлектроники, 2013

## Оглавление

Предисловие.....	7
Введение.....	8
1. Плоские световые волны	
1.1. Волновое уравнение для безграничной среды.....	10
1.2. Решение волнового уравнения — плоские волны.....	11
1.3. Гармонические плоские волны .....	12
1.4. Распространение плоской волны в произвольном направлении .....	13
1.5. Поляризация плоских электромагнитных волн.....	15
2. Основные элементы теории и техники волоконно- оптических устройств и систем	
2.1. Основные характеристики оптического излучения .....	19
2.2. Общие достоинства волоконных световодов .....	22
2.3. Преобразование физической величины в волоконно- оптических датчиках .....	23
2.4. Основные параметры ВОД.....	26
3. Оптические элементы волоконно-оптических датчиков	
3.1. Градиентные линзы.....	29
3.2. Делители и сумматоры световых пучков.....	31
3.3. Поляризаторы .....	32
3.4. Фазовые пластинки .....	34
3.5. Оптические изоляторы.....	35
3.6. Модуляторы света .....	37
3.7. Устройства сдвига частоты света .....	40
3.8. Некоторые интегрально-оптические компоненты .....	41
3.9. Волоконные световоды.....	47
4. Волоконно-оптические датчики с волокном в качестве линии передачи	
4.1. Принцип построения.....	60
4.2. Модуляция параметров световых волн и используемые для этого эффекты.....	61
4.3. Амплитудные датчики (датчики на основе изменения интенсивности света) .....	63
4.4. Поляризационные датчики .....	77

4.5. Датчики на основе сдвига частоты света .....	84
5. Волоконно-оптические датчики с волокном в качестве чувствительного элемента	
5.1. Деление по способу модуляции .....	89
5.2. ВОД не интерферометрического типа.....	89
5.3. Волоконно-оптические интерферометрические датчики .....	97
6. Датчики на основе волоконно-оптических брэгговских решеток	
6.1. Методы формирования волоконно-оптических брэгговских решеток .....	120
6.2. Длиннопериодные волоконные решетки и методы их изготовления .....	123
6.3. Источники излучения, используемые для индуцирования волоконных решеток.....	125
6.4. Фоточувствительные стекла.....	126
6.5. Информативные параметры отклика волоконно- оптических брэгговских решеток .....	128
6.6. Отклик волоконно-оптических брэгговских решеток на воздействия .....	129
6.7. Обработка спектров сигналов в волоконно- оптических брэгговских решетках.....	131
6.8. Обработка сигналов волоконно-оптических брэгговских решеток управляемыми спектральными фильтрами .....	132
6.9. Разделение вкладов изменения температуры и упругих деформаций в датчиках на основе брэгговских решеток .....	134
7. Волоконно-оптические гироскопы	
7.1. Гироскоп как элемент инерциальных навигационных систем.....	137
7.2. Принцип действия оптического гироскопа.....	138
7.3. Предельные возможности измерения угловой скорости .....	141
7.4. Методы повышения чувствительности волоконно- оптических гироскопов.....	142

7.5. Повышение стабильности волоконно-оптических гироскопов.....	146
7.6. Факторы, ограничивающие разрешающую способность волоконно-оптических гироскопов .....	147
7.7. Волоконно-оптические гироскопы компании «Оптолинк» .....	147
8. Распределенные волоконно-оптические датчики и измерительные системы	
8.1. Классификация волоконно-оптических измерительных систем .....	153
8.2. Квазираспределенные волоконно-оптические датчики .....	154
8.3. Волоконно-оптические датчики на основе эффектов рассеяния света .....	156
8.4. Метод оптической импульсной временной рефлектометрии .....	165
8.5. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы.....	172
9. Волоконно-оптические лазеры	
9.1. Достоинства волоконно-оптических лазеров .....	175
9.2. Особенности конструкции непрерывных волоконных лазеров .....	175
9.3. Мощные непрерывные волоконные лазеры.....	177
9.4. Характеристики современных волоконно-оптических лазеров российского производства .....	180
9.5. Волоконные рамановские лазеры .....	182
9.6. Применение волоконных лазеров в медицине .....	187
Заключение.....	191
Список литературы.....	192
Список основных сокращений и обозначений .....	195

## **Предисловие**

Учебное пособие отражает основные разделы лекционного курса по дисциплине «Волоконно-оптические устройства и системы технологического назначения» специальности 210401 «Физика и техника оптической связи». Цель пособия — изложить физические основы построения волоконно-оптических датчиков различных физических воздействий, использующих разные типы модуляции параметров оптического излучения, а также познакомить читателя с разными конструкциями подобных устройств, в том числе с конструкциями и характеристиками элементов и устройств выпускаемых промышленностью.

Материал курса разбит на 9 тематических разделов: «Плоские световые волны», «Основные элементы теории и техники волоконно-оптических устройств и систем», «Оптические элементы ВОД», «Волоконно-оптические датчики с оптическим волокном в качестве линии передачи», «Волоконно-оптические датчики с волокном — чувствительным элементом», «Датчики на основе волоконно-оптических брэгговских решеток», «Волоконно-оптические гироскопы», «Распределенные волоконно-оптические датчики и измерительные системы», «Волоконно-оптические лазеры».

Учебное пособие может быть полезно бакалаврам и магистрам, обучающимся по направлению 210700.62 "Инфокоммуникационные технологии и системы связи" (профиль - "Оптические системы и сети связи"), а также аспирантам и инженерам, специализирующимся в области волоконной оптики и оптоэлектроники.

## Введение

Волоконная оптика вошла в нашу жизнь, и мы сталкиваемся с ней очень часто, иногда даже не догадываясь об этом. Так, работая в Internet, мы не задумываемся о том, что дает нам такую возможность. А ее обеспечивают, наряду с современными, ставшими уже привычными, высокопроизводительными компьютерами и сложным электронным оборудованием связанных систем, линии передачи, использующие в большинстве случаев оптическое волокно.

Системы связи — основная область применения волоконной оптики. Основная, но не единственная. Они относятся к более широкому классу систем сбора, обработки и распределения измерительной информации. Одними из важнейших элементов *измерительных* систем являются чувствительные элементы, т.е. *датчики измеряемых величин*. Информационно-измерительные системы должны органично сочетать каналы передачи информации с чувствительными элементами, поэтому предпочтительно получать в чувствительных элементах сигналы той же природы, что используются в канале передачи. Для волоконно-оптических систем, таким образом, желательно иметь чувствительные элементы оптического типа. Поэтому появление волоконно-оптических датчиков (ВОД) можно считать закономерным шагом в развитии современной науки и техники. Естественно, что существенную роль в этом сыграло изобретение самого оптического волокна и бурное развитие оптоэлектроники в 70-е годы прошлого века. В последнее время предложен и реализован целый ряд волоконно-оптических распределенных измерительных систем, что явилось результатом прогресса в области разработки ВОД.

Наряду с ВОД на основе волоконно-оптических элементов к настоящему времени создан целый ряд оптических устройств и приборов научно-технического и медицинского назначения. Это волоконно-оптические лазеры и усилители, терапевтические и хирургические лазерные приборы, волоконно-оптические устройства памяти для оптических

процессоров. В последние два-три года достигнут значительный прогресс в технологии получения фотонно-кристаллических волоконных световодов, что открывает новые возможности для реализации различных нелинейно-оптических эффектов и устройств, в частности для генерации сверхширокополосного оптического излучения с высокой пространственной когерентностью (supercontinuum generation).

# 1. ПЛОСКИЕ СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ

## 1.1. Волновое уравнение для безграничной среды

В рамках классической физики свет представляется в виде электромагнитных волн определенного диапазона. В случае диэлектрической безграничной однородной изотропной среды сторонние токи и заряды отсутствуют и уравнения Максвелла в дифференциальной форме для векторов напряженностей электрического и магнитного полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  принимают вид [1]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon_a \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.1a)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_a \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1.1б)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad (1.1в)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (1.1г)$$

где  $\varepsilon_a$  и  $\mu_a$  — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

Основные закономерности распространения световых волн в пространстве определяются волновым уравнением. Для вектора  $\vec{E}$  его можно получить из уравнения (1.1б), применив к обеим его частям операцию  $\operatorname{rot}$ :

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\mu_a \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{H}.$$

Используя (1.1a), приводим его к виду

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\mu_a \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon_a \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = -\mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (1.2)$$

Полученное уравнение связывает пространственные и временные производные вектора  $\vec{E}$ . Это и есть волновое уравнение. Преобразуем его, учитывая известное соотношение векторного анализа и условие  $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ :

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E}.$$

В итоге волновое уравнение примет вид

$$\nabla^2 \bar{E} - \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.3)$$

Аналогичным путем можно получить волновое уравнение для вектора  $\bar{H}$  :

$$\nabla^2 \bar{H} - \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.4)$$

## 1.2. Решение волнового уравнения — плоские волны

Найдем простейшее решение волнового уравнения. Пусть поле  $\bar{E}$  зависит только от пространственной координаты  $z$ . Тогда

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{E}}{\partial y} = 0, \quad \nabla^2 \bar{E} = \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2}.$$

В этом случае приходим к одномерному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} - \varepsilon_a \mu_a \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.5)$$

Так как в диэлектрической среде электрические заряды отсутствуют, то из условия  $\operatorname{div} \bar{D} = 0$  получаем  $\frac{dE_z}{dz} = 0$ , что приводит к решению вида  $E_z = \text{const}$ . Это соответствует электростатическому случаю, который не удовлетворяет рассматриваемым условиям переменного поля. Таким образом, полагаем  $E_z = 0$  и решение волнового уравнения может иметь только поперечную (относительно направления распространения) компоненту поля  $\bar{E}$ .

Для простоты положим  $E_y = 0$ , а  $E_x \neq 0$ . Соответственно выражение (1.5) принимает вид скалярного одномерного волнового уравнения:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0. \quad (1.6)$$

Его форма подсказывает конструкцию его решения. Очевидно, что переменные  $z$  и  $t$  должны входить в выражение для поля  $E_x$  одинаковым образом. Поэтому решение можно представить в виде плоской скалярной волны:

$$E_x(t, z) = E_{x1} \left( t - \frac{z}{v} \right) + E_{x2} \left( t + \frac{z}{v} \right), \quad (1.7)$$

где  $v = \frac{1}{\sqrt{\mu_a \epsilon_a}}$  — скорость распространения волны в среде,

а первое и второе слагаемые соответствуют волнам, бегущим в направлениях  $+z$  и  $-z$  соответственно.

Но  $\mu_a \epsilon_a = \mu_0 \epsilon_0 \mu_r \epsilon_r$ . Тогда  $v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu_r \epsilon_r}} = \frac{c}{n}$ , где  $\mu_r = \frac{\mu_a}{\mu_0}$

и  $\epsilon_r = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_0}$  — относительные магнитная и диэлектрическая

проницаемости среды;  $n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$  — ее показатель преломления.

Постоянные  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м;  $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$  Ф/м;  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с.

### 1.3. Гармонические плоские волны

Если при  $z=0$  существует возмущение вида  $E(t) = E_m \cos(\omega t + \varphi)$ , то согласно (1.7) получим:

$$\left. \begin{aligned} E_1(z, t) &= E_{m1} \cos \left[ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) + \varphi \right], \\ E_2(z, t) &= E_{m2} \cos \left[ \omega \left( t + \frac{z}{v} \right) + \varphi \right]. \end{aligned} \right\} \quad (1.8)$$

Таким образом, данному возмущению соответствуют две гармонические плоские волны, бегущие в направлениях  $+z$  и  $-z$ . Мгновенное значение возмущения в некоторой точке определяется амплитудой  $E_m$  волны и ее фазой  $\omega \left( t \pm \frac{z}{v} \right) + \varphi$ .

Выражение для фазы волны принято записывать в форме  $\omega t \pm kz + \varphi$ ,

где  $k = \frac{\omega}{v}$  — волновое число. Если  $E_m$  не зависит от поперечных координат, то волна называется однородной.

Геометрическое место точек, в которых фаза волны  $\omega t \pm kz + \varphi = \text{const}$ , называется волновым или фазовым фронтом.

В некоторый фиксированный момент времени  $t=t_0$  фаза плоской волны  $\omega t \pm kz + \varphi = \text{const}$  при фиксированном значении  $z$ , то есть волновой фронт представляет собой плоскость, нормальную к оси  $z$ . Поэтому волна называется плоской.

При изменении времени на величину  $\Delta t$  волновой фронт в пространстве смещается на расстояние  $\Delta z$ . При этом  $\omega \Delta t - k \Delta z = 0$ , так как фаза волны определяется выбранным волновым фронтом. Отсюда

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\Delta z}{\Delta t} = v_{\phi}, \quad (1.9)$$

где  $v_{\phi}$  — фазовая скорость волны. В пространстве изменение фазы  $\Delta \varphi = 2\pi$  соответствует расстоянию, равному длине волны  $\lambda$ . Поскольку  $\Delta \varphi = k\lambda = 2\pi$ , то  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Таким образом, смысл волнового числа заключается в том, что оно определяет число длин волн, укладывающихся на отрезке длиной  $2\pi$ .

## 1.4. Распространение плоской волны в произвольном направлении

При распространении плоской волны в произвольном направлении, не совпадающем с какой-либо координатной осью декартовой системы, все компоненты оператора  $\bar{\nabla}$  в заданной системе координат могут быть отличны от нуля. Однако и в этом случае плоская волна остается поперечной и для ее описания используется уравнение

$$\nabla^2 E_\tau - \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 E_\tau}{\partial t^2} = 0 \quad (1.10a)$$

или

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_\tau - \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 E_\tau}{\partial t^2} = 0, \quad (1.10б)$$

где  $E_\tau$  — поперечные компоненты вектора  $\vec{E}$ . Решением данного уравнения является гармоническая плоская волна:

$$E(\vec{r}, t) = E_m \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (1.11)$$

Здесь для простоты полагается, что начальная фаза  $\varphi = 0$ , а вектор  $\vec{k}$  — это волновой вектор, параллельный единичному вектору нормали к фазовому фронту  $\vec{n}$ . Величина и направление волнового вектора  $\vec{k}$  определяются соотношением

$$\vec{k} = \vec{n} \frac{\omega}{v} = \vec{n} \omega \sqrt{\mu_a \varepsilon_a} = \frac{\omega}{v} (\bar{x}_0 n_x + \bar{y}_0 n_y + \bar{z}_0 n_z),$$

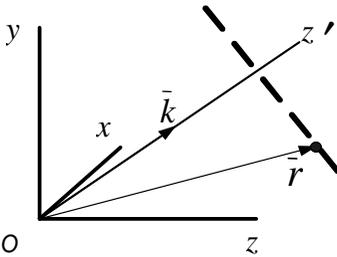


Рис. 1.1. Система координат для определения поля волны, бегущей в произвольном направлении

где  $n_x$ ,  $n_y$  и  $n_z$  — декартовы координаты единичного вектора  $\vec{n}$ .

Представим себе некоторую новую систему координат  $x'y'z'$ , введенную таким образом, что плоская волна распространяется вдоль оси  $Oz'$  (рис. 1.1). Тогда фаза рассматриваемой плоской волны будет определяться величиной  $\omega t - kz'$ . Для описания поля волны и вводится вектор  $\vec{k} = \vec{n}k$ . Его модуль равен волновому числу  $k$ , а сам он направлен по движению волны. Положение точки пространства с координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z$  (в старой системе координат), в которой необходимо записать выражение для поля плоской

волны, определяется ее радиусом-вектором  $\vec{r} = \bar{x}_0 x + \bar{y}_0 y + \bar{z}_0 z$ . Эта точка лежит на плоскости равной фазы  $z' = \text{const}$ . Тогда фаза поля в данной точке в новой координатной системе будет определяться проекцией радиуса-вектора  $\vec{r}$  на направление движения волнового фронта, т.е.  $kz' = \vec{k} \cdot \vec{r}$ . Для перехода к координа-

там  $x, y, z$  старой системы представим волновой вектор в виде  $\vec{k} = k\vec{z}'_0 = k(\bar{x}_0 \cos \alpha + \bar{y}_0 \cos \beta + \bar{z}_0 \cos \gamma)$ , где  $\alpha, \beta, \gamma$  — углы между единичным вектором нормали к волновому фронту волны  $\vec{z}'_0$  и осями  $x, y, z$  старой системы координат. В итоге фаза волны в этой координатной системе будет иметь вид

$$kz' = \vec{k} \cdot \vec{r} = k(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma). \quad (1.12)$$

В результате получаем записанное ранее выражение (1.11) для поля плоской волны, направление распространения которой определяется волновым вектором  $\vec{k}$ .

## 1.5. Поляризация плоских электромагнитных волн

Электромагнитная волна с векторами  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , направление которых может быть однозначно определено в любой момент времени в любой точке пространства, называется *поляризованной* [2–4].

При случайных положениях векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в пространстве световое поле является *неполяризованным*.

*Плоскость поляризации* — это плоскость, проходящая через вектор  $\vec{E}$  и направление распространения волны. В зависимости от того, какую фигуру описывает конец вектора  $\vec{E}$  в пространстве при распространении плоской световой волны, различают *линейную, круговую и эллиптическую* поляризации.

Математически волну с произвольным видом поляризации, распространяющуюся вдоль оси  $Oz$  в декартовой системе координат, можно представить в виде двух составляющих:

$$\vec{E}_x = \bar{x}_0 E_{1m} \cos(\omega t - kz), \quad (1.13a)$$

$$\vec{E}_y = \bar{y}_0 E_{2m} \cos(\omega t - kz - \varphi). \quad (1.13б)$$

В общем случае эти составляющие в плоскости, ортогональной волновому вектору, имеют разные амплитуды и сдвинуты

по фазе друг относительно друга. Рассмотрим плоскость  $z=0$ , для которой выражения (1.13а), (1.13б) принимают вид

$$\frac{E_x}{E_{1m}} = \cos(\omega t), \quad (1.14)$$

$$\frac{E_y}{E_{2m}} = \cos(\omega t) \cdot \cos \varphi + \sin(\omega t) \cdot \sin \varphi. \quad (1.15)$$

Проследим, как изменяется положение вектора  $\vec{E}$  в плоскости  $xOy$ . Для этого исключим из данных уравнений временной множитель, полагая

$$\cos(\omega t) = \frac{E_x}{E_{1m}}, \quad \sin(\omega t) = \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{E_{1m}^2}}.$$

В результате, преобразуя уравнение (1.15), получим:

$$\left(\frac{E_x}{E_{1m}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{2m}}\right)^2 - 2\frac{E_x}{E_{1m}}\frac{E_y}{E_{2m}}\cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (1.16)$$

Рассмотрим характерные виды поляризации плоской волны, соответствующие различным фазовым сдвигам между составляющими вектора  $\vec{E}$  вдоль осей  $x$  и  $y$ .

1. *Фазовый сдвиг*  $\varphi=0$ . При этом  $\left(\frac{E_x}{E_{1m}} - \frac{E_y}{E_{2m}}\right)^2 = 0$ , откуда получим:

$$\frac{E_x}{E_{1m}} = \frac{E_y}{E_{2m}} \quad \rightarrow \quad E_y = \frac{E_{2m}}{E_{1m}} E_x. \quad (1.17)$$

Видим, что это уравнение прямой с наклоном к оси  $Ox$ , определяемым отношением  $\frac{E_{2m}}{E_{1m}}$ . Действительно, при синфазном изменении составляющих  $E_x \sim \cos \omega t, E_y \sim \cos \omega t$  результирующий вектор  $\vec{E}$  изменяет только свою величину, а

угол наклона плоскости, в которой он лежит, относительно поперечных координатных осей не изменяется. Очевидно, что поляризация будет линейной при выполнении условий  $\varphi = n\pi$  ( $n=0, \pm 1, \dots$ ). Выражение для поля плоской волны с линейной поляризацией

в общем случае можно записать в форме

$$\begin{aligned}\bar{E} &= (\bar{x}_0 E_{1m} + \bar{y}_0 E_{2m}) \cos(\omega t - kz) = \\ &= E_0 (\bar{x}_0 \cos \alpha + \bar{y}_0 \sin \alpha) \cos(\omega t - kz),\end{aligned}\quad (1.18)$$

где  $\alpha = \arctg(E_{2m} / E_{1m})$ . В частных случаях при поляризации света в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$  получим соответственно:

$$\bar{E} = E_0 \bar{x}_0 \cos(\omega t - kz), \quad \bar{E} = E_0 \bar{y}_0 \cos(\omega t - kz).$$

2. *Фазовый сдвиг*  $\varphi = 90^\circ$ . При этом из (1.16) получаем:

$$\left(\frac{E_x}{E_{1m}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{2m}}\right)^2 = 1. \quad (1.19)$$

Это уравнение эллипса с большой и малой полуосями, ориентированными по осям  $x$  и  $y$ . Направление вращения вектора  $\bar{E}$  определяется знаком  $\varphi$ . При  $\varphi = 90^\circ$  из (1.136) следует:  $E_x = E_0 \cos(\omega t)$ ,  $E_y = E_0 \cos(\omega t - 90^\circ) = E_0 \sin(\omega t)$ . Вращение вектора  $\bar{E}$  в этом случае происходит по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления распространения волны. Такую поляризацию называют левой эллиптической поляризацией. Для фазового сдвига  $\varphi = -90^\circ$  вектор  $\bar{E}$  вращается в противоположном направлении — это правое вращение. Если выполняется условие  $E_{1m} = E_{2m}$ , то эллипс превращается в окружность, а поляризацию называют круговой. В случае круговой поляризации выражение для поля плоской волны может быть записано в виде

$$\bar{E} = E_0 [\bar{x}_0 \cos(\omega t - kz) + \bar{y}_0 \sin(\omega t - kz)], \quad (1.20)$$

или в комплексной форме записи:

$$\vec{E} = E_0 (\bar{x}_0 \pm i \bar{y}_0) \exp[i(\omega t - kz)]. \quad (1.21)$$

Волна с круговой поляризацией представляется суммой двух линейно поляризованных волн с одинаковыми частотами и фазовым сдвигом  $\pi/2 \pm m\pi$ . В свою очередь линейно поляризованная волна может быть представлена в виде суммы волн правой и левой круговой поляризации. Действительно, взяв для определенности волну с линейной поляризацией в плоскости  $xOz$ , представим ее поле в виде

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_0 \bar{x}_0 \exp[i(\omega t - kz)] = \frac{E_0}{2} [(\bar{x}_0 + i\bar{y}_0) + (\bar{x}_0 - i\bar{y}_0)] \times \\ &\times \exp[i(\omega t - kz)] = \frac{E_0}{2} (\bar{x}_0 + i\bar{y}_0) \exp[i(\omega t - kz)] + \\ &+ \frac{E_0}{2} (\bar{x}_0 - i\bar{y}_0) \exp[i(\omega t - kz)]. \end{aligned} \quad (1.22)$$

3. *Произвольный фазовый сдвиг  $\varphi$* . В этом случае поляризация

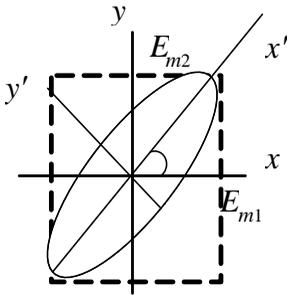


Рис. 1.2. Ориентация эллипса поляризации при произвольном  $\varphi$

электромагнитных волн также эллиптическая, но направления главных осей эллипса поляризации не совпадают с координатными осями  $x$  и  $y$ . Эллипс вписан в прямоугольник с размерами сторон  $2E_{m1}$  и  $2E_{m2}$  (рис. 1.2). Угол  $\psi$  между направлением главной оси эллипса поляризации и осью  $x$  можно выразить через амплитуды компонент  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$  и фазовый сдвиг  $\varphi$  следующим образом [3]:

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2E_{1m}E_{2m}}{E_{1m}^2 - E_{2m}^2} \cos \varphi. \quad (1.23)$$

Выражение для поля плоской световой волны, распространяющейся в направлении оси  $Oz$ , при ее эллиптической поляризации в комплексной форме принимает вид

$$\vec{E} = [\bar{x}_0 E_{1m} + \bar{y}_0 E_{2m} \exp(-i\varphi)] \exp[i(\omega t - kz)]. \quad (1.24)$$

## 2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И ТЕХНИКИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ И СИСТЕМ

### 2.1. Основные характеристики оптического излучения

Важнейшими характеристиками оптического излучения являются *энергия* и *мощность излучения*. Энергия ( $W$ ) измеряется в джоулях (Дж). Мощность ( $P$ ) — это количество энергии (излучаемой или принятой) в единицу времени.

В различных случаях, имея дело с электромагнитным излучением, используют *энергетические* или *фотометрические* характеристики [2, 5]. Первые относятся к излучению любой частоты (длины волны), а вторые — к излучению видимого диапазона. Введение фотометрических характеристик обосновано необходимостью учета спектральной зависимости чувствительности глаза человека к световому излучению, что особенно важно при проектировании различных оптических приборов.

#### Энергетические характеристики источников излучения

В качестве основных используются следующие энергетические характеристики источников излучения [5].

$M_s$  — поверхностная плотность мощности излучения ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ):

$$M_s = \Delta P / \Delta A,$$

где  $A$  — площадь поверхности;  $P$  — световая мощность.

$I_s$  — энергетическая сила излучения ( $\text{Вт}/\text{ср}$ ):

$$I_s = \Delta P / \Delta \Omega .$$

Она определяет отношение мощности точечного источника излучения к телесному углу  $\Omega$ , в пределах которого распространяется излучение.

Стерadian (ср) — единица измерения телесного угла. Один стерадиан соответствует телесному углу, вырезающему на сфере, описанной вокруг вершины угла, поверхность, площадь

которой равна квадрату радиуса сферы. Полная сфера образует телесный угол, равный  $4\pi$ .

Неточечные источники характеризуются энергетической яркостью излучения (лучистостью), равной отношению мощности излучения к телесному углу, в котором она распространяется, и к площади излучающей поверхности ( $\text{Вт/ср}\cdot\text{м}^2$ ):

$$L_3 = [\Delta P / \Delta A \cdot \Delta \Omega] \cos(\varphi),$$

где  $\varphi$  — угол между нормалью к поверхности  $A$  и направлением наблюдения.

Важной энергетической характеристикой источников излучения является их эффективность  $\eta$ , или коэффициент полезного действия (КПД):

$$\eta = P / P_{\text{пит}},$$

где  $P_{\text{пит}}$  — мощность, подводимая к источнику.

### **Характеристики приемников излучения**

Основной характеристикой приемников излучения является энергетическая освещенность, или облученность  $E_3$  ( $\text{Вт/м}^2$ ):

$$E_3 = \Delta P_{\text{п}} / \Delta A_{\text{п}},$$

где  $P_{\text{п}}$  и  $A_{\text{п}}$  — мощность, падающая на фотоприемник, и его площадь.

### **Фотометрические характеристики**

Зависимость относительной спектральной чувствительности глаза человека  $K_\lambda$  от длины волны света в видимом диапазоне длин волн при высокой яркости определяется усредненной кривой, принятой за стандартную [2] (рис. 2.1).

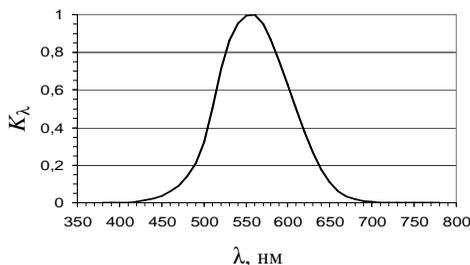


Рис. 2.1. Зависимость относительной спектральной чувствительности глаза человека от длины волны света

При низкой яркости кривая сохраняет свою форму, но ее максимум смещается в коротковолновую область. Для очень слабого света он наблюдается при  $\lambda \approx 507$  нм.

Приведем основные фотометрические характеристики.

$I_\Phi$  — сила света (соответствует энергетической силе света  $I_\nu$ ):

$$I_\Phi = \Delta\Phi / \Delta\Omega,$$

где  $\Phi$  — световой поток (часть световой мощности, проходящая на область чувствительности глаза). Величина  $I_\Phi$  измеряется в канделах (кд), 1 кд — это сила света в данном направлении от источника монохроматического излучения частоты  $540 \cdot 10^{12}$  Гц при энергетической силе света в этом направлении, равной  $1/683$  Вт/ср.

Световой поток  $\Phi$  измеряется в люменах (лм), 1 лм — это световой поток, испускаемый однородным точечным источником в телесном угле 1 ст при силе света 1 кд. Таким образом,

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot \text{ср}.$$

Мощность излучения 1 Вт, создаваемая монохроматическим источником света на длине волны  $\lambda = 0,555$  мкм, соответствует световому потоку  $\sim 680$  лм, воспринимаемому глазом.

Световая энергия  $Q$  (лм·с):

$$Q = \int_0^t \Phi dt.$$

Фотометрический аналог поверхностной плотности мощности излучения  $M_\phi$ , называемый светимостью ( $\text{лм}/\text{м}^2$ ):

$$M_\phi = \Delta\Phi/\Delta A.$$

$L_\phi$  — яркость ( $\text{кд}/\text{м}^2$ ) для неточечного источника — аналог энергетической яркости излучения. Это отношение светового потока  $\Phi$  в телесном угле к размеру излучающей поверхности, расположенной под углом  $\phi$  к направлению наблюдения:

$$L_\phi = [\Delta\Phi/\Delta A \cdot \Delta\Omega] \cos(\phi).$$

Световая эффективность, или светоотдача ( $\text{лм}/\text{Вт}$ )

$$\eta_\phi = \Phi/P_{\text{пит}}.$$

Для приемников — освещенность  $E_\phi = \Delta\Phi/\Delta A$ . Единица измерения освещенности — люкс (лк),  $1 \text{ лк} = 1 \text{ лм}/\text{м}^2$ .

Переход от фотометрических характеристик к энергетическим осуществляется с учетом величины спектральной чувствительности глаза на данной длине волны:

$$P = \Phi/683K_\lambda.$$

## 2.2. Общие достоинства волоконных световодов

Широкое использование волоконных световодов (ВС) в оптических системах и приборах обусловлено уникальным набором их физических, физико-химических и эксплуатационных свойств. К ним относятся [5, 6]:

1) широкая полоса пропускания (до нескольких терагерц). Это связано с тем, что область прозрачности типичных диэлектрических материалов (кварц, стекло, некоторые полимерные

материалы) простирается от ближнего ультрафиолетового до ближнего инфракрасного диапазона;

2) малые оптические потери (до 0,2 дБ/км для кварцевых ВС);

3) малая масса (30 г/км без защитной оболочки);

4) эластичность (минимальный радиус изгиба ВС составляет порядка 2–5 мм);

5) механическая прочность (нагрузка на разрыв до 7 кг);

6) отсутствие перекрестных помех;

7) безындукционность — в оптическом волокне отсутствует эффект электромагнитной индукции. Соответственно оптическому волокну присуща грозобезопасность и стойкость к воздействию мощных электромагнитных импульсов;

8) взрывобезопасность вследствие абсолютной неспособности оптического волокна быть причиной образования искры;

9) высокая электроизоляционная прочность (волокно длиной ~20 см выдерживает напряжение до 10 кВ);

10) высокая коррозионная стойкость, особенно к химическим растворителям, маслам, воде.

Для волоконно-оптических датчиков (ВОД) существенное значение имеют 4 последних фактора, определяющие их эксплуатационные характеристики и преимущества перед измерительными устройствами других типов.

### **2.3. Преобразование физической величины в волоконно-оптических датчиках**

#### **Классификация ВОД**

С точки зрения функционального назначения оптического волокна все ВОД можно разделить на два класса:

- 1) ВОД, в которых ОВ выполняет функции линии передачи;
- 2) ВОД, в которых ОВ играет роль чувствительного элемента.

*ВОД — это измерительный преобразователь, содержащий отрезок волоконного световода либо оптический элемент, оптические свойства которого зависят от внешнего воздействия, а также отрезки волоконных световодов, подводящие и отводящие оптическое излучение от места взаимодействия чувствительного элемента с внешним воздействием, соединенные с источником и приемником излучения.*

#### **Преобразование физической величины в ВОД**

При измерении любой физической величины в измерительном приборе, в том числе в ВОД, выполняется несколько последовательных взаимосвязанных преобразований [5, 6]. Для ВОД можно выделить следующие (рис. 2.2) [5]:

- предварительное преобразование физического воздействия;
- преобразование физического эффекта;
- модуляционное преобразование;
- фотоприемное преобразование.

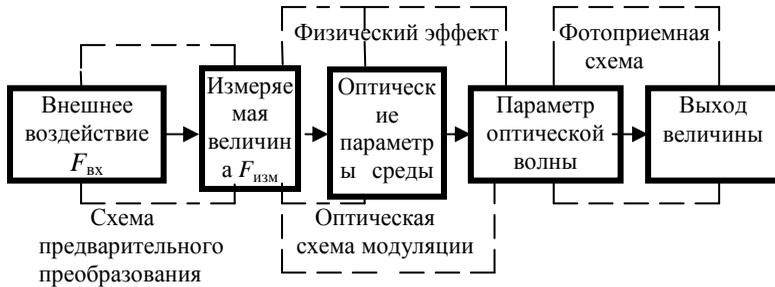


Рис. 2.2. Структурная схема преобразования физической величины

Внешнее воздействие может представлять собой напряженности электрического и магнитного полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , ток  $I$ , температуру  $T$ , линейное ускорение  $\vec{a}$ , угловую и линейную скорости  $\omega$  и  $\vec{v}$ , силу  $\vec{F}$  и так далее. В принципе, внешнее воздействие может быть электрического, магнитного, теплового, механического, химического, радиационного и других типов.

*Предварительное преобразование физического воздействия* необходимо, если внешнее воздействие непосредственно измерить нельзя или в наличии уже имеется ВОД для измерения какого-либо другого физического воздействия. Примерами могут служить преобразование изменения температуры объекта в механическое смещение за счет эффекта теплового расширения материала; преобразование электрического напряжения

либо напряженности магнитного поля в механическое смещение за счет пьезоэлектрического эффекта и эффекта магнитострикции и т.д.

В схеме предварительного преобразования используются разные физические принципы — механический, электромеханический, магнитомеханический, электромагнитный и т.д.

*Преобразование физического эффекта* заключается в том, что измеряемая величина ( $\bar{E}$ ,  $\bar{H}$ ,  $I$ ,  $T$ ,  $\bar{F}$  и т.д.) вследствие какого-либо физического эффекта (*электрооптического, магнитооптического, пьезоэлектрического, акусто- или пьезооптического* и т.д.) приводит к изменению оптических параметров среды, по которой распространяется излучение (например, показателя преломления  $n$ , коэффициента поглощения света  $\alpha$ , линейных размеров элемента).

*Оптическая схема модуляции* связывает изменение оптического параметра  $x_i$  среды, индуцированное измеряемой физической величиной, с параметром проходящей через датчик световой волны  $y_i$  (амплитудой, фазой, состоянием поляризации, длиной волны  $\lambda$ , временем задержки импульса отклика  $t$ , пространственными координатами регистрируемого излучения  $X, Y$ ).

Используются следующие принципы действия оптических схем модуляции.

*Амплитудная модуляция*, которая реализуется в результате:

– изменения отражательной (или пропускающей) способности среды;

- нарушения режима полного внутреннего отражения;
- управляемой связи между оптическими волноводами;
- изменения поглощения среды и т.д.

*Фазовая модуляция*, которая возможна вследствие:

– изменения длины оптического элемента или оптической длины пути света в среде;

- изменения поперечных размеров волноводного элемента.

*Поляризационная модуляция, осуществляемая:*

– поворотом плоскости поляризации (например, вследствие эффекта Фарадея);

– изменением типа поляризации (например, вследствие эффекта индуцированного двулучепреломления).

*Частотная модуляция, возникающая:*

– при отражении света от движущихся объектов (эффект Доплера);

- при смещении края полосы поглощения полупроводников под влиянием электрического поля (эффект Франца – Келдыша);
- при зависимости характеристик эффекта люминесценции от внешнего воздействия.

*Фотоприемное преобразование* осуществляется фотоприемными схемами и используется для детектирования и измерения изменений оптического параметра среды. Такие схемы непосредственно измеряют световую мощность, для чего в фото-

приемную часть могут включаться дополнительные устройства:

- интерферометрическая схема;
- анализатор угла поворота плоскости поляризации световой волны;
- светофильтр или спектрально-чувствительный фотоприемник;
- позиционно-чувствительный фотоприемник.

В конечном итоге окончательно регистрируемой величиной в большинстве случаев является величина тока на выходе фотоприемника.

В качестве одного из принципов классификации ВОД используют различие в оптических схемах модуляции, которое определяет как способ преобразования измеряемого воздействия в изменение параметров оптического излучения, так и предварительное и фотоприемное преобразования.

## 2.4. Основные параметры ВОД

Связь выходного тока фотоприемника  $I_{\text{ФП}}$  ВОД с величиной внешнего воздействия  $F_{\text{вх}}$  определяется функцией преобразования ВОД. Это сложная многоступенчатая зависимость:

$$I_{\text{ФП}} = S_{\text{ФП}} k_{\text{п}} P_{\text{ИИ}}(I_{\text{ИИ}}) f_{\text{ФП}}\{y_i[x_i(F_{\text{изм}}(F_{\text{вх}}))]\},$$

где  $P_{\text{ИИ}}(I_{\text{ИИ}})$  — мощность оптического излучения, создаваемого источником излучения при протекании по нему тока  $I_{\text{ИИ}}$ , Вт;

$f_{\text{ФП}}$  — функция фотоприемного преобразования;

$S_{\text{ФП}}$  — интегральная чувствительность фотоприемника, мА/Вт;

$k_{\text{п}}$  — коэффициент потерь мощности оптического излучения при  $F_{\text{вх}}=0$ ;

$x_i$  — изменение оптического параметра среды, индуцированное измеряемой физической величиной;

$y_i$  — параметр световой волны (амплитуда, фаза, угол поворота плоскости поляризации, длина волны  $\lambda$ , время задержки импульса отклика  $t$ , пространственные координаты регистрируемого излучения  $X, Y$ ).

## Характеристики ВОД

Характеристика ВОД представлена линейной зависимостью выходной величины  $U$  от входного воздействия  $F_{\text{вх}}$  (рис. 2.3). Ниже даются определения некоторых типовых характеристик ВОД как измерительных преобразователей:

1) диапазон входных воздействий  $F_{\text{вх}}$ :  $F_{\text{вх. мин}} - F_{\text{вх. макс}}$  ;

2) основная погрешность  $\delta$ , %:

$$\delta = |(U_{\text{р}} - U_{\text{ид}})_{\text{макс}} / U_{\text{р. макс}}| \cdot 100 \%,$$

где  $U_{\text{р}}$ ,  $U_{\text{ид}}$  — реальное и идеальное значения выходного сигнала датчика  $I_{\text{ФП}}$ ;

3) нелинейность характеристики  $\delta_{\text{нел}}$ , %:

$$\delta_{\text{нел}} = |(U_{\text{р}} - U_{\text{ид}}) / U_{\text{ид}}| \cdot 100 \%;$$

4) температурный диапазон  $T_{\text{мин}} - T_{\text{макс}}$ , °С;

5) дополнительная температурная погрешность, %/(10 К):

$$\delta_{T_{10}} = |(U_{T+10\text{ К}} - U_T) / U_T| \cdot 100 \%;$$

6) дополнительная погрешность от давления, %/Па:

$$\delta_P = |(U_{P_0+\Delta P} - U_{P_0}) / U_{P_0}| \cdot 100 \% / \Delta P,$$

где  $P_0$ ,  $\Delta P$  — начальное значение и приращение давления;

7) величина минимально детектируемого воздействия  $F_{\text{мин. дет}}$ , которая определяется шумами фотоприемной схемы и (если он есть) нормирующего преобразователя;

8) частотный диапазон работы прибора  $f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}}$  ;

9) динамический диапазон датчика

$$D = 20 \lg[(F_{\text{вх. макс}} - F_{\text{вх. мин}}) / F_{\text{мин. дет}}];$$

10) собственные потери оптического излучения в датчике, дБ:

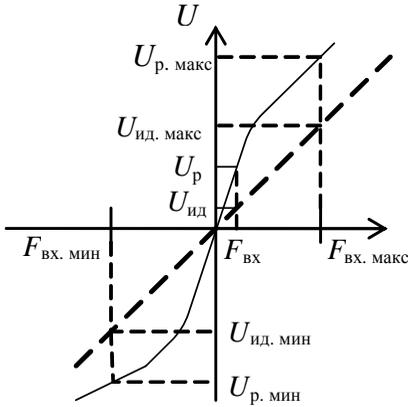
$$B_0 = 10 \lg(P_{\text{ИИ}} / P_{\text{вых0}}),$$

где  $P_{\text{вых0}}$  — полная мощность излучения на выходе датчика при  $F_{\text{вх}}=0$ ;

11) индуцированные потери оптического излучения

$$\Delta B = 10 \lg(P_{\text{вых0}}/P_{\text{вых}});$$

12) суммарные потери оптического излучения  $B = B_0 + \Delta B$ .



Следует дополнительно отметить важнейшие эксплуатационные характеристики ВОД:

- влагостойкость;
- устойчивость к вибрациям и ударным механическим нагрузкам;
- долговечность;
- надежность.

Рис. 2.3. Идеальная ( - - - )  
и реальная ( — )  
характеристики датчика

## 3. ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

### 3.1. Градиентные линзы

В состав большинства волоконно-оптических приборов, в том числе ВОД, входят оптические элементы разного функционального назначения. Они могут выполняться как в виде дискретных не волоконных компонентов, так и в виде волоконно-оптических или интегрально-оптических элементов, и даже схем. К числу таких элементов относятся градиентные линзы, расщепители и сумматоры световых пучков, полярирующие элементы, оптические модуляторы.

Градиентные, или стержневые, линзы выполняются в виде оптических элементов цилиндрической формы с плоскими торцами. Показатель преломления  $n(r)$  в радиальном направлении цилиндрического образца плавно изменяется, что позволяет достичь линзового эффекта. Закон изменения  $n(r)$ , как правило, близок к квадратичному. Подобные линзы появились в связи

со специфическими требованиями к элементам, предназначенным для работы в волоконно-оптических устройствах:

- требованием малых размеров при малых фокусных расстояниях;
- необходимостью плоских и планарных конфигураций.

Для создания градиентных линз используют следующие методы:

1) облучение диэлектрических материалов нейтронами (характерная глубина слоя с модифицированными характеристиками  $h \approx 0,1$  мм; величина изменения показателя преломления  $\Delta n = 0,02$ );

2) осаждение диэлектрических слоев из паров ( $h \approx 0,1$  мм;  $\Delta n = 0,01$ );

3) управляемая полимеризация ( $h \approx 100$  мм;  $\Delta n = 0,01$ );

4) ионный обмен ( $h \approx 10$  мм;  $\Delta n = 0,04$ );

5) внедрение ионов ( $h \approx 50$  мм;  $\Delta n = 0,04$ );

б) изменение состава материала в процессе выращивания кристалла ( $h \approx 20$  мм;  $\Delta n = 0,05$ ).

*Метод нейтронного облучения* обычно используется для стекол, содержащих бор, характеризующийся высоким значением поперечного сечения захвата тепловых нейтронов. Бомбардировка нейтронным пучком приводит к созданию у поверхности образца слоя с плавным изменением показателя преломления. Существенным недостатком данного метода является

то, что облученный материал на некоторое время становится радиоактивным.

*Метод осаждения из паров* применяется, например, при изготовлении кварцевых градиентных волоконных световодов. На внутреннюю или наружную поверхность трубки из кварцевого стекла осаждают слои стекла, химический состав которого изменяется. Образцы (преформы) могут иметь размер до 20 мм в диаметре. Затем из преформ вытягивается ВС.

*Метод управляемой полимеризации* используется при изготовлении полимерных градиентных оптических элементов. Мономер полимеризуют под действием ультрафиолетового излучения.

*Метод ионного обмена* наиболее распространен. Суть его заключается в диффузии в стекло ионов некоторых элементов, замещающих часть ионов натрия (в обычном натриевом стекле). Заготовка линзы помещается в расплав, наиболее интенсивно обмен происходит в наружном (приповерхностном) слое образца.

Профиль показателя преломления градиентных линз в радиальном направлении определяется соотношением [6]

$$n(r) \approx n_0 \left[ 1 - \frac{A^2 r^2}{2} \right],$$

где  $n_0$  — показатель преломления на оси линзы;  $A$  — константа;  $r$  — расстояние от оси элемента.

Луч света в линзе с квадратичным законом изменения показателя преломления распространяется по синусоидальной

траектории, период  $P$  которой зависит от масштаба  $n(r)$ :  $P = 2\pi/A$ .

Длина стандартных линз чаще всего выбирается равной  $P/4$  и  $P/2$  (рис. 3.1). В первом случае (рис. 3.1,а) параллельный световой пучок, падающий на плоскую входную поверхность линзы, фокусируется на ее выходной плоскости. Для линзы с длиной  $P/2$  (рис. 3.1, б), если свет сфокусирован на ее входную плоскость, то на выходной плоскости световой пучок будет также фокусироваться после достижения максимальной ширины на расстоянии  $P/4$  от входной плоскости. Следует отметить, что фокусирующие свойства градиентных линз существенно зависят от поперечного смещения сфокусированного светового пучка на входной плоскости относительно ее оси, что обязательно должно учитываться при их стыковке с волоконными световодами. Линзы с длиной  $P/4$  часто используются в качестве элементов для обеспечения возбуждения одномодовых световодов нефокусированными лазерными пучками или для коллимирования света, выходящего из таких световодов. Линзы с длиной  $P/2$  представляют значительный интерес для стыковки волоконных световодов с разной толщиной сердцевин.

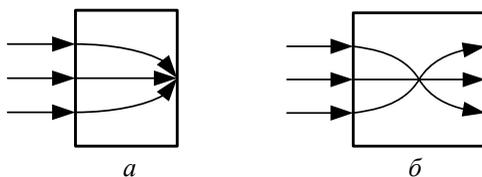


Рис. 3.1. Пути лучей в градиентных линзах длиной  $P/4$  (а) и  $P/2$  (б)

### 3.2. Делители и сумматоры световых пучков

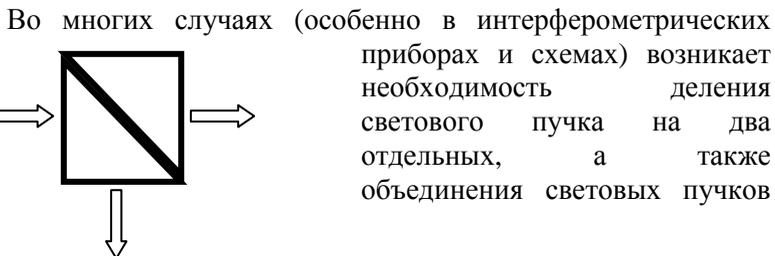


Рис. 3.2. Светоделительный кубик

Во многих случаях (особенно в интерферометрических приборах и схемах) возникает необходимость деления светового пучка на два отдельных, а также объединения световых пучков

или направления их по одному пути. Эти операции реализуются с помощью светоделительных кубиков (рис. 3.2) в традиционной оптике, канальных волноводных ответвителей-сумматоров в интегральной оптике и Y-раз-ветвителей в волоконной оптике. Светоделительный кубик представляет собой систему двух  $90^\circ$ -х призм, склеенных наибольшими гранями (см. рис. 3.2). Часто на склеиваемые поверхности призм наносятся многослойные диэлектрические покрытия. При этом варьированием параметров диэлектрических слоев можно добиться различных коэффициентов деления световой мощности падающего пучка. Кроме того, возможно создание поляризующих светоделителей, для которых прошедшие световые пучки ортогонально поляризованы относительно друг друга.

### 3.3. Поляризаторы

Поляризаторами называют оптические элементы, преобразующие состояние поляризации световых волн. В качестве физических принципов при их построении используются эффекты оптического дихроизма (анизотропии поглощения света) и оптической анизотропии кристаллических материалов [2, 3].

Классическим примером природного материала с анизотропией оптического поглощения является кристалл турмалина (относится к семейству борсодержащих алюмосиликатов), в котором поглощение обыкновенно поляризованного света значительно выше, чем для необыкновенно поляризованного [2]. Однако турмалин редко применяется для создания поляризационных элементов, так как в видимом диапазоне поглощение необыкновенной волны оказывается также существенным. Достаточно хорошими поляризующими свойствами обладают синтетические органические пленочные дихроичные материалы, в которых молекулы имеют вид длинных цепочек и

ориентированы преимущественно в одном направлении благодаря специальной обработке. Примером являются пленки поливинилового спирта с добавками йода (или хинина). Они могут пропускать до 80 % света, поляризованного в одном направлении, и менее 1 % света, поляризованного в ортогональном направлении. Цена такого рода пленочных поляризаторов значительно ниже в сравнении с ценой кристаллических элементов. Однако существенным недостатком пленочных поляризаторов является возможность их разрушения при высокой интенсивности проходящего излучения.

Поляризующие элементы из природного исландского шпата (кальцит,  $\text{CaCO}_3$ ) обладают высоким оптическим качеством, прозрачны в диапазоне длин волн от 0,2 до 2,2 мкм, устойчивы к воздействию интенсивного лазерного излучения. Существует несколько типов таких элементов. Это призмы Николя, Глана, Волластона, Рошона и т.д. Все они используют эффект анизотропии показателя преломления. Призмы Николя и Глана пропускают излучение лишь одной поляризации, призмы Волластона и Рошона на выходе имеют два ортогонально поляризованных световых луча, распространяющихся под некоторым углом относительно направления падающего излучения.

На рис. 3.3 показана геометрия призмы Николя. Элемент состоит из двух частей с оптически полированными гранями,

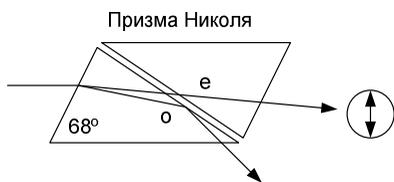


Рис. 3.3. Призма Николя

склеенных специальным оптическим клеем — канадским бальзамом. Показатели преломления кальцита составляют 1,6584 (обыкновенный) и 1,4864 (необыкновенный) на длине волны  $\lambda=0,63$  мкм. Показатель преломления канадского бальзама — 1,526. Благодаря геометрии обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение от склейки и не выходит

через выходную грань. Только излучение с необыкновенной поляризацией проходит через призму Николя. Призмы Глана также выполняются из кальцита, но вместо промежуточного слоя из канадского бальзама они имеют воздушную прослойку (так называемую посадку на оптический контакт).

### 3.4. Фазовые пластинки

Фазовыми пластинками называют элементы, преобразующие линейно поляризованный свет в излучение с эллиптической (круговой) поляризацией и наоборот [2, 3].

Принцип действия фазовой пластинки поясняется следующим примером. Пусть из одноосного кристалла вырезана плоскопараллельная пластинка толщиной  $d$ , причем его оптическая ось лежит в плоскости пластины. На поверхность пластины

падает плоская, линейно поляризованная световая волна, а вектор  $\vec{E}$  отклонен от оптической оси на угол  $45^\circ$ . В пластинке световая волна распадается на две собственные моды одноосной оптически анизотропной среды — волны с обыкновенной и с необыкновенной поляризацией, распространяющиеся в кристалле со скоростями  $v_o = c/n_o$  и  $v_e = c/n_e$ . Разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами на выходе пластинки толщиной  $d$ :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d. \quad (3.1)$$

Состояние поляризации прошедшего через пластинку светового поля определяется величиной  $\Phi$ . Действительно, поле обыкновенной и необыкновенной волн на выходной плоскости пластинки можно записать в форме

$$\vec{E}_e = \vec{e} \cdot E_0 \cdot 2^{-1/2} \exp[i(\omega t - k_o n_e d)],$$

$$\vec{E}_o = \vec{o} \cdot E_0 \cdot 2^{-1/2} \exp[i(\omega t - k_o n_o d)],$$

где  $E_0$  — амплитуда поля падающей волны;  $\vec{e}$ ,  $\vec{o}$  — единичные векторы, соответствующие поляризации необыкновенной

и обыкновенной волн в кристалле. Соответственно суммарное световое поле на этой плоскости имеет вид

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \bar{E}_e + \bar{E}_o = E_0 \cdot 2^{-1/2} \cdot [\bar{e} + \bar{o} \cdot \exp[ik_0(n_e - n_o)d]] \exp[i(\omega t - k_0 n_e d)] = \\ &= E_0 \cdot 2^{-1/2} [\bar{e} + \bar{o} \cdot \exp(i\Phi)] \exp[i(\omega t - k_0 n_e d)].\end{aligned}$$

Стандартными наиболее часто используемыми элементами являются четвертьволновые ( $\lambda/4$ ) и полуволновые ( $\lambda/2$ ) пластинки. Для ( $\lambda/4$ )-пластинки разность фаз между о- и е-волнами на ее выходной плоскости равна  $\pi/2$ . Соответственно при линейной поляризации падающей световой волны прошедшая через пластинку волна будет иметь эллиптическую (или в частном случае круговую) поляризацию. Для полуволновой пластинки разность фаз между о- и е-волнами на ее выходной плоскости равна  $\pi$ , а это значит, что одна из составляющих вектора  $\bar{E}$  на выходной плоскости меняет свой знак (относительно его значения на входной плоскости). В результате при линейной поляризации падающей волны прошедшая волна остается также линейно поляризованной, но плоскость ее поляризации поворачивается на  $90^\circ$ .

Очевидно, что если падающая на полуволновую пластинку световая волна имеет круговую поляризацию, то пластинка преобразует свет с правосторонней круговой поляризацией в свет с левосторонней круговой поляризацией. В подобной ситуации четвертьволновая пластинка преобразует свет с круговой поляризацией в линейно поляризованный.

Отметим, что при заданной толщине пластинки фазовый сдвиг между волнами с ортогональной поляризацией может быть равен  $\pi$  или  $\pi/2$  только на определенной длине волны. Исходя из этого и рассчитывается необходимая толщина пластинок.

### 3.5. Оптические изоляторы

Оптические изоляторы предназначены для подавления отраженного света, распространяющегося в системе в обратном направлении. Необходимость этого связана с возможностью

значительного влияния отраженного света на рабочие характеристики лазеров при его возвращении в оптический резонатор либо на характеристики всего оптического прибора [5–7].

Для построения оптических изоляторов с хорошей развязкой обычно используется магнитооптический эффект — эффект

Фарадея. Такой изолятор (рис. 3.4) состоит из поляризатора (П), элемента Фарадея (ЭФ) из гиротропного материала, анализатора (А) и магнита для создания магнитного поля. Элемент Фарадея поворачивает плоскость поляризации исходного светового луча с линейной поляризацией на угол  $\theta = V_V l H$ , где  $V_V$  — постоянная Вердэ;  $l$  — длина элемента;  $H$  — составляющая напряженности магнитного поля вдоль оси элемента.

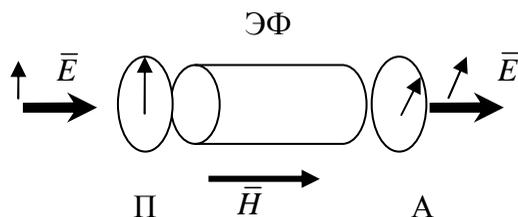


Рис. 3.4. Схема оптического изолятора на основе элемента Фарадея

Принцип работы оптического изолятора заключается в следующем: линейно поляризованный световой пучок проходит через элемент Фарадея, который поворачивает плоскость поляризации света на угол  $45^\circ$ . Если главная ось анализатора повернута на  $45^\circ$  в направлении фарадеевского вращения относительно главной оси поляризатора, то система в прямом направлении является абсолютно прозрачной. Обратный луч проходит через элемент Фарадея, доворачивающий плоскость поляризации света еще на  $45^\circ$ . В итоге у входного поляризатора для

обратного светового луча положение плоскости поляризации оказывается ортогональным направлению главной оси поляризатора. Таким образом, для обратного луча система является изолятором.

Для создания компактных оптических изоляторов с низкими оптическими потерями Вердэ и был прозрачен на рабочей длине волны. Для коротковолнового диапазона ( $\lambda=0,8 \div 0,9$  мкм) в качестве материалов ЭФ используются парамагнитные стекла с добавками, например  $Tb^{3+}$ , а также кристаллы тербий-галлиевого граната ( $Tb_3Ga_5O_{12}$ ). Такие элементы могут строиться по многопроходной схеме, так как постоянная Вердэ для

стекол мала. В длинноволновом диапазоне ( $\lambda=1,2 \div 1,5$  мкм) наряду с тербий-галлиевым гранатом используются монокристаллы железиттриевого граната (YIG), прозрачные при  $\lambda > 1,2$  мкм.

Стандартные элементы Фарадея на основе  $Tb_3Ga_5O_{12}$ , выпускаемые промышленностью в России, имеют следующие характеристики:

- рабочие длины волн — от 800 до 1250 нм;
- пиковая изоляция — 38 дБ;
- прямое пропускание — более 90 % в диапазоне до 1100 нм и 85 ÷ 90 % при 1250 нм;
- апертура светового пучка — до 12 мм.

### 3.6. Модуляторы света

Для модуляции параметров светового поля в ВОД, как правило, используются электрооптические модуляторы (ЭОМ), выполненные на основе кристаллов с линейным электрооптическим эффектом. Простейшие элементы представляют собой модуляторы фазы световой волны с продольным и поперечным электрическим полем. В первом из них направления распространения света и внешнего электрического поля совпадают, во втором они ортогональны. Элементы с поперечным

электрическим полем используются наиболее часто, поскольку ЭОМ

с продольным полем требуют прозрачных электродов на оптических гранях кристалла [3, 8, 9].

Конструкция фазового ЭОМ с поперечным полем поясняется рис. 3.5.

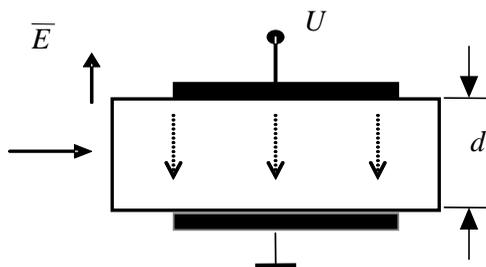


Рис. 3.5. Электрооптический модулятор с поперечным электрическим полем

Здесь к электрооптическому кристаллу (например, к образцу из ниобата лития,  $\text{LiNbO}_3$ ) прикладывается внешнее электрическое поле, перпендикулярное к направлению распространения света. Дополнительная фазовая задержка линейно поляризованной световой волны с необыкновенной поляризацией (вектор  $\vec{E}$  параллелен направлению оптической оси кристалла) определяется в этом случае соотношением

$$\Delta\Phi_e = k_0 \cdot \Delta n z = -\frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} E_0 z = -\frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{U}{d} L, \quad (3.2)$$

где  $k_0$  — волновое число света в вакууме;  $E_0 = U/d$ ;  $U$  — величина напряжения, приложенного к кристаллу;  $d$  — размер кристалла в направлении внешнего электрического поля;  $L$  — длина электродов в направлении распространения света;  $r_{33}$  — линейный электрический коэффициент  $\text{LiNbO}_3$ . Соответственно для обыкновенно поляризованной волны величина фазовой задержки равна

$$\Delta\Phi_o = -\frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{13} \frac{U}{d} L.$$

Для достижения чисто фазовой модуляции в модуляторе с поперечным полем необходимо, чтобы свет был линейно поляризован, а плоскость поляризации должна быть параллельной либо перпендикулярной оптической оси кристалла.

Достоинством ЭОМ с поперечным электрическим полем является возможность увеличения индуцированного фазового сдвига при увеличении отношения длины электродов к толщине кристалла  $L/d$ . Эффективность ЭОМ разной конфигурации характеризуется величиной *полуволнового напряжения* (напряжение, необходимое для изменения фазы световой волны на  $\pi$  радиан). Его величина  $U_{\lambda/2}$  для необыкновенной волны определяется соотношением

$$\frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{L}{d} U_{\lambda/2} = \pi,$$

или

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33}} \frac{d}{L}. \quad (3.3)$$

Для обыкновенной волны получим:

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{13}} \frac{d}{L}. \quad (3.4)$$

Для преобразования фазовой модуляции в модуляцию интенсивности на входе и выходе фазового ЭОМ вводятся дополнительно два поляризатора со скрещенными главными направлениями таким образом, что плоскость поляризации световой волны составляет на его входной грани некоторый угол (как правило,  $45^\circ$ ) относительно оптической оси кристалла (рис. 3.6). Изменение величины управляющего напряжения приводит к изменению параметров эллипса поляризации прошедшей световой волны, которое, благодаря поляризатору,

преобразуется в изменение мощности прошедшего светового поля [3].

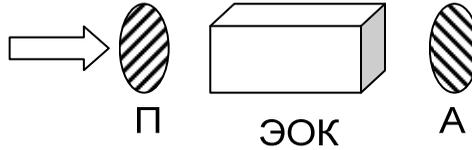


Рис. 3.6. Схема электрооптического модулятора интенсивности света: П — поляризатор; А — анализатор; ЭОК — электрооптический кристалл

### 3.7. Устройства сдвига частоты света

Часто для улучшения технических характеристик ВОД используется метод оптического гетеродинамирования. Поэтому возникает необходимость в сдвиге частоты света для формирования опорного светового луча. Примером подобных приборов служат лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС)

и волоконно-оптические гироскопы.

Для малых частотных сдвигов (единицы килогерц) зачастую используются пьезокерамические элементы с нанесенными на них зеркалами. При необходимости сдвига частоты на мегагерцы и более могут использоваться акустооптические (АО) или электрооптические (ЭО) элементы. Чаще в современных волоконно-оптических приборах применяются ЭО элементы, требующие меньшей управляющей мощности и обеспечивающие более высокую стабильность характеристик.

Принцип действия ЭО элементов сдвига частоты света можно пояснить следующим образом. В «поперечном» ЭОМ поле световой волны, прошедшей участок длиной  $L$ , определяется соотношением

$$E(L, t) = E_0 \exp \left\{ i \left[ \omega t - k_0 (n_{(0)} - 0,5n_{(0)}^3 r \frac{U(t)}{d}) L \right] \right\}, \quad (3.5)$$

где  $n_{(0)}$  — невозмущенное значение показателя преломления.

В случае управляющего напряжения, линейно возрастающего со временем, выражение (3.5) можно записать в форме

$$E(L,t) = E_0 \exp[i(\omega t - \varphi_0 + AU_0 t)] = E_0 \exp[i(\omega + \Omega)t - i\varphi_0].$$

Таким образом, линейно возрастающее управляющее напряжение в фазовом ЭОМ дает возможность сдвига частоты света [6]. На практике используется управляющее напряжение пилообразной формы с периодом  $T = 2\pi/\Omega$  (рис. 3.7). При достаточно высокой крутизне обратного хода пилы содержание высших гармоник в спектре полученного сигнала оказывается достаточно низким.

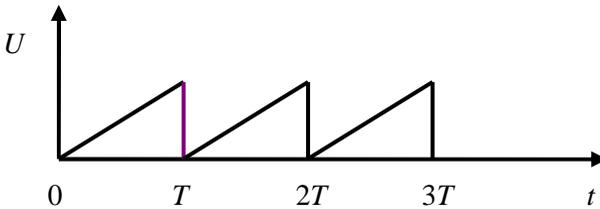


Рис. 3.7. Форма управляющего напряжения для реализации операции сдвига частоты в фазовом электрооптическом модуляторе

### 3.8. Некоторые интегрально-оптические компоненты

Интегральная оптика как научно-техническое направление зародилась около 40 лет назад, что стимулировалось, отчасти, идеями создания волноводных пассивных и управляющих элементов для нужд волоконной оптики. Основная концепция интегральной оптики предполагает выполнение как отдельных функциональных элементов, так и сложных интегрально-оптических схем на основе планарных и канальных оптических волноводов. Соответственно в интегральной оптике особый

интерес проявлялся к материалам, допускающим создание элементов разного функционального назначения — от пассивных компонентов до лазеров и фотоприемников. К ним относятся монокристаллы диэлектриков и полупроводников, например ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и танталат лития ( $\text{LiTaO}_3$ ), кремний (Si), арсенид галлия (GaAs).

Методы формирования оптических волноводов в этих материалах можно разделить на две группы. Первая включает нанесение на подложки из базового материала диэлектрических слоев с более высоким показателем преломления или двухслойных структур. В двухслойных структурах показатель преломления первого слоя ниже показателя преломления подложки.

Второй слой является волноводным. Пример таких структур — система  $\text{Si} - \text{SiO}_2 - \text{Si}_3\text{N}_4$ , в которой слой  $\text{SiO}_2$  с  $n=1,46$  является буферным, а пленка  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с  $n=1,9 \div 2$  является волноводной.

Ко второй группе относятся методы, приводящие к изменению диэлектрических свойств самого базового материала. Это термическая диффузия примесей из тонкого слоя на поверхности подложки (диффузионные оптические волноводы, полученные в  $\text{LiNbO}_3$  путем диффузии титана, железа и некоторых других металлов и окислов), обратная диффузия (обратная диффузия  $\text{Li}_2\text{O}$  из  $\text{LiNbO}_3$ ), ионообменные реакции (реакция протонно-литиевого обмена в  $\text{LiNbO}_3$  в расплавах некоторых органических и неорганических соединений), ионная имплантация (позволяет создавать волноводные слои в материалах, в которых диффузионное легирование не дает нужного результата).

Важной характеристикой оптических волноводов является величина оптических потерь. Для планарных волноводов, как правило, она определяется рассеянием света на дефектах поверхности диэлектрического слоя (или подложки в диффузионных волноводах). Допустимыми считаются потери до 1 дБ/см. В волноводах на основе  $\text{LiNbO}_3$ , созданных методами диффузии примесей, обратной диффузии и протонного обмена, оптические потери составляют  $\sim 0,5$  дБ/см, что позволяет

использовать

их для производства пассивных и управляющих интегрально-оптических элементов.

При создании интегрально-оптических компонентов и схем важную роль играют каналные оптические волноводы, в которых световое поле ограничивается в двух поперечных направлениях, подобно случаю ВС. Для формирования каналных

элементов в  $\text{LiNbO}_3$  используются методы диффузии примесей (как правило, титана) из пленок, необходимая топология структур обеспечивается методами фотолитографии. На основе каналных волноводов реализован ряд компонентов, в том числе предназначенных для работы в волоконно-оптических устройствах и системах.

### **Делители и сумматоры световой мощности**

Функции светоделительных кубиков в интегральной оптике выполняют каналные волноводные  $Y$ -разветвители (рис. 3.8, *a*) и направленные ответвители (рис. 3.8 *б*). Для элементов, формируемых в  $\text{LiNbO}_3$  диффузией  $\text{Ti}$ , характерная ширина каналных волноводов  $w$  составляет от 3 до 7 мкм в зависимости от рабочей длины волны (типичная величина изменения показателя преломления в них  $\Delta n \approx 0,01$ ). Глубина каналных волноводов обычно не превышает  $2 \div 3$  мкм. Для обеспечения приемлемых потерь света в области разветвления каналного волновода

на два плеча в  $Y$ -разветвителях угол  $\theta$  не превышает  $\sim 1^\circ$ .

Принцип действия направленных ответвителей (см. рис. 3.8, *б*) основан на связи каналных волноводов за счет экспоненциально затухающих в прилегающей среде полей волноводных мод. В результате при одинаковых параметрах каналных элементов возможно эффективное туннелирование света в соседний волновод. Коэффициент деления световой мощности определяется величиной коэффициента связи между волноводами и длиной области связи (участка с минимальным расстоянием между каналами). Величина коэффициента связи

зависит от длины света  $\lambda$ , вследствие чего коэффициент деления мощности также зависит от  $\lambda$ . Очевидно, что данные элементы, как и светоделительные кубики, могут выполнять и функции сумматоров.

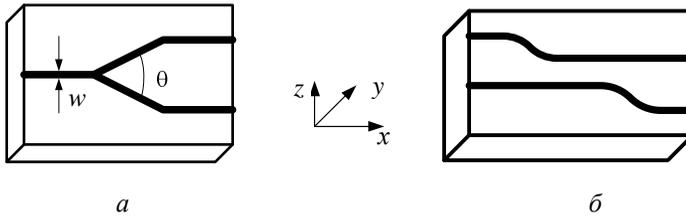


Рис. 3.8. Канальные волноводные  $Y$ -разветвитель ( $a$ ) и направленный ответвитель ( $b$ )

### Волноводные поляризаторы

Волноводные аналоги поляризаторов используют разные физические явления. Так, нанесение проводящей пленки (Al) на поверхность волновода в стекле (сформированном, например, методом ионного обмена) приводит к резкому возрастанию затухания для  $TM$ -мод (до  $20 \div 30$  дБ/см) и к незначительному его возрастанию для  $TE$ -мод ( $2 \div 3$  дБ/см) [6]. В  $\text{LiNbO}_3$  для создания таких элементов используют планарные или канальные элементы, сформированные методом протонно-литиевого обмена,

при котором возрастает необыкновенный показатель преломления (величина его изменения может достигать 0,12), а обыкновенный понижается на величину до 0,05. Соответственно в протонообменных волноводах на основе  $X$ - и  $Y$ -срезов  $\text{LiNbO}_3$  в направлениях  $OY$  и  $OX$  могут распространяться лишь  $TE$ -моды, а в волноводах на  $Z$ -срезе — только  $TM$ -моды.

**Элемент для поворота плоскости поляризации (аналог фазовой полуволновой пластинки)**

В качестве аналога полуволновой пластинки может использоваться электрооптический преобразователь мод на основе канального волновода в  $\text{LiNbO}_3$  Z-среза [6, 9, 10]. Здесь канальный волновод сформирован диффузией титана и параллелен направлению  $OY$  (рис. 3.9).

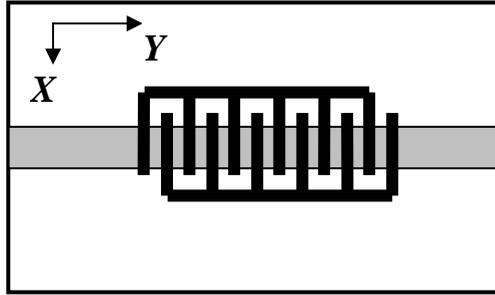


Рис. 3.9. Схема электрооптического преобразователя мод

На поверхность образца нанесены электроды в виде встречно-штыревой структуры с периодом  $\Lambda = \frac{\lambda}{n_{TM} - n_{TE}}$ ,

где  $n_{TM}$ ,  $n_{TE}$  — эффективные показатели преломления  $TM$ - и  $TE$ -мод данного волновода. Периодическое электрическое поле, создаваемое в кристалле с помощью электродной структуры, приводит к периодическому возмущению показателя преломления

в области волноводного канала и связи  $TM$ - и  $TE$ -мод в канальном волноводе. При правильном выборе длины электродной структуры может быть реализовано практически 100 %-е преобразование типа волноводных мод, т.е. поворот плоскости поляризации света на выходе структуры на  $90^\circ$  относительно ее положения на входе элемента. Период структуры для  $\text{LiNbO}_3$  при  $\lambda=0,63$  мкм составляет около 7 мкм.

### Фазовый модулятор

Схема конструкции волноводного фазового ЭОМ представлена на рис. 3.10. Это прямолинейный каналный волновод (например,

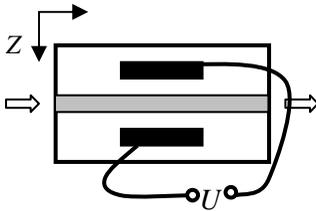


Рис. 3.10. Схема волноводного фазового ЭОМ на ниобате лития

на подложке  $\text{LiNbO}_3$ ) с парой электродов. Расстояние между электродами зависит от ширины волноводного канала и составляет  $5 \div 7$  мкм. Длина электродов в направлении распространения света, как правило, составляет  $1 \div 3$  мм,

а управляющее напряжение не превышает  $5 \div 7$  В. Ширина рабочей полосы таких элементов может достигать 40 ГГц [10]. Подобный

элемент, очевидно, может использоваться и для сдвига частоты света при управляющем напряжении пилообразной формы.

### Интерферометр Маха — Цендера

В волноводных ЭОМ, как и в объемных, фазовая модуляция света может быть достаточно просто преобразована в модуляцию интенсивности. Наиболее часто для этого используются схемы интерферометра Маха — Цендера и направленные ответвители на связанных каналных волноводах [6, 9, 10].

На рис. 3.11 представлена схема интерферометра Маха — Цендера в ниобате лития.

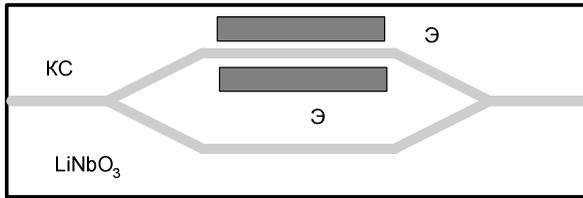


Рис. 3.11. Схема интерферометра Маха — Цендера

Топология канальной волноводной структуры (КС) обеспечивается методом фотолитографии.

Свет распространяется по одиночному каналу, затем разветвляется в одном из плеч проходит в зазоре между электродами (Э), к которым приложено электрическое напряжение, модулирующее фазу светового поля в данном канале. После объединения световых потоков во втором Y-разветвителе

модуляция фазы преобразуется в модуляцию интенсивности света. Глубина модуляции около 100 % достигается в таких элементах при величине управляющего напряжения  $5 \div 7$  В. Для использования максимального электрооптического коэффициента  $r_{33}$  управляющее электрическое поле должно совпадать

с направлением оси  $Z$  кристалла.

### 3.9. Волоконные световоды

#### Конструкция волоконного световода

Термин «волоконный световод» уже сам по себе дает некоторую информацию о структуре и простейшей конструкции таких элементов. Однако реальные световоды имеют более сложную конфигурацию, чем просто «прозрачное волокно, проводящее свет» [5, 6, 9, 10]. С точки зрения структуры элемента различают ВС со ступенчатым и градиентным профилями показателя преломления (рис. 3.12). ВС со ступенчатым профилем представляет собой коаксиальную цилиндрическую систему, состоящую из сердцевины (1),

оболочки (2) и защитной оплетки (3). Показатель преломления материала каждого из элементов постоянен, он изменяется скачком лишь на границах между сердцевинной и оболочкой. В волоконном световоде с градиентным профилем показатель преломления сердцевинной плавно изменяется в радиальном направлении (как правило, по закону, близкому к квадратичному).

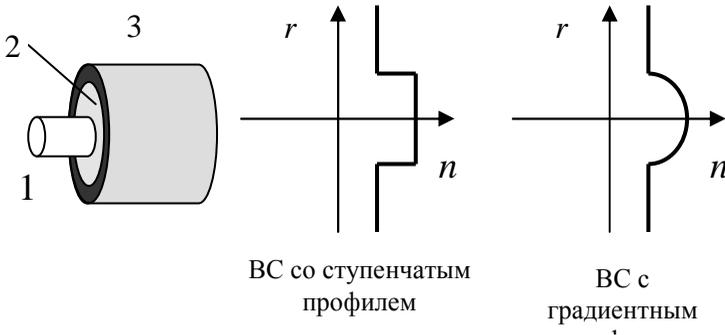


Рис. 3.12. Конструкция волоконного световода и распределение показателя преломления в ступенчатом и градиентном ВС

### Некоторые определения, термины и характеристики

Показатель преломления материала сердцевинной ВС выше, чем оболочки, поэтому свет может распространяться в нем за счет эффекта полного внутреннего отражения (рис. 3.13).

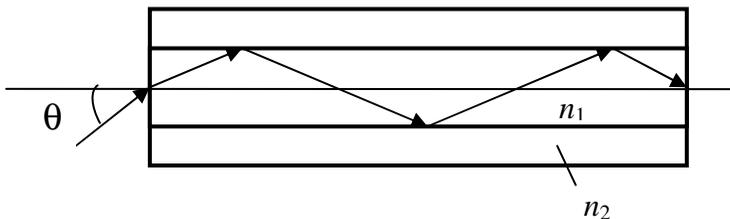


Рис. 3.13. Распространение светового луча в волоконном световоде

Возможность полного внутреннего отражения светового луча от границы раздела «сердцевина — оболочка» при его падении на торец ВС под углом  $\theta$  определяется разницей показателей преломления сердцевины и оболочки  $n_1 - n_2$ . Из геометрии рис. 3.13 можно найти его максимальную величину:

$$\sin(\theta_{\max}) \approx \theta_{\max} \approx \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (3.6)$$

Это важная характеристика ВС, называемая *числовой апертурой NA*:

$$NA = \theta_{\max} \approx \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (3.7)$$

Другой важной характеристикой ВС является *относительная разность показателей преломления сердцевины и оболочки  $\Delta$* :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \quad (3.8)$$

Числовая апертура  $NA$  и параметр  $\Delta$  связаны соотношением

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta}.$$

*Нормированная частота  $V$*  определяет число направляемых мод в ВС, распространение которых возможно при его заданных параметрах на данной длине волны:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_0 NA = \frac{2\pi}{\lambda} r_0 n_1 \sqrt{2\Delta}, \quad (3.9)$$

где  $r_0$  — радиус сердцевины ВС (в случае ступенчатого профиля). Граница одномодового режима для такого волокна определяется соотношением  $V_0 = 2,405$ , где параметр  $V_0$  называют *нормированной частотой среза* (отсечки). *Длина волны среза* (отсечки) высших мод вытекает из (3.9):

$$\lambda_c = \frac{2\pi r_0 n_1 \sqrt{2\Delta}}{V_0}. \quad (3.10)$$

## Типы волоконных световодов

По конструктивным особенностям ВС можно разделить на следующие группы:

- многомодовые;
- одномодовые;
- с двойным лучепреломлением;
- фотонно-кристаллические.

*Многомодовые ВС* со ступенчатым профилем согласно стандарту имеют сердцевину с диаметром 50 или 62 мкм. В таких световодах в видимом диапазоне длин волн может возбуждаться от нескольких десятков до сотен волноводных мод. Скорость распространения моды вдоль оси ВС  $v_\phi$  удовлетворяет соотношению

$$v_\phi = \frac{c}{n_1} \sin(\varphi),$$

где  $\varphi$  — угол падения света на границу между сердцевиной и оболочкой. Различие скоростей разных мод приводит к расплыванию коротких световых импульсов при их распространении в волокне. Разность времен распространения низшей

и высшей мод определяется соотношением

$$\delta\tau = \frac{L}{v_B} - \frac{L}{v_H} = L \left( \frac{n_1}{c \sin \varphi} - \frac{n_1}{c} \right) = \frac{Ln_1}{c} \left( \frac{1}{\sin \varphi} - 1 \right) = \frac{Ln_1}{c} \Delta, \quad (3.11)$$

где  $v_B$  и  $v_H$  — скорости распространения высшей и низшей мод. Отсюда полоса частот  $B$  сигнала, который можно передать по волокну, определяется как

$$BL = \frac{L}{\delta\tau} = \frac{c}{n_1 \Delta}.$$

Например, для  $\Delta=1\%$ ,  $n_1=1,47$  получим  $BL=20$  МГц·км.

Градиентный ВС характеризуется возрастанием локального значения скорости световой волны с удалением от его оси, и для ВС с квадратичным профилем временная разность в распространении разных мод значительно меньше, чем в

волокне со ступенчатым профилем. Она равна [6]

$$\delta\tau \approx \frac{n_1 L \Delta^2}{c} ; BL = \frac{2c}{n_1 \Delta^2} .$$

Для тех же параметров  $\Delta=1\%$ ,  $n_1=1,47$  получим

$$BL = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^5}{1,47 \cdot 10^{-4}} \approx 4 \text{ ГГц} \cdot \text{км} .$$

Как уже отмечено, в многомодовых ВС может распространяться несколько сотен мод, поэтому излучение с торца таких световодов имеет спекловую структуру, его фаза и поляризация случайны. В волоконно-оптических датчиках градиентные волокна применяются в основном в схемах с амплитудной модуляцией.

*Одномодовые ВС.* Диаметр сердцевины ВС, работающих в одномодовом режиме в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах, не превышает 10 мкм, а типичная величина параметра  $\Delta$  составляет около 0,3 %. Границы одномодового режима ВС, как отмечено, определяются соотношением  $V_0 = 2,405$ . Широкополосность одномодовых ВС ограничивается материальной дисперсией, т.е. зависимостью величины показателя преломления материала от длины волны света. В ВОД

одномодовые ВС используются в схемах и с фазовой, и с поляризационной модуляцией.

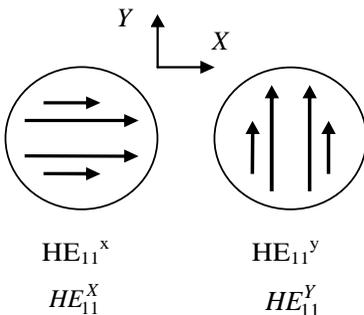


Рис. 3.14. Структура поля фундаментальных мод одномодового световода

В строго цилиндрически симметричном ВС могут существовать две фундаментальные моды с ортогональной поляризацией —  $HE_{11}^X$  и  $HE_{11}^Y$ , структура полей которых иллюстрируется на рис. 3.14.

Однако скорости данных мод

в ВС с идеально цилиндрической симметрией одинаковы. Вследствие различных возмущений и отклонения формы реальных ВС от идеально цилиндрической при распространении света в реальных одномодовых световодах эти моды оказываются слабо связанными, что приводит к флуктуациям выходного излучения по фазе и поляризации. Величина связи, как показывает анализ, обратно пропорциональна разности скоростей фундаментальных мод, поэтому искусственное увеличение этой разницы дает возможность реализации волоконных световодов с двойным лучепреломлением, способных сохранять поляризацию светового поля.

*Волокна с двойным лучепреломлением.* Условно ВС с двойным лучепреломлением можно разделить на два класса (рис. 3.15):

- ВС с асимметрией распределения показателя преломления (ВС с геометрическим двулучепреломлением, рис. 3.15, *а, б*);
- ОВ напряженного типа, в которых разность постоянных распространения  $\Delta\beta$  возникает вследствие асимметричного распределения механического напряжения в сердцевине (двулучепреломление вследствие механического напряжения, рис. 3.15, *в, г*).

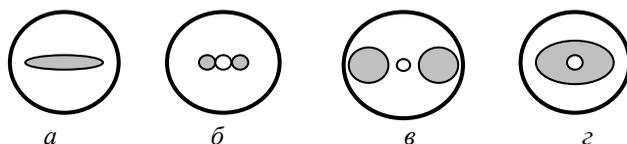


Рис. 3.15. Поперечная структура ВС с двойным лучепреломлением: *а* — с эллиптической сердцевиной; *б* — с десимметрирующими вставками; *в* — волокно «Панда»; *г* — ВС с эллиптической оболочкой

Основные параметры ВС с двулучепреломлением:

- коэффициент двулучепреломления  $F = \Delta\beta/k$ , где  $\Delta\beta$  — разность постоянных распространения мод,  $k$  — волновое число;

– длина интерференционных биений, создаваемых модами

$$HE_{11}^x \text{ и } HE_{11}^y: L_6 = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda}{F};$$

– разность времени распространения сигналов для разных мод, которая называется *дисперсией моды поляризованной волны*:  $\tau_p \approx F/c$ .

*Фотонно-кристаллические*

*волокна.*

Микроструктурированные, или фотонно-кристаллические, волокна (ФКВ) обладают уникальными возможностями по управлению волноводной дисперсией, увеличению эффективной площади поля моды при

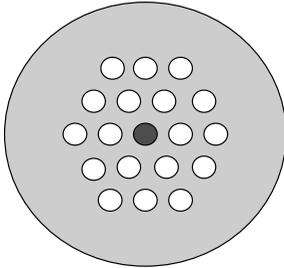


Рис. 3.16. Схема поперечного сечения одного из типов ФКВ

сохранении одномодового режима, по варьированию нелинейно-оптических характеристик ВС [11–13]. Первые экспериментальные образцы ФКВ появились около 10 лет назад, а в настоящее время уже несколько компаний (например, Corning, USA; Blaze Photonics, UK; TEGS, Россия) выпускают такие волокна. Одна из возможных конструкций ФКВ иллюстрируется схематичным изображением поперечного сечения на рис. 3.16. Это некоторая

двумерная периодическая структура из цилиндрических пустых каналов в толще световода, ориентированных параллельно оси ВС, с дефектом в его центральной части (темная точка). Поперечная периодичность приводит к появлению фотонных запрещенных зон в спектре пропускания системы, т.е. таких направлений или спектральных областей, в которых невозможно распространение в системе световых волн. Поле волноводной моды локализуется в центральной области (области дефекта). Дефект может быть пустым (т.е. заполненным воздухом), тогда его поперечные размеры отличаются от размеров других пустых цилиндрических

каналов. Кроме того, он может представлять собой и сердцевину световода. В последнем случае структурируется оболочка ВС.

Прогресс в технологии и применениях ФКВ может быть охарактеризован следующим.

1. Отработана технология вытягивания и налажено промышленное производство ФКВ различных типов (с повышенным

показателем преломления в области дефекта и с пониженным его значением в данной области) длиной до 100 м.

2. Созданы ФКВ с эффективной площадью поля основной моды (или эффективной площадью сердцевины) до нескольких сотен квадратных микрометров, работающие в одномодовом режиме (эффективная площадь поля основной моды в обычных одномодовых ВС составляет около 70 мкм<sup>2</sup>). Такие ФКВ позволяют достигать высоких энергий импульсов в волоконно-оптических лазерах и усилителях.

3. На основе ФКВ реализованы эффекты генерации суперконтинуума (сверхширокополосного оптического излучения, перекрывающего весь видимый диапазон длин волн, с высокой пространственной когерентностью) при накачке лазерными

импульсами фемтосекундной длительности. В подобных световодах наблюдался также целый ряд других нелинейно-оптических эффектов и продемонстрирована их перспективность для использования в ВОД.

## **Некварцевые ВС**

Стандартные кварцевые ВС являются базовым элементом в волоконно-оптических линиях связи; для применения в других областях представляют интерес ВС на основе других материалов [5, 6]. Среди них можно выделить три основных группы:

- ВС на основе многокомпонентных стекол;
- полимерные ВС;
- инфракрасные ВС.

*ВС на основе многокомпонентных стекол.* Чистое кварцевое стекло или плавненный кварц — это чистая двуокись кремния  $\text{SiO}_2$ . Добавки различных окислов и соединений позволяют

существенно изменять физические свойства получаемого стекла. К таким соединениям относятся  $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{CaO}$ ,  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{LiO}$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Sb}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$  и некоторые другие. Для подобных стекол характерна более низкая температура плавления (ниже  $1400^\circ\text{C}$ ), чем для плавленого кварца ( $1600^\circ\text{C}$ ). Показатель преломления стекол может достигать значений  $1,7 \div 1,8$ . Это позволяет увеличить числовую апертуру стеклянных ВС до  $\sim 0,5$ , что упрощает задачу их эффективного согласования с источниками излучения. С другой стороны, при введении в  $\text{SiO}_2$  таких примесей, как  $\text{B}_2\text{O}_3$ , показатель преломления может быть и ниже, чем у чистого плавленого кварца. ВС из стекол обладают более высокими потерями света, чем кварцевые, однако

в случаях, когда они используются не в системах связи, такие потери оказываются допустимыми.

Особую группу составляют ВС на основе стекол, легированных активными примесями, обеспечивающими лазерную генерацию. К таким примесям относятся ионы редкоземельных элементов — неодима (Nd), эрбия (Er), иттербия (Yb), тулия (Tm). Активные ВС используются в волоконно-оптических лазерах, уже сейчас конкурирующих в некоторых областях с традиционными газовыми, твердотельными и полупроводниковыми лазерами.

*Полимерные ВС.* Общим недостатком стеклянных ВС является небольшое относительное удлинение при воздействии деформаций растяжения, т.е. возможность их механического повреждения при изгибах и растяжении. Значительно лучшими свойствами в этом плане обладают полимерные материалы, что явилось одним из стимулов разработки полимерных ВС. В большинстве из производимых в настоящее время

полимерных ВС в качестве материала сердцевины используется полиметилметакрилат. Для оболочки применяются фторсодержащие полимеры. Полимерные световоды обладают прекрасными механическими свойствами: при диаметре более 1 мм минимально допустимый радиус их изгиба составляет около 8 мм. Световоды из полиметилметакрилата могут выдерживать обратимые деформации, достигающие 13 %. Они радиационно стойки, технологичны и не требуют прецизионных элементов при выполнении межсоединений.

Показатель преломления материала сердцевины для полимерных ВС изменяется от 1,32 (для материалов на основе акрилатов с добавками фтора) до 1,6 (для некоторых фенольных смол). Большая числовая апертура (апертурный угол может достигать  $60^\circ$ ) облегчает процесс их согласования при соединении, что снижает требования к точности изготовления элементов соединителя. Такие соединители изготавливают из термопластичных материалов методом литья под давлением, что снижает их стоимость. К недостаткам полимерных ВС можно отнести высокие оптические потери и высокий температурный коэффициент линейного расширения, низкую абразивную прочность, склонность полимерных материалов к быстрому старению, высокую дисперсию.

Потери в полимерных ВС делятся на внутренние (собственные), связанные с материалом сердцевины, и внешние, зависящие от технологии полимеризации и вытягивания волокна.

У органических полимеров поглощение в инфракрасной области обычно обусловлено колебаниями молекул С–Н, а в ультрафиолетовой области — электронными переходами. Для снижения потерь в ВС из дейтеридного полиметилметакрилата все соединения С–Н заменены на С–D, поэтому поглощение за счет колебательных уровней таких связей сдвигается в более длинноволновую область.

*Инфракрасные ВС.* Кварцевое стекло прозрачно лишь в диапазоне длин волн до  $\sim 2$  мкм. Однако многие задачи требуют работы ВС на больших длинах волн (например, при создании ВОД для дистанционного измерения температуры объектов).

В твердых диэлектриках затухание света связано с наличием трех механизмов. Это электронное поглощение, рэлеевское рассеяние и поглощение на колебаниях атомов и молекул. Электронное поглощение проявляется в коротковолновой области спектра. Атомы в среде связаны между собой электронами, образующими химические связи, энергиям которых отвечают малые длины волн. Соответственно поглощение в коротковолновой области обусловлено возбуждением таких электронов.

Рассеяние Рэля обусловлено флуктуациями показателя преломления среды, что является результатом флуктуаций ее плотности и состава. Интенсивность рассеяния Рэля быстро снижается при увеличении длины волны света. Поглощение света на колебаниях атомов и молекул зависит от масс, размеров и эффективных зарядов атомов, определяющих частоты их собственных колебаний. Оно проявляется на больших длинах волн. При приближении частоты света к частотам собственных колебаний поглощение резко возрастает, определяя положение края полосы поглощения в низкочастотной области.

Имеются три класса материалов для ВС, работающих в инфракрасной области спектра:

- галогенированные кристаллы ( $\text{AgF}$ ,  $\text{AgCl}$ ,  $\text{AgBr}$ ,  $\text{AgI}$  и такие же соединения на основе  $\text{Tl}$  и  $\text{Cs}$ ), например кристаллы KRS-5 (42 %  $\text{TlBr}$ +58 %  $\text{TlI}$ ) и KRS-6 (40 %  $\text{TlBr}$ +60 %  $\text{TlI}$ ), имеющие кубическую структуру;

- халькогенидные стекла ( $\text{As}_2\text{S}_3$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$ );

- стекла на основе фторидов тяжелых металлов ( $\text{ZrF}_4$  и т.д.).

В принципе, в инфракрасной волоконной оптике могут использоваться монокристаллические и поликристаллические

материалы. Однако выращивание монокристаллов с волоконной конфигурацией и большой длиной имеет серьезные проблемы. Более перспективными в этом плане являются поликристаллические материалы на основе галогенидов серебра и таллия (TI), а также смешанных соединений бромида и иодида таллия (TIBr+TII). Кристаллы галогенидов таллия имеют высокий показатель преломления ( $n \approx 2,7$ ), что приводит к высокому уровню потерь на рассеяние. Однако при работе в инфракрасном диапазоне потери на рассеяние оказываются значительно ниже. С учетом рассеяния на границах кристаллитов затухание света в поликристаллических ВС на основе галогенидов таллия составляет от 150 до 400 дБ/км. Такой уровень потерь сохраняется в диапазоне длин волн от  $\sim 6$  до  $\sim 15$  мкм.

Прозрачными материалами в инфракрасной области, перспективными для волоконной оптики, являются халькогенидные стекла  $As_2S_3$  и  $As_2Se_3$ . Край полосы поглощения для  $As_2S_3$  соответствует примерно середине видимой области спектра, для  $As_2Se_3$  он находится в ближней инфракрасной области. Поэтому первый материал имеет красный цвет, а второй — черный. Халькогенидные стекла имеют высокий показатель преломления ( $2,4 \div 2,7$ ), они прозрачны в диапазоне примерно до 10 мкм ( $As_2S_3$ ) и 14 мкм ( $As_2Se_3$ ). Благодаря аморфной структуре, из халькогенидных стекол можно изготовить ВС с длиной несколько километров и нужными диаметрами сердцевинки и оболочки. В лучших халькогенидных световодах из  $As_2S_3$  затухание света составляет 35 дБ/км на длине волны  $\lambda = 2,4$  мкм.

Третий класс материалов для инфракрасных ВС включает стекла на основе фторидов тяжелых металлов циркония и гафния ( $ZrF_4$ ,  $HfF_4$ , сложные соединения на их основе, например  $ZrF_4-BaF_2-LaF_3-AlF_3-NaF$ ). Измерения пропускания в образцах стекол из фторидов тяжелых металлов позволили выявить у них широкую область высокой прозрачности, простирающуюся от 0,3 до 8 мкм. Эти стекла имеют небольшие

температуры стеклования (около 300 °С) и близкие к кварцевому стеклу значения показателя преломления (1,5). Длинноволновая граница пропускания в инфракрасном диапазоне и низкий уровень рэлеевского рассеяния обещают возможность собственного затухания в таких материалах на уровне 0,01 дБ/км.

Инфракрасные волоконные световоды с оптическими потерями от 10 до 100 дБ/км производятся уже сейчас и могут использоваться в ВОД, приборах медицинской диагностики, в линиях передачи мощного лазерного излучения, а также в волоконно-оптических лазерах.

## 4. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ С ВОЛОКНОМ В КАЧЕСТВЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

### 4.1. Принцип построения

В ВОД, как уже отмечалось, волоконные световоды могут служить средством транспорта оптического излучения от излучателя до чувствительного элемента неволоконной конфигурации и от данного элемента до фотоприемного устройства или могут являться собственно чувствительными элементами. ВОД с волокном, являющимся только линией передачи световой мощности, условно можно разделить на датчики с оптическим преобразователем и датчики, построенные по схеме оптического зонда [5, 6].

*Датчики с оптическим преобразователем* — это устройства, содержащие оптический материал или чувствительный к механическому воздействию оптический элемент, преобразующий изменение величины внешнего воздействия в изменение параметров светового луча (рис. 4.1).

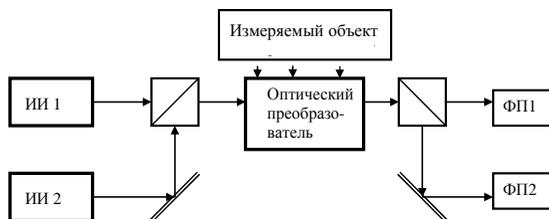


Рис. 4.1. Функциональная схема ВОД с оптическим преобразователем: ИИ — источники излучения; ФП — фотоприемные устройства

Преобразователь помещают между торцами передающего и приемного световодов. В таких датчиках используются в основном многомодовые ВС и пучки световодов (волоконно-оптические жгуты). В качестве источников света, как правило, применяются светодиоды с малым уровнем шума, а в некоторых

случаях — полупроводниковые лазеры. Роль фотоприемников выполняют *pin*-фотодиоды или обычные фотодиоды [8].

*ВОД с зондом из оптического волокна.* В них световое поле, излучаемое, отраженное или рассеянное объектом измерения, выделяется с помощью приемной оптической головки, состоящей из объектива и ВС (рис. 4.2). Эта информация поступает на фотоприемник.

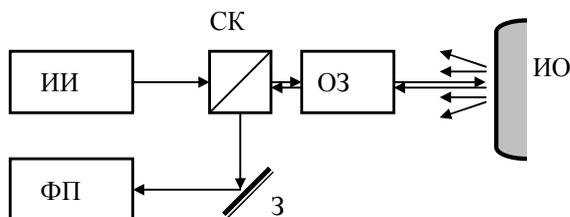


Рис. 4.2. Функциональная схема ВОД с оптическим зондом:  
 ИИ — источник излучения; ФП — фотоприемное устройство;  
 СК — светоделительный элемент; З — зеркало;  
 ОЗ — оптический зонд; ИО — измеряемый объект

В ВОД зондового типа используют как многомодовые, так и одномодовые волоконные световоды. Роль источников излучения могут играть лазеры или светодиоды. ВОД зондового типа обладают высокой чувствительностью, и их несомненным достоинством является возможность бесконтактных измерений различных воздействий.

## 4.2. Модуляция параметров световых волн и используемые для этого эффекты

Поле световой волны определяется выражением [1, 2]

$$\vec{E} = \vec{A} \cdot \cos(\omega t + \varphi), \quad (4.1)$$

откуда следует, что измеряемый объект может модулировать интенсивность, поляризацию, частоту и фазу световой волны.

*Эффекты, связанные с модуляцией интенсивности света.*

Интенсивность света  $|A|^2$  при его распространении в оптической среде, отражении от объекта либо излучении света измеряемым объектом зависит от оптического поглощения материала, отражательной способности объектов, интенсивности теплового излучения, характеристик люминесценции материала.

Изменение оптического поглощения среды может быть обусловлено:

- температурной зависимостью граничной длины световой волны в спектре поглощения полупроводников;
- эффектом Франца — Келдыша (сдвиг края полосы поглощения под влиянием электрического поля);
- изменением спектра молекулярного поглощения материала.

Изменение отражательной способности объектов может быть обусловлено:

- изменением формы отражающей поверхности;
- изменением агрегатного состояния вещества вблизи отражающей поверхности;
- изменением фазового состава отражающей поверхности.

Интенсивность и спектральный состав теплового излучения твердых тел находятся в сильной зависимости от температуры, материала и состояния поверхности объекта.

*Характеристики явления люминесценции* (излучения света веществом при поглощении различных корпускулярных лучей, а также в результате химического или физического воздействия) в значительной степени зависят от величины внешних воздействий на это вещество.

*Эффекты, связанные с модуляцией поляризации света.*

Состояние поляризации света при прохождении через среду или при отражении от ее границ может меняться вследствие эффектов:

- Фарадея (поворот плоскости поляризации линейно поляризованной световой волны при наличии составляющей напряженности магнитного поля в направлении распространения света);

- Поккельса (линейного электрооптического эффекта в кристаллических средах без центра симметрии);

- индуцированного двулучепреломления в фотоупругих материалах при наличии в них упругих напряжений (деформаций);
- эффекта Коттона — Мутона при распространении света в среде с магнитными свойствами.

*Эффекты, связанные с модуляцией частоты света.* Частота световых волн может изменяться при их отражении от движущихся объектов вследствие эффекта Доплера, рассеяния света на молекулярных колебаниях (рамановское рассеяние), вследствие зависимости характеристик люминесценции от состояния среды, при дифракции света на акустических волнах, при нелинейно-оптических преобразованиях световых волн в нелинейной среде.

*Эффекты, связанные с фазовой модуляцией световых волн.* Модуляция фазы световой волны при ее распространении в среде наблюдается вследствие изменения оптической длины пути, т.е. изменения показателя преломления или размеров оптического образца. При интерференции когерентных световых лучей модуляция фазы преобразуется в модуляцию интенсивности, что в конечном итоге позволяет определить величину изменения фазы волны с очень высокой точностью (до  $10^{-8}$  рад). Изменение показателя преломления среды может быть обусловлено линейным электрооптическим эффектом, проявлением фотоупругого эффекта при наличии упругих деформаций, термооптическим эффектом. Изменение размеров оптического образца возможно вследствие эффекта теплового расширения, упругой деформации, а также за счет эффекта магнитострикции в магнитных материалах.

### **4.3. Амплитудные датчики (датчики на основе изменения интенсивности света)**

#### **Температурные датчики**

Контроль температуры объектов и деталей установок является одной из важнейших операций при управлении технологическими процессами. ВОД обладают преимуществами в сравнении с другими методами измерений при определении температуры в труднодоступных местах или в условиях сильных

электромагнитных помех. Среди ВОД температуры можно выделить датчики дистанционного типа, построенные по принципу оптического зонда и измеряющие тепловое излучение нагретых тел; к датчикам с оптическим преобразователем относятся ВОД на основе поглощения света в полупроводниках.

*Датчики, измеряющие тепловое излучение.* Любое вещество при конечной температуре ( $T > 0$  К) излучает тепло. Для абсолютно черного тела энергия теплового излучения  $W_\lambda$  на длине волны  $\lambda$  при температуре  $T$ , К, выражается формулой Планка [2, 6]

$$W_\lambda = C_1 \lambda^{-5} \left[ \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (4.2)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — так называемые радиационные постоянные:  $C_1 = 3,7415 \cdot 10^{-16}$  Вт/м<sup>2</sup>;  $C_2 = 1,443879 \cdot 10^2$  м·К. Качественно вид зависимостей  $W_\lambda(\lambda)$  при разных значениях температуры абсолютно черного тела иллюстрирует рис. 4.3.

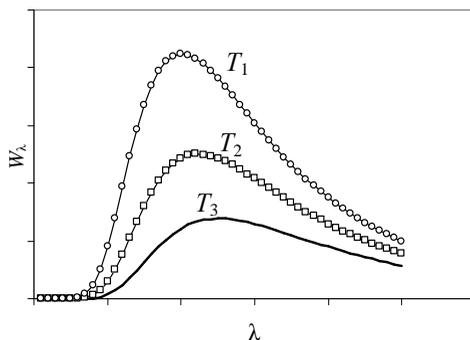


Рис. 4.3. Качественный вид зависимостей распределения энергии теплового излучения твердого тела по длинам волн:  $T_1 > T_2 > T_3$

Из рисунка видно, что при повышении температуры тела энергия излучения возрастает, а длина волны света  $\lambda_m$ , соответствующая максимуму излучаемой мощности, сдвигается в коротковолновую область (данный эффект называют смещением Вина). Суммарная энергия излучения тела

определяется путем интегрирования выражения (4.2) по всем длинам волн:

$$W_T = \pi \int_0^{\infty} W_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4, \quad (4.3)$$

где  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Выявлено, что величины  $\lambda_m$  и  $T$  связаны соотношением

$$\lambda_m T = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}. \quad (4.4)$$

Из приведенных соотношений следует, что по измеренной мощности теплового излучения на некоторой фиксированной длине волны или в некотором диапазоне длин волн можно определить температуру тела. Однако энергия теплового излучения любого реального тела зависит от вещества и его состояния его поверхности. Для более корректного определения по тепловому излучению температуры реального объекта в формулу (4.2) для абсолютно черного тела вводится поправочный коэффициент  $\epsilon_T$ . Так, для полированной поверхности алюминия  $\epsilon_T = 0,06$ , для полированной поверхности стекла  $\epsilon_T = 0,95$ . Для уменьшения погрешности измерения (вследствие того что  $\epsilon_T \neq 1$ ) обычно используют метод двух цветов. При этом мощность теплового излучения измеряется на двух длинах волн и по соотношению результатов измерений определяется температура.

Существенным преимуществом данного способа является возможность бесконтактного измерения высоких температур. Очевидно, что диапазон измеряемых температур определяет требования к характеристикам материалов, из которых выполняются принципиально важные элементы таких приборов. Стандартная схема прибора включает объектив, ВС для транспорта «изображения» измеряемого объекта к фотодетектору, фотодетектор и электронную часть. Фотодетекторы выбираются из заданного диапазона

изменяемых температур. При  $T > 600^\circ\text{C}$  в качестве детекторов можно использовать кремниевые элементы, а для  $T < 600^\circ\text{C}$  — элементы из Ge, PbS или других полупроводниковых соединений, способных работать в инфракрасной области, поскольку при  $T < 600^\circ\text{C}$   $\lambda_m$  оказывается сдвинутой в длинноволновую область. В табл. 4.1 представлены значения ширины запрещенной зоны  $E_g$  и длинноволновой границы оптического поглощения  $\lambda_{гр}$  для некоторых полупроводниковых материалов, используемых в фотодетекторах [8].

Таблица 4.1

Ширина запрещенной зоны и длина волны, соответствующая краю полосы поглощения некоторых полупроводниковых материалов

Материал	$E_g$ , эВ	$\lambda_{гр}$ , мкм
Кремний (Si)	1,206	1,02
Германий (Ge)	0,785	1,58
Арсенид индия (InAs)	0,35	3,54
Сульфид свинца (PbS)	0,29	4,27
Селенид свинца (PbSe)	0,17	7,2
Антимонид индия (InSb)	0,17	7,2

При использовании в подобных датчиках температуры обычных кварцевых ВС диапазон измеряемых температур составляет  $\sim(400\div 2000)^\circ\text{C}$ , поскольку диапазон прозрачности кварцевых световодов —  $0,4\div 2$  мкм. Для измерения более низких температур необходимы ВС, прозрачные в инфракрасном диапазоне. Такие же требования предъявляются и к другим оптическим элементам данных датчиков — линзам, фильтрам, оптическим окнам. Так, волокна на основе фторидных и халькогенидных стекол, а также кристаллов KPC5, AgCl, CsI, прозрачные в диапазоне до 25 мкм, позволяют достичь уровня измеряемых температур 100 К. В табл. 4.2 представлены

некоторые характеристики материалов, используемых при изготовлении линз и оптических окон для работы в инфракрасном диапазоне [3].

Таблица 4.2  
Диапазон прозрачности некоторых материалов

Материал	Показатель преломления	$\lambda_{пр}$ , мкм	Пропускание в видимой области
Стекло	1,5	2,8	Высокое
Плавленый кварц	1,46	4	Высокое
Флюорит ( $\text{CaF}_2$ )	1,43	10	Высокое
Халькогенидное стекло ( $\text{As}_2\text{S}_3$ )	2,35	12	Низкое
Сульфид цинка ( $\text{ZnS}$ )	2,25	14	Очень низкое

ВОД температуры с измерением теплового излучения выпускаются целым рядом зарубежных и отечественных фирм. Так, фирма Mikron Infrared Inc., USA, выпускает несколько типов подобных бесконтактных термометров. Один из них — многоканальный высокоточный волоконно-оптический инфракрасный термометр М680 Infraducer. Диапазон измеряемых

температур составляет у него  $150 \div 4000$  °С; с измерительным электронным блоком может одновременно работать до 4 каналов измерения температуры; стандартная точность измерения температуры составляет  $\pm 1$  °С; разрешение по температуре —  $0,1$  °С; повторяемость результатов измерений —  $0,2$  °С; время отклика —  $100$  мс для аналогового выхода.

*Датчик на основе поглощения света полупроводником.* Принцип действия датчика основан на явлении сдвига края полосы поглощения в полупроводнике при изменении его температуры [5, 6]. Край полосы поглощения не является ступенчато резким, а зависимости от длины волны света

оптического пропускания полупроводникового образца при разных его температурах качественно представлены на рис. 4.4. При увеличении температуры материала край полосы поглощения смещается в длинноволновую область, причем величина смещения может достигать  $\sim 0,31$  нм/К для CdTe и  $\sim 0,35$  нм/К для GaAs.

Схема конструкции такого ВОД представлена на рис. 4.5.

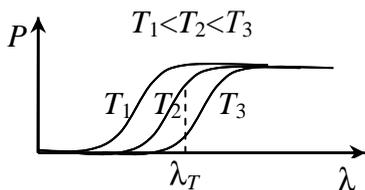


Рис. 4.4. Зависимости световой мощности, прошедшей через образец, от длины волны света при разных температурах

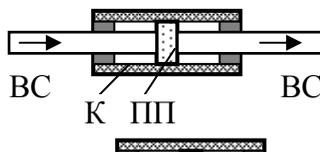


Рис. 4.5. Схема термодатчика с полупроводниковым преобразователем

Здесь пластинка (ПП) из полупроводникового материала (например, GaAs или CdTe) закреплена в теплопроводящем корпусе (К) между торцами передающего и приемного световодов (ВС). Длина волны зондирующего светового поля ( $\lambda_T$ ) находится в области края полосы поглощения.

В термодатчике интенсивность проходящего света с ростом температуры будет падать. Таким образом, по выходному сигналу фотоприемника можно судить о температуре чувствительного элемента. В подобных датчиках применяются многомодовые ВС, а в качестве излучателей — светодиоды.

При использовании в качестве источника измерительного сигнала AlGaAs-светодиода с длиной волны излучения  $\lambda=0,87$  мкм и опорного сигнала с  $\lambda=1,3$  мкм (InGaAsP-светодиод) получена точность измерения температуры  $\delta T = \pm 0,5$  °С в диапазоне  $-10 \div 300$  °С. Время измерения  $\tau = 2$  с, опорный сигнал с длиной волны вне области поглощения использовался

для повышения точности измерений [6]. Практическое применение подобных ВОД — измерение температуры проводов высоковольтных линий электропередачи и температуры обмоток высоковольтных трансформаторов.

*Датчик температуры на основе флюоресценции.* Температурные зависимости спектральных характеристик флюоресценции некоторых материалов могут также использоваться для построения датчиков температуры. Схема одного из подобных устройств приведена на рис. 4.6. Здесь на торец ВС светочувствительной части датчика нанесено флюоресцентное вещество  $[\text{Gd}_{0,99}\text{Eu}_{0,01}]_2\text{O}_2\text{S}$ . Флюоресценция возникает под действием ультрафиолетового излучения, поступающего от источника (УФ) к чувствительной области по тому же световоду [6].

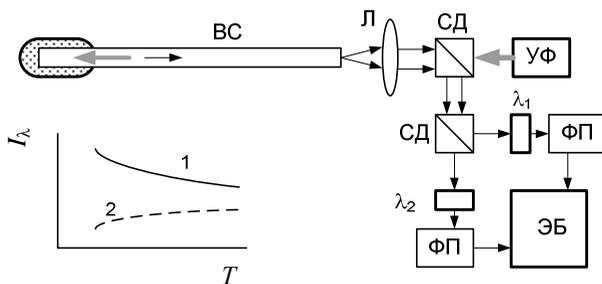


Рис. 4.6. Схема датчика температуры на основе эффекта флюоресценции:  
 ВС — световод; Л — линза; СД — светоделительные элементы;  
 $\lambda_1, \lambda_2$  — узкополосные фильтры; ФП — фотоприемные элементы;  
 ЭБ — электронный блок обработки сигналов фотоприемников

Для разных спектральных составляющих излучения флюоресценции характерны различные зависимости их интенсивности от температуры люминофора. Качественно вид температурных зависимостей интенсивности  $I_\lambda(T)$  флюоресценции для линий

с длиной волны  $\lambda_1=510$  нм (1) и  $\lambda_2=630$  нм (2) иллюстрирует рис. 4.6. Соответственно измерение отношения интенсивностей разных линий флюоресценции дает возможность определения температуры чувствительного элемента датчика.

В рассматриваемом приборе излучение флюоресценции передается к фотоприемной части по тому же световоду, что и возбуждающее излучение. С помощью светоделительных элементов (СД) оно разделяется на два канала, в которых с помощью узкополосных интерференционных фильтров ( $\lambda_1, \lambda_2$ ) выделяются спектральные составляющие с разными температурными зависимостями их интенсивности. Далее с помощью фотоприемных элементов (ФП) и электронного блока обработки (ЭБ) вычисляется отношение интенсивностей этих линий,

т.е. определяется температура чувствительной части прибора.

Описанным устройством измеряется температура в диапазоне от  $-50$  до  $+200$  °С с погрешностью  $\pm 0,1$  °С. Время измерения температуры составляет не более 2 с.

### **Датчики механических величин**

Изменение оптического пропускания канала между источником и приемником излучения, т.е. амплитудная модуляция светового потока, достигается не только за счет изменения свойств однородного материала, образующего оптический

канал, но и при введении в этот канал инородных элементов (шторок, диафрагм, решеток), уменьшающих его поперечное сечение и, следовательно, оптическое пропускание. С другой стороны, оптическое пропускание приборов типа оптического зонда может зависеть от положения или формы поверхности отражающего объекта. В этих случаях выходной сигнал датчика является функцией положения, изменения положения или формы подвижных диафрагмирующих или отражающих элементов. Общие схемы таких датчиков представлены на рис. 4.7. В механические перемещения могут быть преобразованы самые различные физические воздействия

(выполняется предварительное преобразование физического воздействия): тепловое (преобразование за счет эффекта теплового расширения материала), электрическое (преобразование вследствие пьезоэлектрического эффекта), магнитное (преобразование за счет эффекта магнитострикции) и многие другие воздействия. Рассмотрим несколько типов ВОД для измерения величины микроперемещений. Датчики могут измерять давление, акустические колебания (гидрофоны), величину ускорения и так далее.

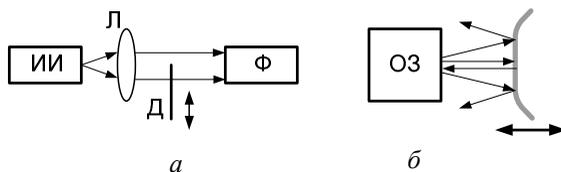


Рис. 4.7. Общие схемы датчиков с изменяемой площадью сечения оптического канала (а) и с отражательной диафрагмой (б): ИИ — источник излучения; Л — линза; Д — диафрагма (шторка); Ф — фотоприемное устройство; ОЗ — оптический зонд

*Датчики перемещения с отражательной диафрагмой.*  
 Принцип работы датчиков с отражательной диафрагмой основан на зависимости величины принимаемой им световой мощности, отражаемой или излучаемой объектом, от расстояния между объективом зонда и отражающей поверхностью [6]. Схема конструкции датчика с упругой отражательной диафрагмой изображена на рис. 4.8.

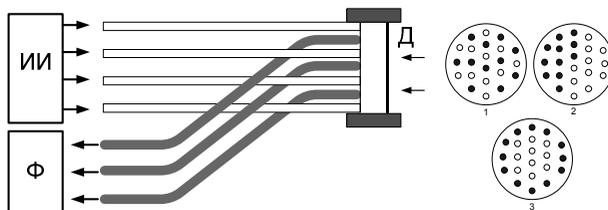


Рис. 4.8. Схема датчика с отражательной диафрагмой (слева) и разные виды укладки передающих и приемных ВС (справа):  
 ИИ — источник излучения; Ф — фотоприемное устройство;  
 1 — случайная укладка; 2, 3 — упорядоченная укладка ВС в жгуте

Здесь большое число многомодовых ВС собрано в виде жгута, состоящего из передающих и приемных световодов. Торец жгута имеет полировку оптического качества, он запрессован в металлической обойме, к которой жестко прикреплена упругая диафрагма из материала с высоким коэффициентом

отражения. Излучение с торцов передающих ВС отражается от поверхности диафрагмы и его часть возвращается в приемные световоды. Величина световой мощности, попадающей

в приемные ВС после отражения излучения от диафрагмы (Д), зависит от формы отражающей поверхности диафрагмы и взаимного расположения передающих и приемных световодов в жгуте. Форма отражающей поверхности может изменяться, например, при изменении воздействующего на диафрагму давления жидкости, газа или сыпучих веществ.

В экспериментальных моделях датчиков использовались три типа укладки передающих и приемных световодов в жгуте (см. рис. 4.8). Это случайное их расположение (1) и упорядоченная укладка (2, 3). Зависимость оптического пропускания зонда (отношение мощности, попадающей в приемные ВС, к мощности, излучаемой передающими) от смещения диафрагмы для разных вариантов размещения световодов представлена на рис. 4.9.

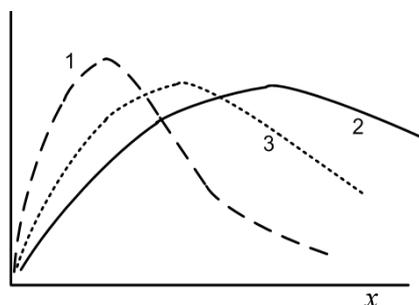


Рис. 4.9. Вид зависимостей выходного сигнала датчика с отражательной диафрагмой от деформации диафрагмы для разных способов укладки передающих и приемных ВС в жгуте (см. рис. 4.8)

Можно видеть, что максимальная крутизна рабочей характеристики достигается при случайном распределении передающих и приемных световодов по сечению жгута. При регулярном расположении ВС, в котором передающие и приемные волокна составляют локализованные группы, крутизна характеристики значительно ниже. Однако для обеспечения высокой линейности характеристики устройства в большом диапазоне входных воздействий более приемлемыми могут оказаться регулярные способы укладки передающих и приемных световодов.

В устройстве, описанном в [6], волоконный жгут состоит из ста многомодовых ВС, его диаметр  $\sim 1,8$  мм. Диафрагма выполнена из нержавеющей стали толщиной  $d=15$  мкм. Прибор используется для измерения давления жидкости. Максимальная величина измеряемого давления  $\sim 2,7 \cdot 10^4$  Па. В качестве источников излучения в подобных приборах обычно используются светодиоды. На основе данной базовой схемы реализованы датчики для измерения давления, перемещений и колебаний [6].

*Датчик линейного ускорения (акселерометр).* Для построения измерителей линейного ускорения, как правило, используется эффект механической инерции. Пример схемы волоконно-оптического акселерометра с модуляцией

пропускания оптического канала приведен на рис. 4.10. Здесь оптический канал образован между торцами двух градиентных линз, являющихся выходным элементом передающего и входным элементом приемного световодов. Канал частично перекрывается шторкой, жестко связанной с грузом массой  $m$ , размещенным на плоской круглой пружине [6]. Груз с пружиной образуют инерционную систему. При наличии линейного ускорения  $\bar{a}$  со стороны груза на пружину действует сила  $\bar{F} = m \cdot \bar{a}$ . Она уравнивается силой упругости (возвращающей силой), возникающей при деформации пружины. Для гашения колебаний системы используется демпфирующий элемент (Д), с которым связан груз. При частотах воздействия, низких по сравнению с частотой собственных колебаний инерционной системы, и не слишком больших

деформациях пружины величина возвращающей силы линейно связана с деформацией пружины, т.е. с величиной смещения шторки. При однородном распределении интенсивности света по поперечному сечению оптического канала изменение положения шторки приводит к линейному изменению величины световой мощности, попадающей на фотоприемник. Анализ и экспериментальные исследования показали, что в подобном устройстве при собственной частоте колебаний инерционной системы в 3 кГц возможно измерение величины ускорения в диапазоне от 0,1g до 40g с точностью  $\pm 5\%$ .

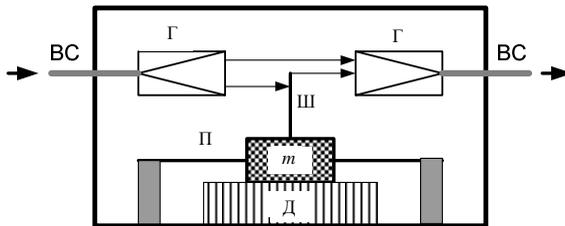


Рис. 4.10. Схема акселерометра с модуляцией пропускания оптического канала: ВС — световод; Г — градиентная линза; Ш — шторка; П — пружина; Д — демпфирующий элемент

*Датчик давления.* Необходимо отметить, что в датчиках с амплитудной модуляцией величина выходного сигнала фотоприемного устройства, как правило, зависит от входной световой мощности. При этом случайные флуктуации мощности источника излучения могут восприниматься как полезный сигнал. Соответственно в таких устройствах необходимо принимать меры по стабилизации выходной мощности излучателя либо вводить опорный канал для ее контроля. Пример

схемы подобного решения для волоконного датчика давления приведен на рис. 4.11. Здесь излучение источника делится с помощью волоконного Y-разветвителя и распространяется в двух независимых оптических каналах — опорном и измерительном. Пропускание измерительного канала изменяется при изменении положения шторки, закрепленной на тонкой упругой стенке оптического блока, деформируемой при изменении

давления жидкости или газа. Пропускание опорного канала величина постоянная, и оптическая мощность, попадающая на фотоприемный узел этого канала, меняется лишь при изменении мощности, излучаемой источником. Схема электронной обработки вычисляет отношение выходных сигналов

фотоприемных элементов, подавляя в значительной мере влияние колебаний мощности излучателя на результат измерений.

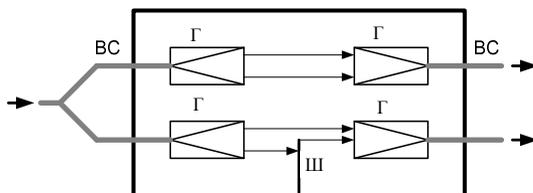


Рис. 4.11. Схема датчика давления с модуляцией пропускания и опорным каналом: ВС — световод; Г — градан; Ш — шторка

Для минимизации начальных оптических потерь (собственных потерь) при нулевом входном воздействии в схемах датчиков с переменным сечением оптического канала также используются граданы, формирующие световые пучки с поперечным размером около 1 мм. Соответственно величины смещений шторки в них составляют от единиц до сотен микронов.

Для повышения чувствительности приборов в качестве шторок используются амплитудные пропускающие решетки.

*Волоконно-оптический гидрофон.* Примером амплитудного ВОД, обеспечивающего чрезвычайно высокую чувствительность, является гидрофон с модуляцией пропускания оптического канала с помощью амплитудных решеток [5, 6] (рис. 4.12).

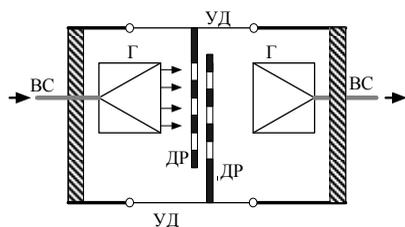


Рис. 4.12. Схема оптической части гидрофона с дифракционными решетками: Г — граданы; ДР — дифракционные решетки; УД — упругие диафрагмы

В данном случае роль шторки играют две близко расположенные амплитудные дифракционные решетки (ДР), введенные в оптический канал. Они закреплены на стенках корпуса

оптической головки датчика, выполненных в виде упругих диафрагм (УД), воспринимающих акустические колебания в жидкости. Важными параметрами оптической части являются расстояния между торцами граданов и решетками, а также ширина окна решетки. Оптическое пропускание системы решеток максимально при полном перекрытии окон и падает

до нуля, когда окно одной решетки закрывается непрозрачной частью другой. Соответственно величина пропускания такой системы является периодической функцией взаимного смещения решеток, а период этой функции определяется шириной окна решетки.

В гидрофонах рассмотренной конструкции достигнута поразительно высокая чувствительность к величине смещения решеток. Так, для оптического блока с расстоянием между торцами градианов в 1,5 см, шириной окна решетки 6 мкм и расстоянием между решетками в 1 мкм минимальное измеренное смещение составило  $3,4 \cdot 10^{-4}$  нм при перепаде выходной мощности в 19 мкВт. В этом устройстве при ВС диаметром

200 мкм на длине волны света 0,63 мкм собственные потери были на уровне 7 дБ. Диапазон рабочих частот датчика составляет

от 100 Гц до 5,5 кГц. На частотах до 1 кГц датчик способен измерять сигналы на уровне шумов океана.

#### **4.4. Поляризационные датчики**

##### **Типы чувствительных элементов с модуляцией состояния поляризации света**

Состояние поляризации света, распространяющегося в диэлектрической среде, может изменяться под влиянием *магнитного поля, электрического поля*, вследствие наличия в среде *упругих деформаций*. Внешние воздействия приводят к эффектам вращения эллипсоида (или эллипса) поляризации света вследствие наведенной гиротропии или к появлению двулучепреломления среды. Соответственно чувствительные элементы оптических датчиков с поляризационной модуляцией можно разделить на поляризационно-вращательные элементы и элементы с индуцированным двулучепреломлением.

##### **Оптические элементы поляризационно-вращательного типа**

Основной элементов поляризационно-вращательного типа являются материалы, в которых под влиянием внешних

воздействий возможен поворот эллипса поляризации световой волны без изменения его формы. В случае линейной поляризации этот эффект сводится к повороту плоскости поляризации. В оптических материалах поворот плоскости (эллипса) поляризации наблюдается при распространении света в среде под действием продольной составляющей вектора напряженности магнитного поля (или магнитной индукции) — это эффект Фарадея. Угол поворота плоскости поляризации определяется соотношением

$$\alpha = V_B \int_0^L \bar{H} \cdot \bar{dl}, \quad (4.5)$$

где  $V_B$  — постоянная Вердэ, или магнитная вращательная способность, величина которой зависит от микроскопических параметров вещества и длины волны света;  $L$  — оптическая длина пути света в среде. Следует отметить, что эффект Фарадея является невзаимным, т.е. при изменении направления света на обратное (распространение его назад по тому же пути) плоскость поляризации продолжает поворачиваться в ту же сторону, что и при его распространении в прямом направлении. Это

позволяет накапливать эффект, достигая значительных углов поворота плоскости поляризации световой волны при многократных ее проходах через среду. Изменение же направления магнитного поля на обратное приводит к изменению направления вращения плоскости поляризации света.

Для создания чувствительных элементов поляризационно-вращательного типа, как правило, используют диамагнитные материалы. Для них величина постоянной Вердэ существенно ниже, чем для ферромагнитных, но при этом величина эффекта Фарадея практически не зависит от температуры.

На рис. 4.13 представлена стандартная схема ВОД магнитного поля поляризационно-вращательного типа с ВС в качестве линии передачи. Его основу составляет элемент

Фарадея с поляризационными элементами — поляризатором и анализатором.

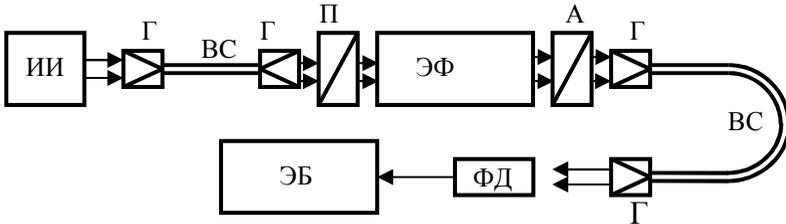


Рис. 4.13. Схема ВОД на основе элемента Фарадея:

ИИ — источник излучения; Г — граданы; ВС — передающий и приемный волоконные световоды; П — поляризатор; А — анализатор; ЭФ — элемент Фарадея; ФД — фотодетектор; ЭБ — электронный блок

Источником излучения (ИИ) в таких приборах, как правило, является светодиод. Его излучение вводится в многомодовый ВС с граданами (Г) на входном и выходном концах. Благодаря поляризатору (П), в элемент Фарадея (ЭФ) вводится линейно поляризованная световая волна. После ЭФ свет проходит через анализатор и вводится в приемный ВС, доставляющий световое поле к фотодетектору (ФД). Для обеспечения максимальной чувствительности и линейности характеристики устройства главные оси поляризатора и анализатора скрещены под углом  $45^\circ$ . При этом согласно закону Малюса световое поле после анализатора может быть представлено в виде

$$I = I_0 \cos^2(\alpha + 45^\circ) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\alpha + 90^\circ)] = \frac{I_0}{2} [1 + \sin(2\alpha)]. \quad (4.6)$$

Из (4.6) следует, что функция преобразования устройства (зависимость интенсивности света от угла поворота плоскости поляризации) в данном случае нелинейна. Кроме того, величина выходного сигнала фотоприемника зависит и от входной световой мощности, и, очевидно, от потерь света в элементе Фарадея и в поляризационных элементах. Для малых углов поворота плоскости поляризации  $\alpha$  это выражение упрощается и приращение световой мощности на выходе анализатора можно считать линейной функцией угла  $\alpha$ :

$$\Delta I \approx \pm \frac{I_0}{2} \sin(2\alpha) = \pm I_0 \alpha. \quad (4.7)$$

Как отмечалось, при необходимости обеспечения температурной стабильности подобных датчиков применяются диамагнитные материалы. В то же время зависимость постоянной

Вердэ и выходного сигнала может быть использована для построения поляризационных датчиков температуры. В табл. 4.3 приведены характеристики магнитооптических материалов. В их число входит свинцовое стекло, кристаллы силиката висмута ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ) и германата висмута ( $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ), а также кристаллы феррит-гранатов, яркими представителями которых являются железоиттриевый гранат и тербий-галлиевый гранат.

Необходимо отметить, что кристаллы  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  обладают наряду с эффектом Фарадея и естественной оптической активностью. Явление поворота плоскости поляризации наблюдается в них и без воздействия внешнего магнитного поля при распространении линейно поляризованных световых волн в некоторых направлениях. В общем случае угол поворота  $\alpha$  будет определяться соотношением  $\alpha = V_{\text{B}}HL + \theta_{\text{a}}L$ , где  $\theta_{\text{a}}$  — величина удельного вращения для естественной оптической активности.

Таблица 4.3  
Характеристики материалов, используемых в элементах Фарадея

Материал	Структура	$V_{\text{B}}$ , мин/(Э·см)	Ест. опт. активн., °/мм	$\lambda$ , мкм
Свинцовое стекло	Аморфная	0,04	—	0,85
$\text{As}_2\text{S}_3$ -стекло	Аморфная	0,1	—	0,9
ZnSe	Кубическая	0,21	—	0,82
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	Кубическая	0,1	10,5	0,87
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	Кубическая	0,188	9,6	0,85
Стекло FR-5	Аморфная	0,11	—	0,85

Железоиттриевый гранат ( $Y_3Fe_5O_{12}$ )	Кубическая	9,0	–	1,3
Тербий-галлиевый гранат ( $Tb_3Ga_5O_{12}$ )	Кубическая	0,46		0,633

Для межсистемного перевода единиц можно использовать соотношение:  $1 \text{ Э} = 79,5775 \text{ А/м}$ .

### Оптические датчики с индуцированным двулучепреломлением

В датчиках с индуцированным двулучепреломлением принцип действия основан на изменении величины двулучепреломления оптически анизотропных сред при воздействии упругих или электрических полей либо на возникновении эффекта

двулучепреломления в оптически изотропных материалах при наличии таких воздействий [3, 6]. Классическим примером подобного устройства, выполняющего роль датчика электрического напряжения, является электрооптический модулятор

интенсивности света (см. подразд. 3.6). С помощью материалов, обладающих хорошими фотоупругими свойствами, на основе эффекта двулучепреломления можно построить, например, датчики давления и ускорения.

На рис. 4.14 приведена схема датчика давления на основе оптически изотропного материала. Давление  $Q$ , приложенное к фотоупругому элементу, приводит к появлению в среде выделенного направления, т.е. к наведению в нем искусственной

оптической анизотропии. Если через образец пропускается световая волна с линейной поляризацией и ориентацией плоскости поляризации под углом  $45^\circ$  к направлению приложенной силы, то эта волна в образце распадается на обыкновенную и необыкновенную волны.

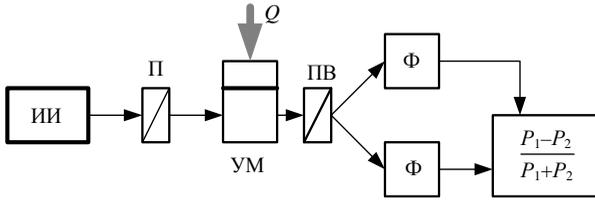


Рис. 4.14. Схема поляризационного ВОД с индуцированным двойным лучепреломлением для измерения давления:

ИИ — источник излучения; П — поляризатор; УМ — упругий материал; ПВ — призма Волластона; Ф — фотоприемники

Соответственно при распространении их в образце с разными скоростями между ними возникает фазовый сдвиг и прошедшая образец световая волна в общем случае будет поляризована эллиптически. С помощью анализатора изменение результирующей поляризации световой волны преобразуется в изменение ее интенсивности. Световая мощность, измеряемая фотодетектором, в этом случае будет равна

$$P = P_0 \left[ 1 + \sin \left( \pi \frac{Q}{Q_{\pi}} \right) \right], \quad (4.8)$$

где  $Q_{\pi}$  — полуволновое давление (давление, при котором разность фаз обыкновенной и необыкновенной волн на выходе образца равна  $\pi$ ).

Для некристаллических материалов полуволновое давление можно выразить в виде

$$Q_{\pi} = \lambda / (CL), \quad (4.9)$$

где  $C = -(1/2)n_0^3(p_{11} - p_{12})(s_{11} - s_{12})$ , а  $p_{ij}$  и  $s_{kl}$  — компоненты тензора фотоупругости и упругие деформации.

Как уже отмечалось, в устройствах подобного типа величина масштабного коэффициента зависит от входной световой мощности. Для исключения влияния нестабильности мощности источника излучения на характеристики ВОД в качестве поляризатора используется призма Волластона (ПВ).

### Мощности

световых пучков с ортогональной поляризацией после призмы Волластона определяются соотношением:

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} [1 \pm \sin 2\alpha] / 2, \quad (4.10)$$

где угол  $\alpha$  отвечает ориентации эллипса поляризации световой волны на выходе упругого образца; знаки «+» и «-» соответствуют световым пучкам с разной поляризацией.

### Выходные

сигналы фотодетекторов обрабатываются электронным блоком, вычисляющим отношение разности мощностей сигналов к их сумме. Легко заметить, что величина этого отношения уже не зависит от входной световой мощности.

В качестве материалов для фотоупругих элементов выбирают оптически изотропные материалы без остаточных напряжений и с высокой температурной стабильностью. Для обеспечения точности измерений необходима хорошая передача давления на фотоупругий элемент. В табл. 4.4 представлены значения постоянной  $C$  для некоторых фотоупругих материалов [6].

Таблица 4.4

Значения постоянной  $C$  для некоторых материалов

Материал	$C \cdot 10^{-11}, \text{ м}^2/\text{Н}$	$\lambda, \text{ мкм}$
Плавленый кварц	0,37	0,63
Стекло	0,65	0,82
Плексиглас	1,1	0,55
Эпоксидная смола	5,2	0,55
Бакелит	5,7	0,55
Целлулоид	1,4	0,55
Фенолят	5,3	0,55

При использовании света с  $\lambda=0,82$  мкм и фотоупругого элемента из пирекс-стекла с размером в направлении

распространения света  $L=0,6$  см полуволновое давление составляет  $Q_{\text{п}}=2,1 \cdot 10^7$  Па. Диапазон измерений датчиков оценивается в  $10^3 \div 10^6$  Па. Теоретический минимально измеряемый уровень давления составляет 1,4 Па.

Следует отметить, что к недостаткам оптических датчиков поляризационного типа относится необходимость использования поляризационных элементов. Требование линейности рабочей характеристики прибора ведет к дополнительным оптическим потерям, к тому же высококачественные кристаллические поляризационные элементы существенно увеличивают его стоимость.

## **4.5. Датчики на основе сдвига частоты света**

### **Основные схемы датчиков с частотной модуляцией**

Датчики с частотной модуляцией используются в случаях, когда исследуемый объект может изменять частоту измерительного светового сигнала или его спектральные характеристики. Измерения девиации частоты света проводятся методами оптического гетеродинирования или спектрального анализа. Метод оптического гетеродинирования реализуется путем интерференции измерительного светового сигнала с опорным и последующего выделения сигнала разностной частоты и его обработки.

Типичным примером датчиков с частотной модуляцией являются лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС). К приборам с частотной модуляцией света можно отнести и рассмотренные ранее измерители температуры на основе эффекта флюоресценции, а также рамановские спектрометры. Для последних спектральный состав излучения, прошедшего через некоторое вещество, определяется компонентами вещества.

В ЛДИС для измерения скорости движения сыпучих веществ, потока жидкости или движения объектов используется эффект Доплера, заключающийся в изменении частоты света при его отражении от движущегося объекта. Причина такого изменения очевидна: при движении объекта в направлении излучателя каждый последующий волновой фронт зондирующего сигнала отражается от объекта спустя время, меньшее, чем период волнового процесса. Частота отраженного сигнала при этом оказывается выше частоты зондирующего. При движении объекта в направлении от излучателя наблюдается обратная картина, т.е. частота отраженного сигнала уменьшается. В волоконно-оптических ЛДИС используются две базовые схемы построения оптической части приборов. Это ЛДИС с опорным световым сигналом (рис. 4.15, *a*) и ЛДИС дифференциального типа (рис. 4.15, *б*).

В приборе с опорным световым сигналом излучение He-Ne-лазера с помощью волоконного оптического зонда (ОЗ) освещает движущийся объект. Часть излучения, рассеянного объектом и имеющего доплеровский сдвиг, улавливается тем же зондом и передается на фотоприемный элемент (Ф). Этот световой сигнал на пути к фотоприемнику смешивается с частью излучения лазера, отраженного от выходного торца оптического зонда, что приводит к появлению в световом поле, приходящем к фотоприемнику, составляющей с доплеровской частотой

$$f_D = \frac{2V_{об}}{\lambda} \cos \theta, \quad (4.11)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения лазера;  $V_{об}$  — скорость движения объекта;  $\theta$  — угол между зондирующим лазерным лучом

и вектором скорости объекта. С помощью электронного блока обработки принятого сигнала определяется величина доплеровского сдвига и выдается информация о скорости объекта.

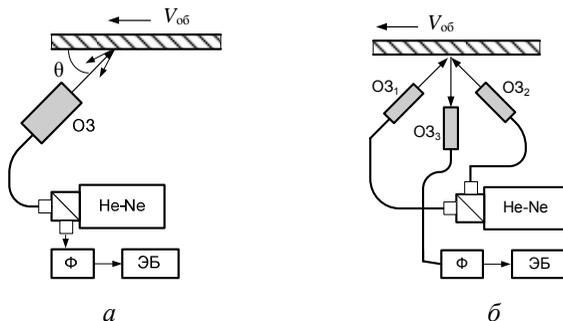


Рис. 4.15. Схемы лазерных доплеровских измерителей скорости: *а* — с опорным световым сигналом; *б* — дифференциального типа

В состав измерителя дифференциального типа входят три отдельных оптических зонда. Два из них ( $OZ_1$ ,  $OZ_2$ ) используются для освещения объекта, а третий ( $OZ_3$ ) — для приема рассеянного излучения. Располагаются они таким образом, чтобы излучение передающих зондов, рассеянное объектом и принимаемое  $OZ_3$ , имело доплеровские сдвиги одинаковой частоты, но разных знаков. При интерференции этих сигналов в спектре светового поля появляется составляющая с частотой

$$f_{D2} = \frac{2V_{об}}{\lambda} \sin\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (4.12)$$

где  $\delta$  — угол между двумя зондирующими световыми пучками.

Из соотношений (4.11) и (4.12) следует, что для точного определения скорости движения объекта необходимо прецизионное измерение углов его освещения. Кроме того, на точности измерений сказываются характеристики рассеивающей поверхности (или объема), т.е. качество обработки поверхности или размеры рассеивающих частиц в случае измерения скорости сыпучих материалов.

## Доплеровский измеритель скорости потока жидкости

Примером использования эффекта Доплера и преимуществ волоконно-оптических элементов является построение на их основе датчика для измерения скорости артериального потока крови, который может применяться и для измерения скорости потока любых жидкостей (рис. 4.16).

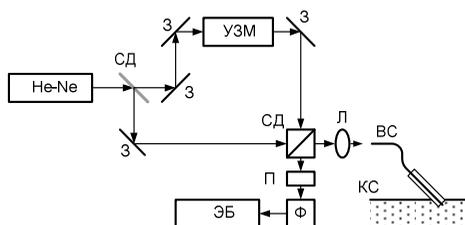


Рис. 4.16. Схема измерителя скорости потока жидкости (артериальной крови) на основе сдвига частоты света: З — зеркало; СД — светоделитель; УЗМ — ультразвуковой модулятор; Л — линза; ВС — волоконный световод; КС — кровеносный сосуд; П — поляризатор; Ф — фотоприемник; ЭБ — электронный блок

В данном устройстве излучение He-Ne-лазера делится на два пучка, один из которых вводится в измерительный канал, а второй — в опорный. Частота света в опорном канале сдвигается на некоторую величину  $f_y$  с помощью ультразвукового модулятора света (УЗМ). Это дает возможность измерения не только величины доплеровского сдвига, но и его знака, т.е. направления потока жидкости. Свет через волоконный световод вводится в кровеносный сосуд (КС) с помощью иглы от шприца. Часть излучения, рассеянного движущимися кровяными тельцами, через тот же световод, линзу (Л) и светоделитель объединяется с опорным сигналом. Интерференция опорного и сигнального пучков приводит к появлению частотной составляющей

$$f_{\text{и}} = f_{\text{y}} + \frac{2V_{\text{к}}}{\lambda} \cos \theta, \quad (4.13)$$

где  $V_{\text{к}}$  — скорость тока крови в сосуде.

Экспериментально продемонстрировано, что устройство позволяет измерять скорость потока жидкости в диапазоне от 4 см/с до 10 м/с с точностью  $\pm 5\%$ . При использовании в качестве источника света мощного ионного аргонового лазера (мощность излучения 2 Вт,  $\lambda=514$  нм) прибором можно измерять скорость даже очень слабых газовых потоков. Кроме того, волоконно-оптические доплеровские измерители скорости нашли применение в металлургическом производстве при контроле проката металлических листов [6].

## **5. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ С ВОЛОКНОМ В КАЧЕСТВЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА**

### **5.1. Деление по способу модуляции**

В таких устройствах, как уже отмечалось, в состав измерительного преобразователя входит отрезок ВС, оптические свойства которого зависят от внешнего воздействия. Принцип работы чувствительных волоконных элементов основан на изменении:

- оптических потерь в ВС;
- состояния поляризации светового поля в ВС;
- фазового набега световой волны.

Указанный класс ВОД можно разделить на датчики интерферометрические, не интерферометрические и датчики с распределенным внешним воздействием [5, 6, 14].

*Интерферометрические* ВОД могут быть построены по схемам интерферометров Маха — Цендера, Майкельсона, Фабри — Перо, Саньяка.

*Не интерферометрические* схемы основаны на эффектах изменения оптических потерь в ВС либо связи разных мод ВС. Так, ранее рассматривался пример люминесценции либо изменения поглощения света в некоторых материалах под действием

радиоактивного излучения или при изменении их температуры. Очевидно, что такие же эффекты могут наблюдаться и в материалах световодов.

### **5.2. ВОД не интерферометрического типа**

#### **Датчики на основе ВС с микроизгибами**

Изменение величины потерь в ВС может быть следствием его изгиба. При этом нарушаются условия полного внутреннего отражения в ВС и возникает связь между разными модами световода, что приводит к преобразованию части энергии направляемых мод в моды излучения. На рис. 5.1 представлена схема конструкции одного из подобных датчиков. Он состоит

из двух пластин с профилированной поверхностью, между которыми находится волоконный световод. При уменьшении расстояния между пластинами световод деформируется, что приводит к возникновению межмодовой связи.

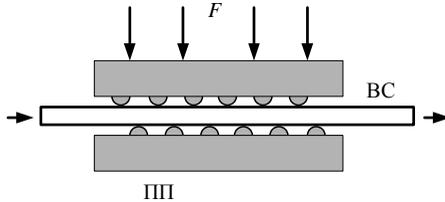


Рис. 5.1. Схема конструкции ВОД с микроизгибами:  
ПП — профилированные пластины; ВС — световод

Периодический характер микроизгибов вдоль оси световода обуславливает сильную связь между модами, постоянные распространения которых удовлетворяют условию

$$\beta - \beta' = \pm \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (5.1)$$

где  $\Lambda$  — период микроизгибов;  $\beta$  и  $\beta'$  — постоянные распространения мод.

Для ВС со ступенчатым профилем разность постоянных распространения направляемых мод выражается соотношением [6]

$$\beta_m - \beta_{m+1} = (2\Delta^{1/2} / r_0)(m / M), \quad (5.2)$$

где  $\Delta = [n^2(0) - n^2(r_0)] / 2n^2(0)$ ;  $m$  — номер рассматриваемой моды;  $M$  — число направляемых мод в системе.

Из (5.1) и (5.2) можно найти необходимую периодичность микроизгибов по известным значениям  $\beta$ . Зависимость периода структуры  $\Lambda$  от номера моды, энергия которой должна преобразоваться в излучательные моды, качественно иллюстрирует

рис. 5.2. Можно видеть, что для связи низших мод многомодового ВС необходимы структуры с большим периодом  $\Lambda$ , а для связи высших мод — с малым. Для градиентных ВС разность постоянных распространения соседних мод уменьшается с ростом номера моды, поэтому связь низших мод

требует малых периодов структур с микроизгибами, а мод высшего порядка — больших.

Для достижения значительных изменений световой мощности в световодах необходимо осуществить связь

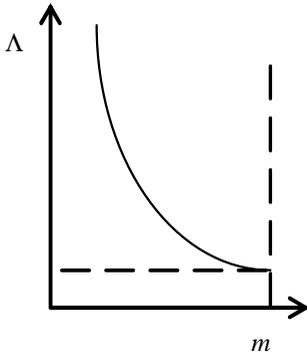


Рис. 5.2. Зависимость периода структуры от номера моды для ВС со ступенчатым профилем

от самого механизма оптических потерь в ВС, но и от некоторого параметра его механической системы  $k_M = \Delta x / \Delta F_{\text{вх}}$ , где  $\Delta x$  — приращение амплитуды микро-изгибов, а  $\Delta F_{\text{вх}}$  — приращение величины входного воздействия.

Чувствительные элементы подобного типа используются в датчиках микроперемещений и в гидрофонах. В одном из устройств профилированные пластины имели периодичность гофра 7 мм, их размеры составляли  $6 \times 2,5$  см<sup>2</sup>. Отношение коэффициента пропускания к величине входного усилия при длине ВС 2 м составило  $0,2 \text{ Н}^{-1}$ . Достигнута величина наибольшего ослабления выходного сигнала фотоприемника 60 %. Наименьшее регистрируемое давление определялось соотношением  $p_{\text{min}} = 0,2S^{-1}$  мкПа, где  $S$  — площадь профилированной пластины, м<sup>2</sup>. Соответственно для указанных параметров устройства оно составило  $p_{\text{min}} = 1,3 \cdot 10^{-4}$  Па.

направляемых мод с излучательными. При связи между собой направляемых мод эффект модуляции интенсивности в подобных устройствах выражен очень слабо. Для случая связи направляемых мод с излучательными периодичность микроизгибов структуры при использовании ВС со ступенчатым профилем найдем из условия  $t=M$ :  $\Lambda = \pi r_0 / \Delta^{1/2}$ . Следует отметить, что эффективность ВОД данного типа зависит не только

от самого механизма оптических потерь в ВС, но и от некоторого параметра его механической системы  $k_M = \Delta x / \Delta F_{\text{вх}}$ , где  $\Delta x$  — приращение амплитуды микро-изгибов, а  $\Delta F_{\text{вх}}$  — приращение величины входного воздействия.

### Волоконно-оптические датчики на основе связанных световодов

Существование экспоненциально затухающего светового поля в оболочке вблизи границы между сердцевиной и оболочкой ВС дает принципиальную возможность осуществления

туннельной связи между световодными элементами. Так, если у двух ВС удалить оболочку или ее часть и сблизить их на достаточно малое расстояние, то при равенстве постоянных

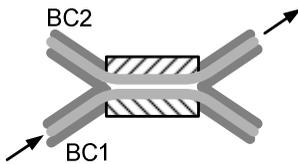


Рис. 5.3. Чувствительный элемент на связанных световодах

распространения направляемых мод можно реализовать эффективную перекачку световой энергии из одного ВС в другой. Эффективность межволноводной связи, очевидно, зависит от параметров световодов, расстояния между ними, длины области связи и наличия внешних возмущений. Эти возмущения могут изменять

расстояние между световодами (давление, акустические сигналы), постоянную распространения направляемых мод (температура, сильные электрические поля), а следовательно, и коэффициент передачи мощности из одного световода в другой. На основе одномодовых световодов реализуется эффективный обмен энергией между световодными элементами при сравнительно малой длине связи. Так, при диаметре сердцевины ВС 5 мкм и длине взаимодействия 3,8 мм получен коэффициент перекачки световой мощности 70÷80 % [5].

В случае многомодовых световодов элементы подобного типа также могут использоваться в ВОД, однако, как показали исследования, коэффициент перекачки мощности в них не превышает 30 %.

Основным недостатком чувствительных элементов на основе связанных ВС является сложность их изготовления.

Необходимость удаления части оболочки приводит к низкой воспроизводимости параметров элементов.

### **Светогенерационные ВОД**

Ранее (в подразд. 4.3) обсуждался вопрос о дистанционном измерении температуры по тепловому излучению объектов. Очевидно, что сам ВС может играть роль излучающего объекта, позволяя тем самым измерять температуру окружающей среды либо предметов, находящихся с ним в контакте. Кроме того, световоды, легированные специальными примесями, можно использовать в качестве чувствительных элементов для обнаружения излучения разной природы по люминесцентному отклику материала на его воздействие. Элементы подобного типа относятся к светогенерационным датчикам и служат:

- для измерения температуры;
- обнаружения излучения с заданными длинами волн;
- обнаружения мощных световых потоков (за счет захвата волокном и передачи на фотоприемный элемент части световой мощности, обусловленной рассеянием на дефектах поверхности или границы раздела «сердцевина — оболочка», а также за счет рэлеевского рассеяния света в сердцевине);
- обнаружения радиоактивного излучения, приводящего к эффектам люминесценции или флюоресценции.

### **Датчики поляризационно-вращательного типа**

Как и в случае объемных элементов, чувствительных к магнитному полю, изменение состояния поляризации света в волоконных световодах может быть обусловлено эффектом Фарадея (поляризационно-вращательные элементы) и эффектом индуцированного двулучепреломления (ВС с индуцированным двулучепреломлением).

Структурная схема ВОД электрического тока поляризационно-вращательного типа представлена на рис. 5.4. Здесь

однофазный ВС навит на токопроводящий цилиндр. Линейно поляризованное излучение лазера вводится в ВС с помощью

граданов (Г). С выхода ВС свет попадает на призму Волластона (ПВ), после которой два линейно поляризованных световых пучка с ортогональной поляризацией детектируются фотодетекторами (Ф). Выходные сигналы фотодетекторов поступают на микропроцессор (МП), выполняющий их преобразование по заданному алгоритму, а индикатор (Инд.) отображает величину тока.

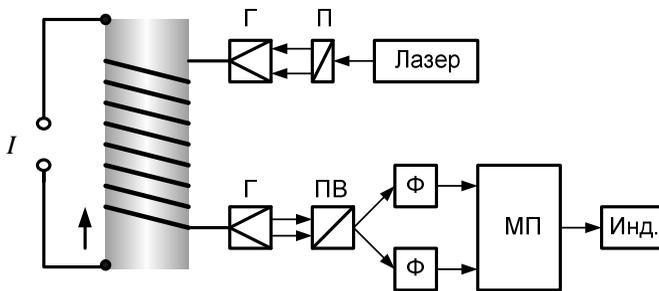


Рис. 5.4. Схема ВО измерителя тока:

П — поляризатор; Г — градан; ПВ — призма Волластона;  
Ф — фотодетектор; МП — микропроцессор; Инд. — индикатор

Магнитные силовые линии при протекании тока через цилиндр имеют форму концентрических окружностей, поэтому в каждой точке ВС направление вектора  $\vec{H}$  совпадает с продольной осью световода, т.е. с направлением распространения света. Как отмечено в подразд. 4.4, угол поворота плоскости поляризации света

при эффекте Фарадея определяется выражением 
$$\alpha = V_B \int_0^L \vec{H} \cdot \vec{dl}.$$

В то же время  $\oint \vec{H} \cdot \vec{dl} = I$  (первое уравнение Максвелла в интегральной форме). Таким образом, для одиночного витка ВС на цилиндре с током имеем  $\alpha = V_B I$ , а для  $N$  витков  $\alpha = V_B IN$ . Последнее соотношение подчеркивает преимущества использования ВС в подобных датчиках, так как даже при очень

низком значении постоянной Вердэ ( $V_V=7,28 \cdot 10^{-8}$  рад/А для кварцевого стекла) может быть достигнута высокая чувствительность при измерении тока за счет большого числа витков ВС на токопроводе.

### **Поляризационные датчики с индуцированным двулучепреломлением**

Двулучепреломление может индуцироваться в ВС при воздействии механических напряжений (как продольных, так и поперечных). Соответственно для измерения какой-либо величины таким датчиком измеряемое воздействие должно быть преобразовано в механическое растяжение или сжатие ВС. Структурная схема датчика в этом случае не отличается от приведенной на рис. 5.4 схемы ВО измерителя тока, за исключением материала цилиндрической катушки. Материал должен обладать упругостью и способностью преобразовывать измеряемое воздействие в его деформацию. Так, цилиндрический образец из пьезокерамики может использоваться в ВОД электрического напряжения, из магнитоотрицательного материала — для измерения напряженности магнитного поля (или магнитной индукции), из материала с высоким коэффициентом теплового расширения — для измерения температуры.

Если к элементу длиной  $L$  из материала, обладающего двойным лучепреломлением, приложить поперечное внешнее воздействие (например, механическое напряжение) в одном направлении, то индуцируется разность длин оптических путей для ортогонально поляризованных световых волн

$$\Delta L_{\text{опт}} = (n_{\perp} - n_{\parallel})L,$$

где  $n_{\perp}$ ,  $n_{\parallel}$  — показатели преломления возмущенной среды для волн с перпендикулярной и параллельной поляризацией относительно направления внешнего воздействия.

При отсутствии внешнего воздействия, ориентации плоскости поляризации света на входе в ВС под углом  $45^{\circ}$  к направлению внешнего воздействия и соответствии положения

анализатора максимальному пропусканию устройства световая мощность на выходе датчика определяется соотношением

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \eta \cos^2 \left( \frac{\pi \Delta L_{\text{опт}}}{\lambda} \right), \quad (5.3)$$

где  $\eta$  — сквозной коэффициент светопропускания датчика. При наличии внешнего воздействия возникает фазовый сдвиг  $\varphi = 2\pi \cdot \Delta L / \lambda$ . Для достижения линейной зависимости выходного сигнала от фазы необходимо ввести дополнительный фазовый сдвиг  $\pi/4$ . Тогда

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \eta \cos^2 \left( \frac{\varphi}{2} + \frac{\pi}{4} \right) = P_{\text{вх}} \eta [1 - \sin(\varphi)] / 2. \quad (5.4)$$

При условии постоянства входной световой мощности изменение выходной мощности определяется как  $\Delta P_{\text{вых}} = -0,5\eta P_{\text{вх}} \sin(\Delta\varphi)$ , для малых фазовых сдвигов  $\Delta P_{\text{вых}} = -0,5\eta P_{\text{вх}} \Delta\varphi$ .

Для среды, являющейся оптически изотропной в исходном состоянии, в случае воздействия поперечных механических напряжений показатели преломления  $n_{\perp}$  и  $n_{\parallel}$  можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} n_{\perp} &= n_0 - \left( n_0^3 / 2 \right) \varepsilon_T (p_{11} - 2\mu p_{12}), \\ n_{\parallel} &= n_0 - \left( n_0^3 / 2 \right) \varepsilon_T [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})], \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

где  $\varepsilon_T$  — величина относительной деформации в поперечном направлении;  $\mu$  — коэффициент Пуассона для материала световода;  $n_0$  — показатель преломления при  $\varepsilon_T = 0$ . Тогда получим:

$$\Delta L_{\text{опт}} = -L \left( n_0^3 / 2 \right) \varepsilon_T (p_{11} - p_{12})(1 + \mu). \quad (5.6)$$

Для плавленого кварца  $n_0 = 1,46$ ;  $p_{11} = 0,27$ ;  $p_{12} = 0,12$ ;  $\mu = 0,2$ , тогда  $\Delta L_{\text{опт}} = 0,3L\sigma_T / (\gamma E)$ , где  $\sigma_T$  — поперечное упругое напряжение вблизи оси световода;  $E$  — модуль Юнга;  $\gamma$  — коэффициент, определяемый схемой приложения напряжения.

В выражение для выходной световой мощности входит входная мощность. Исключение влияния ее флуктуаций на выходной сигнал требует специальных мер. В частности, во многих устройствах для этого используется призма Волластона, преобразующая излучение с произвольной поляризацией в два ортогонально поляризованных световых пучка, распространяющихся под углом друг к другу. С помощью электронной схемы вычисляется отношение разности мощностей этих пучков к их сумме, которое оказывается пропорциональным величине наведенного фазового сдвига и не зависит от входной световой мощности.

### 5.3. Волоконно-оптические интерферометрические датчики

#### Основные интерферометрические схемы

Наиболее чувствительные оптические измерительные устройства реализуются на основе фазовой модуляции световых волн. Информационным параметром в этом случае является фаза световой волны, распространяющейся в среде, которая может изменяться вследствие модуляции параметров оптического канала. Изменения фазы регистрируются интерферометрическими методами при суперпозиции световых полей опорного и измерительного каналов. Оптическая интерферометрия позволяет регистрировать изменения фазы до  $10^{-8}$  рад, т.е. совершенно ничтожные изменения оптической длины пути света, учитывая, что средняя длина волны в видимом диапазоне составляет  $\sim 0,6$  мкм.

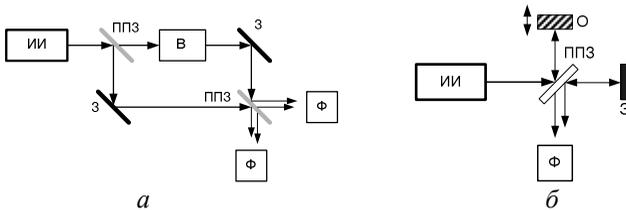
Из выражения  $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$  для поля плоской световой волны, распространяющейся в направлении  $z$ , вытекает, что изменение фазы  $\delta\varphi$  в общем случае складывается из изменения под влиянием внешних воздействий волнового числа  $k$  (или показателя преломления среды) и длины оптического пути  $L$ :

$$\delta\varphi = \delta k \cdot L + \delta L \cdot k . \quad (5.7)$$

Величина  $\delta k$  определяется величиной изменения показателя преломления вследствие таких воздействий, как упругие напряжения (деформации), электрическое поле, тепловое поле. Длина пути света может изменяться вследствие эффектов

теплового расширения твердых тел, изменения их размеров из-за упругих деформаций или при воздействии электрического поля в случае пьезоэлектрических материалов. Она может меняться также и в случае смещения в пространстве объектов, от которых отражается сигнальный световой пучок.

В оптике известно достаточно большое число различных интерферометрических приборов. Однако наиболее часто в оптических датчиках в настоящее время используются четыре интерферометрические схемы (рис. 5.5). Это интерферометр Маха — Цендера, интерферометр Фабри — Перо, интерферометр Майкельсона и кольцевой интерферометр Саньяка. Принцип действия интерферометров Маха — Цендера и Майкельсона основан на двухлучевой, а интерферометра Фабри — Перо — на многолучевой интерференции света. В схеме Саньяка интерферируют световые пучки, распространяющиеся навстречу друг другу по кольцевому пути.



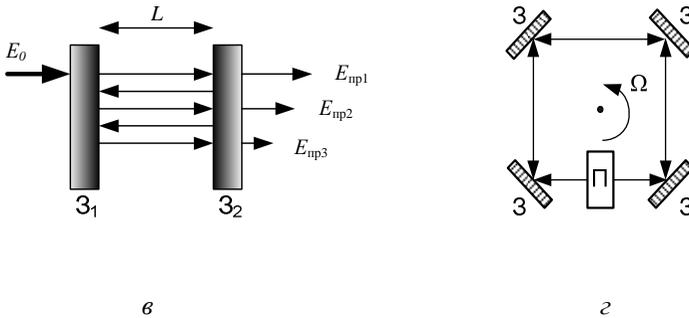


Рис. 5.5. Схемы базовых конфигураций интерферометров:  
 а — Маха — Цендера; б — Майкельсона;  
 в — Фабри — Перо; г — Саньяка

### Фазовая чувствительность волоконных световодов к внешним воздействиям

Возможности интерферометрических устройств по измерению физических воздействий разного рода определяются их фазовой чувствительностью к таким воздействиям, т.е. величиной изменения фазы световой волны при распространении

в световоде заданной длины и наличии возмущающего воздействия по отношению к величине возмущения. В качестве воздействий наиболее часто выступают колебания температуры и упругие аксиальные деформации световода.

Поле направляемой моды, распространяющейся в ВС, может быть представлено в виде неоднородной плоской световой волны

$$E_{mn}(x, y, z, t) = E_{mn}(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_{mn} z - \varphi_{mn})], \quad (5.8)$$

где  $z$  — продольная координата вдоль оси ВС;  $\varphi_{mn}$  — начальная фаза поля при  $z=0$ ;  $\beta_{mn}$  — постоянная распространения данной

волноводной моды. Фазовая чувствительность моды ВС к изменению  $\Delta F$  входного воздействия определяется коэффициентом

$$K_F = \frac{\Delta\varphi_{mn}}{\varphi_{mn} \cdot \Delta F}. \quad (5.9)$$

Пусть ВС длиной  $L$  с диаметром  $D=2r_0$  испытывает аксиальное воздействие в направлении его оси  $z$ . Набег фазы при распространении данной моды на участке ВС длиной  $L$  составляет  $\varphi_{mn} = \beta_{mn}L$ . Аксиальная деформация приводит к удлинению ВС  $\Delta L = \varepsilon_l L$ , где  $\varepsilon_l$  — относительная деформация. Наличие деформации обуславливает изменение постоянной распространения моды. При этом изменение фазы

$$\Delta\varphi_{mn} = \beta_{mn} \cdot \Delta L + L \cdot \Delta\beta_{mn}. \quad (5.10)$$

Постоянная распространения моды  $\beta_{mn}$  изменяется вследствие изменения показателя преломления  $n_1$  материала сердцевины ВС, обусловленного упругооптическим эффектом, а также из-за изменения диаметра сердцевины  $D$ . Тогда

$$L \cdot \Delta\beta_{mn} = L \left[ \frac{\partial\beta_{mn}}{\partial n_1} \cdot \Delta n_1 + \frac{\partial\beta_{mn}}{\partial D} \cdot \Delta D \right]. \quad (5.11)$$

С другой стороны, изменение показателя преломления среды при наличии упругих деформаций может интерпретироваться через возмущения оптической индикатрисы среды [3]:

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_i = p_{ij} s_j, \quad (5.12)$$

где  $s_j$  — компоненты вектора относительной деформации;  $p_{ij}$  — компоненты упругооптического тензора; индексы  $i$  и  $j$  принимают значения 1, 2, 3. Вектор относительной деформации ВС при аксиальной деформации имеет вид

$$S_j = \begin{vmatrix} -\mu\varepsilon \\ -\mu\varepsilon \\ \varepsilon \end{vmatrix}, \quad (5.13)$$

где  $\mu$  — коэффициент Пуассона. В приближении изотропности характеристик ВС для упругооптического тензора можно записать [3]:

$$[p_{ij}] = \begin{vmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} \end{vmatrix}. \quad (5.14)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{1,2} &= p_{11}s_1 + p_{12}s_2 + p_{13}s_3 = \\ &= -p_{11}\mu\varepsilon - p_{12}\mu\varepsilon + p_{12}\varepsilon = p_{12}(1-\mu)\varepsilon - p_{11}\mu\varepsilon. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Это соответствует деформации оптической индикатрисы в направлении осей  $OX$  и  $OY$ . Для распространения света вдоль оси  $Z$  получим:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3 \cdot \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{1,2} = -\frac{1}{2}n^3 [\varepsilon(1-\mu)p_{12} - \mu\varepsilon p_{11}].$$

Изменение диаметра  $D$  сердцевины ВС определяется величиной относительной деформации  $\varepsilon$ :  $\Delta D = -\mu\varepsilon D$ . Изменение постоянной распространения моды за счет изменения поперечного сечения световода  $\frac{\partial\beta_{mn}}{\partial D}$  можно выразить через нормированные параметры ВС  $B_{mn}$  (нормированный эффективный показатель преломления моды) и  $V$  (нормированная толщина или частота) [3]:

$$\frac{\partial\beta_{mn}}{\partial D} = \frac{V^3}{2\beta_{mn}D^3} \frac{\partial B_{mn}}{\partial V}, \quad (5.16)$$

где  $\frac{\partial B_{mn}}{\partial V}$  — наклон дисперсионной кривой моды порядка  $mn$  в выбранном световоде. Соответственно

$$L \frac{\partial \beta_{mn}}{\partial D} \cdot \Delta D = \frac{\mu \epsilon V^3}{2\beta_{mn} D^2} L \frac{\partial \beta_{mn}}{\partial V}. \quad (5.17)$$

В итоге получим:

$$K_F = \frac{\Delta \phi_{mn}}{\phi_{mn} \epsilon} = \frac{\Delta \phi_{mn}}{\beta_{mn} L \epsilon} \approx \\ \approx 1 - \frac{1}{2} n^2 [(1 - \mu) p_{12} - \mu p_{11}] + \frac{V^3 \mu}{2\beta_{mn}^2 D^2} \frac{\partial \beta_{mn}}{\partial V}. \quad (5.18)$$

Количественная оценка коэффициента фазовой чувствительности дает следующий результат. Для стеклянных ВС  $n = 1,5$ ;  $\mu = 0,25$ ;  $\lambda = 633$  нм;  $p_{11} = p_{12} = 0,3$ . Полагая  $D = 2$  мкм,  $V = 2,5$ ,  $\partial \beta_{11} / \partial V \approx 0,5$ , получим  $K_F \approx 0,83$  или  $\frac{\Delta \phi_{mn}}{\epsilon} = 1,3 \cdot 10^7 L$ , где длина ВС  $L$  выражена в метрах.

### Гомодинный интерферометр Маха — Цендера

В интерферометре Маха — Цендера (см. рис. 5.5, *a*) на дискретных элементах когерентный световой пучок от источника излучения (ИИ) с помощью полупрозрачного зеркала (ППЗ) или светоделительного кубика расщепляется на два пучка (опорный и сигнальный), распространяющихся по разным путям. С помощью полностью отражающих зеркал (З) и второго полупрозрачного зеркала эти пучки вновь объединяются и результат их интерференции регистрируется фотодетекторами (Ф). В измерительном плече внешнее воздействие (В) модулирует характеристики среды, что приводит к фазовой модуляции светового поля в этом плече. Такой интерферометр называют гомодинным, поскольку частота светового поля в опорном и измерительном плечах одинакова.

Полагая, что поле опорного и сигнального световых пучков на выходе интерферометра описывается соотношениями

$E_1 = E_{01} \cos(\omega t)$ ,  $E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi)$ , найдем интенсивность результирующего поля:

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T (E_1 + E_2)^2 dt = \frac{1}{T} \int_0^T E_1^2 dt + \frac{1}{T} \int_0^T E_2^2 dt + \frac{1}{T} \int_0^T 2E_1 E_2 dt. \quad (5.19)$$

Вычисляя отдельно эти интегралы, получим:

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{T} \int_0^T E_{01}^2 \cos^2(\omega t) dt = \frac{E_{01}^2}{2T} \int_0^T [1 + \cos(2\omega t)] dt = \frac{E_{01}^2}{2T} \int_0^T dt = \frac{E_{01}^2}{2}; \\ I_2 &= \frac{1}{T} \int_0^T E_{02}^2 \cos^2(\omega t + \varphi) dt = \frac{E_{02}^2}{2T} \int_0^T [1 + \cos(2\omega t + 2\varphi)] dt = \frac{E_{02}^2}{2T} \int_0^T dt = \frac{E_{02}^2}{2}; \\ I_{12} &= \frac{2}{T} \int_0^T E_{01} E_{02} \cos(\omega t) \cos(\omega t + \varphi) dt = \\ &= \frac{E_{01} E_{02}}{T} \int_0^T [\cos(2\omega t + \varphi) + \cos \varphi] dt = \\ &= \frac{E_{01} E_{02}}{T} \cos(\varphi) \cdot t \Big|_0^T = E_{01} E_{02} \cos \varphi = 2\sqrt{E_{01}^2 E_{02}^2} / 4 \cos \varphi = \\ &= 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi. \end{aligned}$$

Таким образом:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi, \quad (5.20)$$

где  $I_1 = E_{01}^2/2$ ;  $I_2 = E_{02}^2/2$ . Зависимость интенсивности выходного сигнала интерферометра Маха — Цендера и соответственно тока фотодетектора от величины фазового сдвига  $\varphi$  представлена для случая равных амплитуд интерферирующих пучков

на рис. 5.6. Особенности характеристики  $I(\varphi)$  являются ее нелинейность и очень малая крутизна при малых значениях разности фаз  $\varphi$ . Максимальная крутизна и линейность характеристики достигаются при  $\varphi = \pi/2 \pm m\pi$ . На практике при использовании таких интерферометров в качестве датчиков

физических величин для обеспечения высокой линейности и чувствительности задается начальный фазовый сдвиг  $\pm\pi/2$  между световым полем в опорном и измерительном каналах.

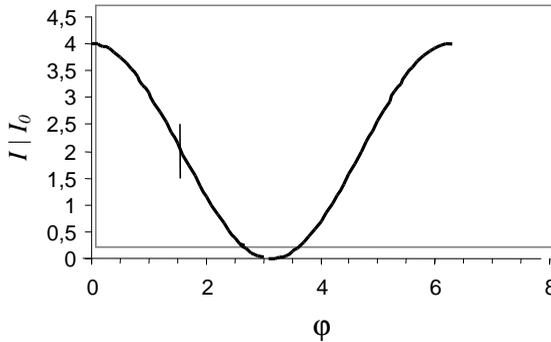


Рис. 5.6. Рабочая характеристика интерферометра Маха — Цендера (середина линейного участка отмечена линией)

Гомодинный интерферометр Маха — Цендера обладает следующими недостатками. Во-первых, это очень высокая чувствительность к колебаниям температуры. Низкочастотные колебания температуры приводят к появлению дрейфовой составляющей фазового сдвига  $\varphi_d$ . Такой дрейф стремится изменить положение рабочей точки интерферометра, что изменяет крутизну зависимости  $I(\varphi)$  и величину нелинейных искажений. Кроме того, масштабный коэффициент рабочей характеристики интерферометра  $2\sqrt{I_1 I_2}$  зависит от мощности входного светового сигнала и флуктуации этой мощности также могут стать причиной погрешности измерений.

Для улучшения характеристик гомодинных интерферометров используют измерение переменной составляющей выходного сигнала, частота которой выше частоты дрейфовой составляющей. Компенсацию дрейфа рабочей точки интерферометра осуществляют с помощью фазовращателей. Типичным примером такого фазовращателя является пластина или цилиндр

из пьезокерамики, на которых ВС закреплен с помощью клея. Пьезокерамический элемент включается в контур обратной связи и управляется через электронную цепь.

Другой способ улучшения характеристик интерферометра Маха — Цендера — это переход к гетеродинной схеме, в которой реализуется интерференция двух световых волн с разными частотами. При различии этих частот на величину  $\Delta\omega$  выходной сигнал фотодетектора представляется в виде

$$P = I_1 + I_2 + \gamma\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\omega \cdot t + \varphi_d + \varphi_s), \quad (5.21)$$

где  $\varphi_d$  и  $\varphi_s$  — фазовые сдвиги, обусловленные дрейфовой и сигнальной составляющими. Выходной сигнал фотоприемника обрабатывается путем фазового детектирования, и в результате электронной обработки удается достичь улучшения характеристик в гетеродинных схемах.

Схема гетеродинного интерферометра отличается от базовой схемы гомодинного интерферометра Маха — Цендера лишь элементом сдвига частоты света, введенным в одно из плеч.

В качестве элементов сдвига, как правило, используются акустооптические либо электрооптические модуляторы. В акустооптическом модуляторе дифрагированный световой пучок сдвинут по частоте относительно исходного падающего на величину, равную частоте акустической волны, вследствие эффекта Доплера. В фазовых электрооптических модуляторах это

достигается за счет управляющего напряжения пилообразной формы (см. подразд. 3.7).

Необходимо отметить существенное влияние когерентности светового излучения на характеристики интерферометров. Очевидно, что снижение когерентности ведет к размыванию интерференционной картины, поэтому в таких приборах в качестве источников излучения используются лазеры.

## Гидрофон на основе интерферометра Маха — Цендера

На основе интерферометров Маха — Цендера реализовано и апробировано большое число ВОД для измерения акустических сигналов, линейных ускорений, характеристик электрического и магнитного полей и т.д. На рис. 5.7 приведена схема датчика акустических полей — гидрофона. Здесь два плеча интерферометра представляют собой две цилиндрические катушки диаметром несколько сантиметров с навитым одномодовым ВС. Одна из них (опорное плечо) изолируется от воздействий,

а вторая находится в среде, где проводятся измерения. Длина ВС в каждом из плеч — несколько метров. В полностью волоконных интерферометрах деление светового луча на опорный

и измерительный осуществляется с помощью волоконных Y-разветвителей. Технология формирования элементов датчика отработана достаточно хорошо, так что заданный коэффициент деления световой мощности обеспечивается с точностью до единиц процентов.

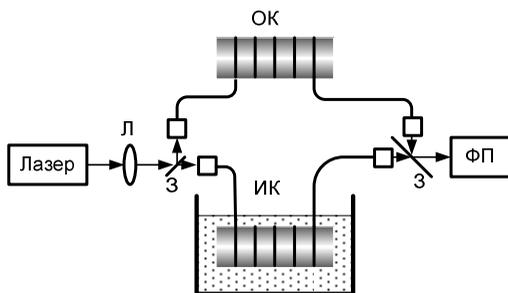


Рис. 5.7. Схема ВО гидрофона на основе интерферометра Маха — Цендера: ОК — опорный канал; ИК — измерительный канал; Л — линза; З — зеркало; ФП — фотоприемник

При использовании в качестве источника света ионного аргонового лазера ( $\lambda=514,5$  нм) и длине световодов в каждом плече 4 метра (диаметр сердцевины ВС 2,5 мкм) достигнута чувствительность гидрофона  $40 \pm 180$  дБ/В/мкПА. Это значительно превышает чувствительность обычных пьезоэлектрических гидрофонов.

При измерении акустических сигналов подобными датчиками необходимо учитывать различие механизмов взаимодействия акустических волн и ВС на разных частотах (длинах волн). На *низких частотах*, когда длина акустической волны  $\Lambda > D$  ( $D$  — диаметр катушки с волокном), ВС подвергается переменному во времени гидростатическому сжатию. На *средних частотах* ( $\Lambda \approx D$ , но  $\Lambda \gg d$ , где  $d$  — диаметр ВС) проявляется градиент давления в направлении распространения колебаний. На *высоких частотах* ( $\Lambda \approx d$ ) распределение упругих напряжений в ВС неоднородно и необходимо принимать во внимание анизотропию свойств ВС, индуцированную акустической волной.

### **Волоконно-оптические датчики магнитного поля на основе интерферометра Маха — Цендера**

Интерес к разработке ВОД магнитного поля обусловлен их потенциально очень высокой чувствительностью. Согласно оценкам, она достигает  $\sim 10^{-13}$  Э, что можно сравнить с чувствительностью сверхпроводящих квантовых интерферометрических детекторов (СКВИД). Однако датчики на основе СКВИД работают при температурах жидкого гелия ( $\sim 4$  К), в то время как ВОД способны обеспечивать почти такую же чувствительность, работая при комнатных температурах. ВОД могут использоваться как непосредственно для измерения слабых магнитных полей, так и для обнаружения металлических предметов, содержащих детали из ферромагнитных материалов. Такие предметы искажают однородное магнитное поле Земли и для их обнаружения используется не прямое измерение магнитного поля, а измерение его пространственного градиента.

ВОД магнитного поля интерферометрического типа используют эффект магнитострикции. *Магнитострикция* — это изменение размеров ферромагнитных материалов при воздействии магнитного поля. В кристаллах ферромагнетиков

магнитострикция

носит анизотропный характер. Как правило, она проявляется в изменении формы кристалла при незначительном изменении его объема. Величина эффекта магнитострикции оценивается величиной относительной деформации размеров образца  $\Delta l/l$ , где  $l$  — длина намагничиваемого образца, а  $\Delta l$  — ее изменение при намагничивании. Эту величину называют коэффициентом магнитострикции. Под коэффициентом продольной магнитострикции понимается относительное удлинение образца в направлении магнитного поля, а под коэффициентом поперечной

магнитострикции — в ортогональном ему направлении. Для большинства ферромагнитных металлов и сплавов продольная и поперечная магнитострикция имеет разные знаки.

*Магнитострикционные материалы.* Наиболее перспективными магнитострикционными материалами для использования в ВОД являются:

- ферромагнитные металлы (железо, никель, кобальт);
- некоторые сплавы на основе указанных металлов;
- металлические стекла — сплавы на основе ферромагнитных элементов, имеющие аморфную структуру (например, Fe-B-Si).

Величина коэффициента магнитострикции существенно зависит от материала и его структуры. Структура может быть поликристаллической, иметь резко выраженную текстуру, но может быть и практически аморфной. Некоторое представление о различии коэффициентов продольной магнитострикции для разных материалов и разных направлений относительно их кристаллофизических осей дает табл. 5.1.

*Конфигурации магнитострикционных чувствительных элементов для ВОД магнитного поля.* Общая идея конструкции магнитострикционного чувствительного элемента для ВОД предполагает размещение и фиксацию ВС на основе из магнитострикционного материала, чтобы деформации этого

элемента преобразовать в деформации световода. На рис. 5.8 схематично представлены некоторые из подобных конструкций.

Таблица 5.1  
Коэффициенты магнитострикции некоторых материалов

Материал	$\Delta l/l \cdot 10^6$ Поле вдоль (100)	$\Delta l/l \cdot 10^6$ Поле вдоль (111)
Чистое железо	20	- 20
Сплав Ni и Fe, %		
40 и 60	- 7	30
60 и 40	27	22
80 и 20	9	0
Чистый Ni	- 46	- 24
$\text{Co}_{0,8}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$	- 590	120

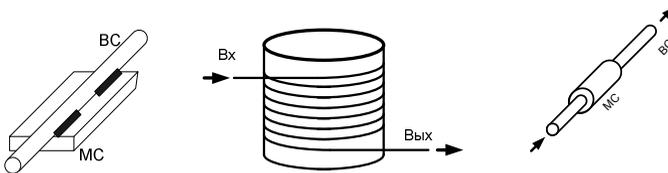


Рис. 5.8. Некоторые конструкции магнитострикционных элементов

Простейший магнитострикционный элемент (МС) представляет собой пластину из ферро-магнитного материала (например, из никеля или металлического стекла), на поверхности которой закреплен (приклеен) ВС. В следующей конструкции магнитостриктор выполнен в виде полого цилиндра, на который намотан ВС. В этом случае деформируемый участок ВС может иметь значительно большую длину. В третьем элементе на оболочку световода наносится магнитострикционный материал, например, методом распыления в вакууме (при толщине покрытия менее 10 мкм) или методом

электролитического осаждения (в этом случае толщина ферромагнитного покрытия может достигать долей миллиметра).

*Фазовый сдвиг, индуцируемый магнитным полем.* Фазовый сдвиг, индуцируемый в световоде, намотанном на цилиндрической катушке, выражается соотношением

$$\Delta\varphi = k_0 L \left\{ n + \frac{n^3}{2} [\mu(p_{11} + p_{12}) - p_{12}] \right\} \frac{\Delta r}{r}, \quad (5.22)$$

где  $r$  — радиус магнитоотрицательной катушки;  $k_0$  — волновое число света в вакууме;  $L$  — длина ВС;  $n$  — показатель преломления сердцевины;  $p_{11}$ ,  $p_{12}$  — фотоупругие коэффициенты;  $\mu$  — коэффициент Пуассона.

Для статического магнитного поля с напряженностью  $H$  относительное изменение радиуса цилиндрического элемента из магнитоотрицательного материала

$$\frac{\Delta r}{r} \approx \frac{\partial \epsilon_k}{\partial H} H, \quad (5.23)$$

где  $\frac{\partial \epsilon_k}{\partial H}$  — магнитоотрицательная чувствительность материала катушки. В случае переменного магнитного поля  $\Delta r/r \approx d_{33} H$ , где  $d_{33}$  — коэффициент магнитоотрицательного напряжения.

Магнитооптическая чувствительность  $C_{\text{маг}}$  определяется отношением величины фазового сдвига  $\Delta\varphi$  к оптической длине световода, нормированным на напряженность магнитного поля:  $C_{\text{маг}} = \Delta\varphi/k_0 L H$ . Частотная характеристика магнитооптической чувствительности зависит от конструкции чувствительного элемента. Для элемента с цилиндрическим никелевым магнитоотрицательным при диаметре цилиндра 3,7 см, его высоте 5,1 см, толщине стенок 0,38 мм и намотанным на него ВС длиной 8,25 м с толщиной сердцевины 4,5 мкм на частотной характеристике датчика имеется достаточно ровный участок в диапазоне от 15 до 600 Гц.

Существенного расширения полосы частот можно достичь в ВОД с магнитоотрицательным покрытием волоконного световода. Так, для покрытия из Ni достигается величина

$C_{\text{mag}} = 10^{-9}$  рад/(А/м) при толщине покрытия 90-200 мкм. В этом случае диапазон рабочих частот расширяется до 10 кГц.

Сравнение технологий нанесения никелевого покрытия на ВС показало, что электролитический метод является предпочтительным. Это связано с большей толщиной получаемой пленки и более высокой прочностью. Для устранения внутренних напряжений кварцевое стекло с нанесенным покрытием отжигают при температуре  $\sim 1000$  °С.

Значительное повышение чувствительности ВОД магнитного поля достигается при использовании магнитоотрицателей из металлического стекла. Для обеспечения аморфной структуры лент или пластин из ферромагнитного сплава необходимо, чтобы его расплав охлаждался с очень высокой скоростью. При этом процессы кристаллизации могут подавляться путем отливки расплава на холодную поверхность вращающегося металлического барабана. Таким способом удается получить ленту металлического стекла шириной до 3 см и толщиной 0,5 мм. Один из возможных составов металлического стекла — Fe-B-Si. В табл. 5.2 приведены некоторые данные по чувствительности интерферометрических ВОД магнитного поля с чувствительными элементами разной конструкции.

Величина коэффициента магнитоотрицания зависит от намагниченности материала, поэтому во многих случаях для его повышения в чувствительных элементах ВОД используется постоянное подмагничивающее поле. Магнитоотрицательные характеристики зависят также и от частоты. Верхняя граница частотного диапазона определяется потерями в магнитоотрицательном материале, обусловленными возникновением в нем вихревых токов. Нижняя граница частот, при которых применение датчика становится неэффективным, определяется схемой измерения, возможностями используемого интерферометра, оптическим шумом источника света, а также шумами вследствие флуктуаций температуры и давления. На частотный диапазон могут влиять и собственные

резонансные частоты механической системы чувствительного элемента.

Таблица 5.2  
Характеристики конструкций магнитострикционных чувствительных элементов ВОД

Тип датчика	Поле смещения, Гс	Минимальное детектируемое поле, Гс/м
ВС со сплошным никелевым покрытием толщиной более 100 мкм	3	$8 \cdot 10^{-7}$
ВС с электролитически осажденной пленкой Ni толщиной 15 мкм	0	$8 \cdot 10^{-7}$
ВС с пленкой Ni 1,5 мкм (вакуумное напыление)	0	$1 \cdot 10^{-4}$
ВС на полоске из металлического стекла	0	$2,3 \cdot 10^{-8}$
ВС с напыленным слоем из металлического стекла (0,6 мкм)	0	$3 \cdot 10^{-5}$
Цилиндр из меди с нанесенным слоем из металлического стекла и намотанным на него одномоновым ВС	0,94	$5 \cdot 10^{-9}$

### ВОД на основе интерферометра Фабри — Перо

Интерферометр Фабри — Перо (ИФП) представляет собой два плоских зеркала с высоким коэффициентом отражения и с параллельными плоскостями, расположенных на расстоянии  $L$  друг от друга (см. рис. 5.5, в). Для параллельного монохроматического светового пучка при прохождении его между зеркалами  $Z_1$  и  $Z_2$  туда и обратно и фазовом набеге световой волны, кратном  $2\pi$ , эта система является резонатором. При этом пропускание ИФП максимально и в отсутствие поглощения равно единице. Если фазовый набег не кратен  $2\pi$ ,

пропускание интерферометра очень мало. Действительно, рассматривая только один проход световой волны с амплитудой поля  $E_0$  у входного зеркала с коэффициентом отражения по амплитуде  $R$ , видим, что амплитуда поля, прошедшего через первое зеркало, будет равна  $E_0(1-R^2)^{1/2}$ . Световая волна, выходящая из ИФП через второе зеркало, имеет амплитуду  $E_{\text{пр1}}=E_0(1-R^2)$ . Соответственно при  $R \approx 1$  пропускание интерферометра должно быть малым. Однако световая волна, прошедшая в ИФП, испытывает многократные переотражения от его зеркал и при каждом отражении от зеркала  $Z_2$  часть световой мощности покидает интерферометр. Для комплексных амплитуд светового поля, выходящего из ИФП, принимая во внимание изменение фазы световой волны, можно записать следующую последовательность. Первый проход —  $E_{\text{пр1}}=E_0(1-R^2)$ ; второй —  $E_{\text{пр2}}=E_0(1-R^2)R^2 \exp(2ikL \cos \theta)$ ; третий —  $E_{\text{пр3}}=E_0(1-R^2)R^4 \exp(4ikL \cos \theta)$  и так далее. Угол  $\theta$  определяет направление распространения плоской световой волны относительно оптической оси системы. Легко видеть, что эта последовательность образует геометрическую прогрессию со знаменателем  $R^2 \exp(2ikL \cos \theta)$ . Световое поле, прошедшее через интерферометр, представляет собой результат суперпозиции этих составляющих.

Учет многократных переотражений световой волны в резонаторе показывает, что интенсивность света на выходе ИФП определяется соотношением

$$I_{\text{вых}} = \frac{I_{\text{вх}} (1 - R^2)^2}{1 + R^4 - 2R^2 \cos(2kL \cos \theta)}, \quad (5.24)$$

где  $I_{\text{вх}}=E_0^2$  — интенсивность световой волны на его входе. Таким образом, величина максимального и минимального пропускания ИФП при осевом распространении света составит

$$\eta_{\text{max}} = \frac{I_{\text{вых}}^{\text{max}}}{I_{\text{вх}}} = 1, \quad \eta_{\text{min}} = \frac{I_{\text{вых}}^{\text{min}}}{I_{\text{вх}}} = \frac{(1 - R^2)^2}{(1 + R^2)^2}.$$

Зависимости величины пропускания интерферометра  $\eta$  от фазового набегу  $2kL$  при разных значениях  $R$  представлены на рис. 5.9. Из выражения (5.24) можно видеть, что для  $\theta=0$  пропускание системы максимально при выполнении условия  $2kL=2m\pi$ , где  $m$  — целое число, что соответствует хорошо известному условию резонанса  $L=m\lambda/2$ . При отсутствии поглощения

в зеркалах  $\eta_{\max}=1$ . Поскольку согласно (5.24) величина оптического пропускания ИФП при заданных параметрах зеркал определяется его базой  $L$  и длиной волны света в среде, заполняющей интерферометр, то она может изменяться при изменении  $L$ , показателя преломления среды и длины волны света.

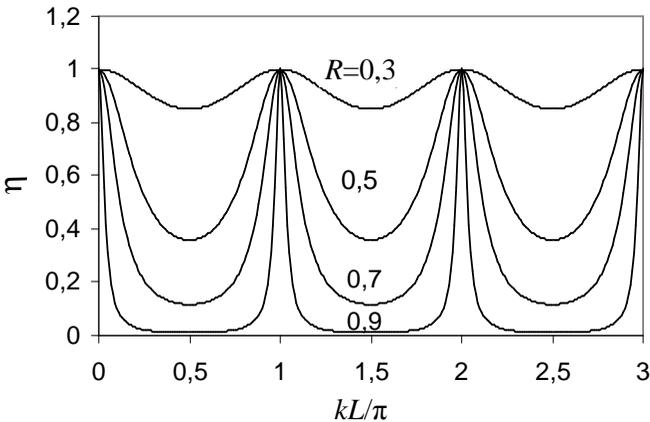


Рис. 5.9. Характеристики пропускания интерферометра Фабри — Перо при разных значениях  $R$

Важными характеристиками ИФП, как обычных, так и волоконно-оптических, являются область дисперсии  $\nu_p$  (частотный интервал между соседними максимумами пропускания), ширина максимума пропускания  $\delta\nu_p$  по уровню 0,5 и коэффициент качества  $F$ . Область дисперсии определяется

соотношением  $v_p = \frac{c}{2nL}$ , где  $n$  — показатель преломления среды, заполняющей интерферометр. Ширину резонансного максимума можно выразить в виде  $\delta v_p = \frac{c}{2nL} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}$ . Наконец, показатель качества определяется их отношением:

$$F = \frac{v_p}{\delta v_p} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}.$$

Следует отметить, что из-за многолучевой интерференции чувствительность ИФП к изменениям его параметров при измерении физических воздействий разного рода примерно в  $F$  раз выше, чем чувствительность двухлучевых интерферометров (например, интерферометров Маха — Цендера и Майкельсона).

Для достижения высокого коэффициента отражения зеркал ИФП их выполняют путем нанесения металлических отражающих пленок или многослойных диэлектрических покрытий

на прозрачные пластины, например, из плавленного кварца. В металлических зеркалах используют, как правило, пленки алюминия (Al), серебра (Ag) или золота (Au). Подобные зеркала могут иметь коэффициент отражения от 0,05 до 0,95 в широком диапазоне длин волн. В диэлектрических зеркалах используют тонкие чередующиеся слои оксидов кремния и титана ( $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$ ), обладающих высокой механической и химической стойкостью, а также близкими коэффициентами теплового расширения. Коэффициент отражения у них может быть от 0,35 до 0,9, но в узком частотном диапазоне.

Волоконно-оптические ИФП разделяют на две группы. Это собственные, или внутренние, ИФП (рис. 5.10, а) и встроенные, или внешние, ИФП (рис. 5.10, б). Под собственными понимаются приборы, рабочей средой которых является сам ВС, а зеркала наносятся на его торцевые поверхности. Встроенные ИФП образованы воздушным (или заполненным диэлектриком) промежутком между торцевыми поверхностями двух разных ВС или торцом ВС и вспомогательным зеркалом. В той и другой

конструкциях информативным может быть как световое поле, прошедшее через ИФП, так и отраженное от него. При изготовлении зеркал используются те же подходы, что и при создании традиционных ИФП на объемных элементах. Волоконные ИФП, как правило, строятся на основе одномодовых ВС. Следует отметить, что иногда во встроенных ИФП роль зеркал могут играть сами торцы ВС, хотя для них коэффициент отражения света по интенсивности составляет лишь 4%. Кроме того, прогресс в технологии оптического индуцирования волоконных брэгговских решеток сделал возможной реализацию собственных ИФП на основе брэгговских отражателей.

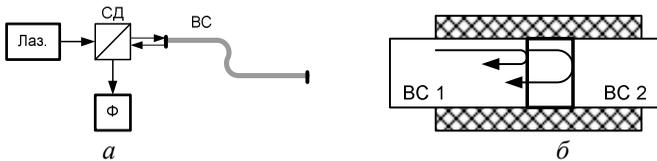


Рис. 5.10. Схема собственного (а) и встроенного (б) волоконно-оптического ИФП: Лаз. — лазер; СД — светоделитель; Ф — фотоприемник; ВС — волоконные световоды

Для волоконно-оптических интерферометров характерны следующие особенности. Во-первых, повышение величины  $R$  дает возможность достижения высокой линейности фазовой характеристики ИФП. Во-вторых, для обеспечения высокой линейности рабочая точка должна находиться в середине линейного участка. Однако повышение чувствительности ИФП приводит к снижению динамического диапазона прибора.

*ВОД на основе собственного ИФП в ВС.* Основными достоинствами волоконных ИФП являются простота конструкции, высокие технические характеристики и возможность мультиплексирования множества чувствительных элементов в единый оптический канал. Устройства подобного типа выпускаются целым рядом компаний и способны измерять температуру,

давление, механические деформации, линейное ускорение, напряженность магнитного и электрического полей и т.д.

*Встроенный ИФП.* Элементы данного типа используются более широко. Если на торцы ВС, образующие рабочий объем ИФП, не нанесено специальных покрытий с высоким коэффициентом отражения, то интенсивность отраженного от ИФП светового поля можно представить в виде

$$I \approx I_0 \left( 1 + \cos \frac{4\pi L}{\lambda} \right). \quad (5.25)$$

В данном случае вследствие малого коэффициента отражения границ раздела «воздух — материал ВС» принимается во внимание, что многократные отражения света внутри ИФП не дают существенного вклада в световое поле, отраженное ИФП. Можно считать, что амплитуды световых волн, отраженных от обоих зеркал, одинаковы.

На рис. 5.11 приведены схемы построения оптической части ВОД на основе встроенного ИФП для измерения давления и линейного ускорения. В обоих случаях вспомогательное зеркало образовано поверхностью упругой диафрагмы. Деформация формы отражающей поверхности при изменении давления или под влиянием силы упругости, возникающей при наличии ускорения, приводит к изменению разности фаз световых волн, отраженных от выходного торца одномодового световода (ВС)

и от поверхности диафрагмы (Д). Отраженное световое поле передается на фотоприемник, выходной сигнал которого обрабатывается в электронном блоке, и затем величина давления или ускорения выдается на индикатор. В датчике давления предусмотрена возможность калибровки чувствительного элемента через специальный калибровочный порт (КП).

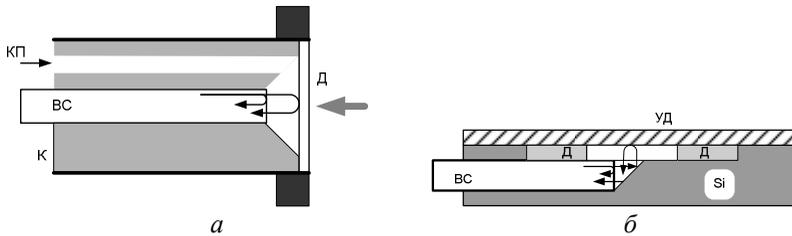


Рис. 5.11. Схемы ВОД на основе встроенного ИФП для измерения давления (*а*) и линейного ускорения (*б*): К — корпус; КП — калибровочный порт; УД — упругая диафрагма; Д — демпфер; ВС — одномодовый волоконный световод

Как уже отмечалось, величина фазового набега в интерферометре зависит от расстояния между зеркалами и от показателя преломления среды, заполняющей его полость. Это дает возможность измерения как абсолютного значения показателя преломления жидкостей или газов, так и его изменения вследствие изменения состава среды. На основе встроенных ИФП реализованы также измерители температуры (рис. 5.12).



Рис. 5.12. Схема измерителя температуры на основе встроенного ИФП

Одномодовый ВС жестко закреплен на оси термозащитного кожуха в виде трубки из керамики или нержавеющей стали. Внешнее зеркало резонатора представляет собой поверхность плоскопараллельного образца толщиной  $L$ , закрепленного в защитном кожухе. При изменении температуры вследствие эффекта теплового расширения поверхность внешнего зеркала смещается и расстояние между зеркалами интерферометра изменяется. При начальном расстоянии между зеркалами  $d_0$ ,

отвечающем температуре  $T$ , и коэффициенте теплового расширения  $\alpha_T$  изменение расстояния между зеркалами составит  $\delta = \alpha_T L_0 \Delta T$ , где  $\Delta T$  — изменение температуры. Подобного типа измерители температуры выпускаются рядом зарубежных компаний. Диапазон измеряемых температур достигает  $800\text{ }^\circ\text{C}$ , точность  $\pm 1\text{ }^\circ\text{C}$ , разрешение  $0,1\text{ }^\circ\text{C}$ , время отклика от десятых долей секунды до нескольких секунд.

## **6. ДАТЧИКИ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК**

### **6.1. Методы формирования волоконно-оптических брэгговских решеток**

В последнее время в качестве чувствительных элементов, реагирующих на внешнее воздействие, широко используются волоконно-оптические брэгговские решетки (ВОБР) [8, 13, 14, 18–20]. Интерес к ним в большой степени связан с возможностью голографического формирования ВОБР непосредственно в процессе вытягивания ВС и с полностью волоконной конфигурацией таких чувствительных элементов. Волоконные решетки с неизменными во времени характеристиками впервые реализованы в 1978 году. В одном из экспериментов излучение Ar-лазера вводилось в ВС с сердцевиной из германосиликатного стекла, и через несколько минут после начала процесса экспонирования в световоде возникало интенсивное излучение в обратном направлении. Было установлено, что при отражении излучения от выходного торца ВС в результате интерференции прямой и обратной волн в нем возникает стоячая световая волна, в максимумах интенсивности которой показатель преломления материала изменяется, формируя решетку с пространственным периодом, равным половине длины волны света для волноводной моды. Такая решетка отражает излучение в соответствии с условием Брэгга, а ее амплитуда возрастает в процессе экспонирования до некоторой предельной величины. Методика формирования брэгговских решеток при торцевом возбуждении ВС не нашла практического применения, поскольку период формируемой структуры жестко связан с постоянной распространения волноводной моды и не может варьироваться.

Позднее (в 1989 году) реализован процесс формирования ВОБР в германосиликатном ВС ультрафиолетовым (УФ) излучением через боковую поверхность. Полученная геометрия позволяет изменять пространственный период ВОБР в широком

диапазоне, что делает их перспективными для всевозможных практических приложений.

ВОБР представляет собой участок сердцевины ВС (как правило, одномодового), в области которого показатель преломления (ПП) имеет периодическую модуляцию в направлении оси световода. В кварцевой оболочке ПП остается практически неизменным. Такая структура может обладать очень высокой спектральной селективностью, т.е. высокой отражательной способностью в узкой полосе частот, что и определяет возможности широкого применения ВОБР в волоконно-оптических элементах и устройствах. Относительная спектральная ширина полосы ВОБР может составлять  $10^{-6}$  и менее. К их существенным достоинствам относятся возможности варьирования спектральных и дисперсионных характеристик, полностью волоконное исполнение, низкие оптические потери, возможность формирования решеток с разными характеристиками в одном световоде и т.д.

Пространственный период  $\Lambda$  для ВОБР, отражающей свет с длиной волны  $\lambda$ , должен удовлетворять соотношению  $\Lambda = \lambda / 2n_1$ , где  $n_1$  — показатель преломления фундаментальной моды световода. Соответственно величина  $\Lambda$  составляет от 0,2 до 0,5 мкм для света с длинами волн от 0,63 (излучение He-Ne-лазера) до 1,5 мкм (телекоммуникационный диапазон). Подобные структуры формируют с использованием голографических методик. Рассмотрим несколько схем, используемых для этого.

Классическая схема двухлучевой голографической записи представляет собой интерферометр, в котором когерентное излучение УФ диапазона расщепляется на два пучка, пересекающихся затем в области расположения ВС с углом  $\theta$  между ними (рис. 6.1, *a*). Угол  $\theta$  между интерферирующими пучками определяет период интерференционной картины:  $\Lambda = \lambda / 2 \sin(\theta/2)$  и, следовательно, период ВОБР.

Для формирования ВОБР используется и более простая схема с меньшим числом оптических элементов,

обеспечивающая более высокую стабильность работы. Это интерферометр Ллойда [2, 8], в котором с помощью одного диэлектрического зеркала фронт пучка делится на две части, формирующие интерференционную картину (рис. 6.1, б). Изменение угла пересечения световых пучков в такой схеме достигается поворотом зеркала вместе с закрепленным на нем световодом. Для увеличения интенсивности света в ВС используются цилиндрические линзы (ЦЛ). Обе рассмотренные схемы требуют высокой пространственной и временной когерентности УФ-излучения.

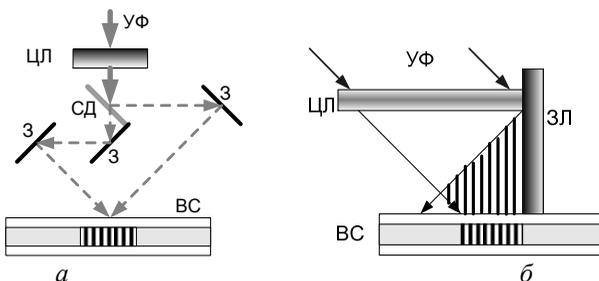


Рис. 6.1. Формирование брэгговских решеток в ВС в схемах классического интерферометра (а) и интерферометра Ллойда (б): ЦЛ — цилиндрическая линза; УФ — ультрафиолетовое излучение; СД — светоделительный элемент; З — зеркало; ЗЛ — зеркало Ллойда; ВС — волоконный световод

Требования к когерентности излучения могут быть существенно снижены при формировании ВОБР в схемах с фазовой маской (рис. 6.2, а). В этом случае в качестве источников излучения используются сравнительно недорогие эксимерные лазеры. В данном методе реализуется интерференция между первым и минус первым дифракционными порядками излучения, прошедшего через фазовую маску (ФМ). Маска из кварцевого стекла прозрачна для УФ-излучения и имеет рельеф, позволяющий подавить нулевой и другие порядки дифракции, обеспечивая высокий контраст интерференционной картины. Недостатком метода является отсутствие возможности

варьирования периода решетки  $\Lambda$  при заданной маске. Изменение периода ВОБР предусмотрено в интерферометре Гальбота

с двумя вспомогательными зеркалами ( $Z_1, Z_2$ ), путем поворота которых можно изменять период интерференционной картины и, следовательно, период решетки  $\Lambda$  (рис. 6.2, б).

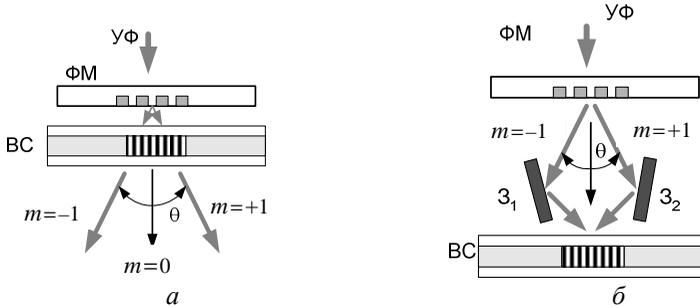


Рис. 6.2. Формирование волоконных брэгговских решеток в схемах с фазовой маской: непосредственная запись (а); запись с возможностью варьирования периода решетки в интерферометре Гальбота (б)

ВОБР связывают фундаментальную моду ВС с такой же модой, но распространяющейся в обратном направлении. Соответственно на заданной длине волны излучение частично или полностью отражается от ВОБР. Для решетки длиной  $L$ , с неизменными параметрами в направлении распространения света коэффициент отражения  $R$  на резонансной длине волны  $\lambda_{БР}$

определяется соотношением  $R = th^2(\kappa L)$ , где  $\kappa = \pi \Delta n_{БР} P_3 / \lambda_{БР}$  — коэффициент связи;  $\Delta n_{БР}$  — величина максимального изменения показателя преломления в области решетки;  $P_3$  — доля мощности моды, локализованная в сердцевине ВС.

## 6.2. Длиннопериодные волоконные решетки и методы их изготовления

К длиннопериодным волоконным решеткам (ДПВР)

относятся структуры, у которых пространственный период во много раз превышает величину, необходимую для брэгговского отражения распространяющейся волноводной моды. Соответственно их период может составлять десятки и даже сотни микрометров, а методы формирования существенно отличаются от таковых для ВОБР. Требования к механической стабильности оптических схем их формирования и когерентности УФ-излучения оказываются не столь жесткими из-за большого периода световых картин.

Одним из наиболее простых и распространенных методов формирования ДПВР является метод амплитудной маски (АМ). В такой схеме УФ-излучение освещает АМ на подложке из кварцевого стекла, расположенную на достаточно малом расстоянии от световода (рис. 6.3, *а*). Сравнительно большой период структуры АМ и малое расстояние между ней и ВС сводят до минимума влияние дифракционных эффектов на распределение интенсивности света в области сердцевинки ВС. Вся решетка формируется одновременно, поэтому время ее записи равно времени записи каждого отдельного штриха.

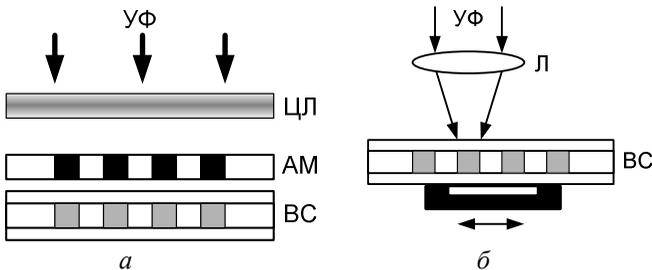


Рис. 6.3. Формирование длиннопериодных решеток в ВС в схемах с амплитудной маской (*а*) и с пошаговой записью (*б*)

Другой, пошаговый, метод (рис. 6.3, *б*) состоит в последовательном формировании отдельных штрихов решетки при смещении ВС относительно сфокусированного на его сердцевину лазерного излучения. Пошаговый метод обладает большей

гибкостью, позволяя формировать структуры с произвольными профилями отдельных штрихов и нужным распределением параметров решетки по ее длине. Вместо цилиндрической линзы излучение здесь фокусируется на сердцевину ВС сферической линзой.

Один из вариантов пошагового метода основан на локальном нагреве ВС до температуры около 1000 °С. При этом изменение показателя преломления материала может происходить вследствие механических деформаций ВС, перераспределения имеющихся в них упругих напряжений из-за фотоупругого

эффекта, пространственного перераспределения химического состава стекла в результате термоиндуцированной диффузии. Тепловое воздействие может быть вызвано инфракрасным излучением (CO<sub>2</sub>-лазер, СО-лазер) или локализованным электрическим разрядом. Достоинством этого способа является возможность формирования решеток в нефоточувствительных ВС,

например в ВС с чисто кварцевой сердцевиной.

### **6.3. Источники излучения, используемые для индуцирования волоконных решеток**

Механизмы изменения показателя преломления материала сердцевины ВС при воздействии УФ-излучения исследованы недостаточно даже для германосиликатного стекла, на основе которого впервые получены ВОБР. Однако известно, что при фотовозбуждении германиевых кислородно-дефицитных центров возможна последующая трансформация сетки стекла, сопровождаемая изменением его показателя преломления. В спектре поглощения данного стекла имеются две ярко выраженные полосы с максимумами в области длин волн 242 и 330 нм,

приписываемые соответственно синглет-синглетному и синглет-триплетному поглощению германиевых кислородно-дефицитных центров.

Второй возможный механизм изменения показателя преломления германосиликатного стекла под действием УФ-излучения обусловлен тем, что разрыв связей Ge-SiO<sub>2</sub> УФ-излучением приводит к изменению характеристик поглощения света в материале.

А изменение поглощения вызывает изменение показателя преломления материала  $n$  для всех длин волн вне полосы поглощения, что является следствием соотношений Крамерса — Кронига [2, 4]. Поскольку Ge находится в основном в сердцевине ВС, то и показатель преломления изменяется в сердцевине.

Фото возбуждение синглетной полосы может осуществляться мощным коротковолновым излучением, источниками которого являются:

- K<sub>2</sub>F-экимерный лазер с длиной волны  $\lambda=248$  нм;
- ионный аргоновый лазер (вторая гармоника, линии с  $\lambda =244$  и 257 нм);
- Nd<sup>3+</sup>:YAG-лазер (четвертая гармоника,  $\lambda=266$  нм);
- лазеры на красителях (вторая гармоника).

В последнее время появились также сообщения о формировании ВОБР лазерными импульсами фемтосекундной длительности с высокой энергией.

#### 6.4. Фоточувствительные стекла

Наведенное в сердцевине ВС изменение показателя преломления зависит от методов и условий их изготовления, типа

и концентрации легирующих примесей, длины волны, интенсивности и типа индуцирующего излучения (импульсное или непрерывное). Стандартные телекоммуникационные световоды не обладают достаточной фоточувствительностью для формирования в них ВОБР. Исследования показали, что чувствительность германосиликатных ВС может возрастать с ростом концентрации GeO<sub>2</sub> в сердцевине [8]. Обычно величина поглощения при  $\lambda=242$  нм пропорциональна концентрации

германия. Повышение чувствительности к УФ-излучению может быть также достигнуто при синтезе заготовки ВС в условиях дефицита кислорода, например при замене его азотом или инертными газами.

К числу элементов, увеличивающих фоточувствительность световодов при совместном легировании с германием, относятся бор, олово, азот, фосфор, сурьма. Обнаружено также, что при облучении светом с  $\lambda=193$  нм высокую фоточувствительность демонстрируют ВС, легированные азотом, фосфором, серой, сурьмой.

Для увеличения фоточувствительности ВС, в том числе стандартных, используется также процесс насыщения стекла водородом при высокой температуре, например в пламени горелки с высоким содержанием водорода, что позволяет увеличить изменение показателя преломления стандартных световодов практически на порядок. Таким образом, фоточувствительность может быть повышена в локальных областях ВС без изменения суммарных потерь всего световода.

Волоконные решетки, как ВОБР, так и ДПВР, в настоящее время выпускаются целым рядом компаний за рубежом и в России. Параметры производимых элементов отвечают требованиям разных областей их применения, в число которых кроме ВОД входят рамановские лазеры, стабилизация длины волны излучения полупроводниковых лазеров, спектральное уплотнение

каналов в волоконно-оптических системах связи. В качестве примера в табл. 6.1 и 6.2 представлена информация о характеристиках ВОБР для применения в ВОД и характеристиках ДПВР производства ООО ИП «НЦВО-Фотоника» (г. Москва).

Таблица 6.1

Характеристики волоконно-оптических брэгговских решеток

Резонансная длина волны $\lambda_{БР}$ , нм	800 – 1600
---	------------

Коэффициент отражения $R$ , %	1 – 99,9
Спектральная ширина резонанса на полувывоте $\Delta\lambda$ , нм	0,2 – 1
Вносимые потери $\alpha$ , дБ	< 0,1
Защитная оболочка	Полимерное покрытие

Таблица 6.2

Характеристики длиннопериодных волоконных решеток

Длина решетки, мм	До 290
Коэффициент поглощения на резонансной длине волны, дБ	> 30
Ширина пика поглощения, нм	1 – 100
Диапазон длин волн, нм	800 – 1700

## 6.5. Информативные параметры отклика волоконно-оптических брэгговских решеток

Основной эффект при взаимодействии света с ВОБР связан с брэгговским отражением световой волны, если ее длина  $\lambda$  удовлетворяет условию Брэгга  $\lambda = 2\Lambda n_{mn}$ , где  $n_{mn}$  — эффективный показатель преломления волноводной моды.

У ДПВР, как отмечалось, величина  $\Lambda$  намного больше, чем у ВОБР, поэтому такие решетки могут связывать попутно распространяющиеся моды световода разного порядка или разной поляризации. Эти различия иллюстрируют векторные диаграммы, выражающие закон сохранения квазиимпульса для взаимодействия волноводных мод с решеткой (рис. 6.4) [3, 4, 12].

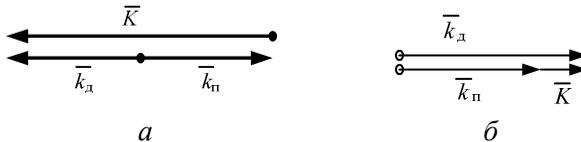


Рис. 6.4. Векторные диаграммы для дифракции света в ВОБР (а) и ДПВР (б):  $\vec{K}$  — вектор решетки;  $\vec{k}_d$ ,  $\vec{k}_p$  — волновые векторы дифрагированной и падающей световых волн

Очевидно, что при использовании ВОБР в качестве чувствительных элементов ВОД информация об изменении их характеристик при наличии физических воздействий содержится в спектральных характеристиках светового поля, прошедшего через ВОБР или отраженного ею. В этом случае световой сигнал, излучаемый источником, представляет собой импульс, ширина спектра которого превышает ширину спектральной характеристики ВОБР. Тогда в спектре прошедшего через ВОБР светового поля должен наблюдаться провал, соответствующий интервалу частот, эффективно отражаемому решеткой. Отраженный сигнал является узкополосным, его положение в спектральной области определяется брэгговским условием. Качественно картина изменения спектра светового импульса при его взаимодействии с ВОБР изображена на рис. 6.5.

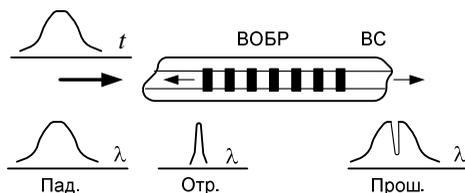


Рис. 6.5. Изменения спектра зондирующего светового сигнала (Пад.) при его прохождении через ВОБР (Прош.) и отражении ею (Отр.)

## 6.6. Отклик волоконно-оптических брэгговских решеток на воздействия

Физические воздействия (изменение температуры, упругие деформации) возмущают среду в области ВОБР и изменяют положение брэгговского максимума в спектрах прошедшего ее или отраженного от нее оптического излучения. Этот эффект является основой для использования ВОБР в качестве чувствительных элементов ВОД.

Рассмотрим воздействие упругих деформаций, которые приводят к изменениям физической длины (и соответственно периода ВОБР) и показателя преломления материала в области

ВОБР. Изменение условия брэгговского резонанса может быть выражено через величину относительной деформации и фотоупругие характеристики среды соотношением  $\lambda = 2\Lambda n_{mn}$ . Дифференцируя его, получим:

$$\Delta\lambda_B = 2n_{mn} \cdot \Delta\Lambda + 2\Lambda \cdot \Delta n_{mn}.$$

В свою очередь  $\Delta\Lambda = \Lambda \cdot \varepsilon$ , а  $\Delta n_{mn} = -\frac{1}{2} n_{mn}^3 p_3 \varepsilon$ , где

$p_3 = [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})]$  — эффективный фотоупругий коэффициент. Комбинируя эти соотношения, получим:

$$\Delta\lambda_B = (1 - p_3)\lambda_B \varepsilon.$$

Для кварцевого стекла  $p_3 \approx 0,22$ . И, например, для  $\lambda = 1,3$  мкм получаем  $\Delta\lambda_B = 0,78\lambda_B \varepsilon = 10^{-6} \varepsilon$ .

Влияние изменений температуры на положение пика брэгговского отражения в спектрах прошедшего и отраженного светового поля проявляется через температурную зависимость показателя преломления материала и эффект его теплового расширения. Соответственно для величины смещения брэгговского максимума вследствие изменения температуры можно записать выражение

$$\Delta\lambda_B = \left[ \frac{d\Lambda}{dT} \frac{1}{\Lambda} + \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dT} \right] \lambda_B \cdot \Delta T, \quad (6.1)$$

где  $\Delta T$  — изменение температуры окружающей среды. В данном выражении первое слагаемое соответствует изменению периода ВОБР за счет эффекта теплового расширения, а второе характеризует изменение эффективного показателя преломления волноводной моды. Для ВС из плавленого кварца нормированный коэффициент температурного смещения резонансной частоты имеет величину

$$\frac{1}{\lambda_B} \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} = 6,67 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}. \quad (6.2)$$

Таким образом, для разрешения измерений температуры в  $0,1$  °C необходимо обеспечить чувствительность спектральных

измерений на уровне  $\Delta\lambda_B \approx 10^{-3}$  нм.

Кроме аксиальных упругих деформаций и температуры ВОБР чувствительны также к изменениям давления на поверхность световода. Такая чувствительность может быть повышена за счет использования специальных маломодовых ВС или ВС с сохранением поляризации света, в которых ВОБР осуществляет связь мод разного порядка или разной поляризации, распространяющихся в одинаковом направлении.

## 6.7. Обработка спектров сигналов в волоконно-оптических брэгговских решетках

При наличии физических воздействий (изменения температуры, упругих деформаций и т.д.) изменяются спектральные характеристики прошедшего и отраженного световых сигналов в ВОБР. Величина воздействия может быть определена по величине частотного сдвига отраженного света или по изменению положения провала в спектре прошедшего ВОБР света. Соответственно обработка этих сигналов требует использования спектральных (спектрометрических) приборов. Структурная схема одного из простейших устройств для обработки сигналов ВОБР, использующего полосовой оптический фильтр, представлена на рис. 6.6.

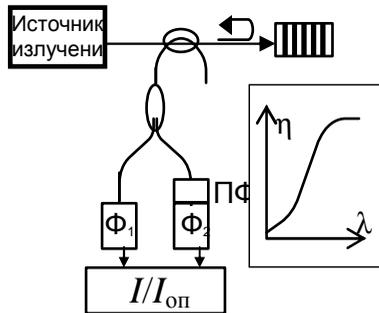


Рис. 6.6. Схема обработки сигнала ВОБР с использованием полосового фильтра

Здесь часть отраженного ВОБР светового поля, играющая роль опорного сигнала, поступает на фотоприемник ( $\Phi_1$ ). Другая его часть поступает на второй фотоприемник ( $\Phi_2$ ) через полосовой оптический фильтр (ПФ). Оптическое пропускание полосового фильтра зависит от длины волны света (см. вставку на рисунке). Интенсивность опорного светового сигнала на приемнике  $\Phi_1$  при изменении величины воздействия на ВОБР остается постоянной, а интенсивность света, приходящего на  $\Phi_2$ , изменяется вследствие изменения условий брэгговского отражения в ВОБР. Электронный блок обработки вычисляет отношение сигналов фотоприемников, которое пропорционально величине  $I/I_{оп}$ , и выдает в нужной форме информацию о величине воздействия. Недостатки подобной схемы обусловлены механической нестабильностью оптической схемы и нестабильностью характеристик широкополосного источника излучения.

Экспериментально в таком устройстве достигнуты величины разрешения  $\pm 5 \cdot 10^{-4} \%$  для упругих деформаций, сопровождающих удлинение ВС, и  $\pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$  для измерения температуры.

## **6.8. Обработка сигналов волоконно-оптических брэгговских решеток управляемыми спектральными фильтрами**

Функции таких фильтров могут выполнять сканируемые интерферометры Фабри — Перо, акустооптические фильтры и фильтры на перестраиваемых брэгговских решетках.

В схеме со *сканируемым ИФП* (рис. 6.7) отраженный ВОБР узкополосный световой сигнал поступает на вход ИФП, оптическое пропускание которого близко к единице на частотах, соответствующих резонансным условиям.

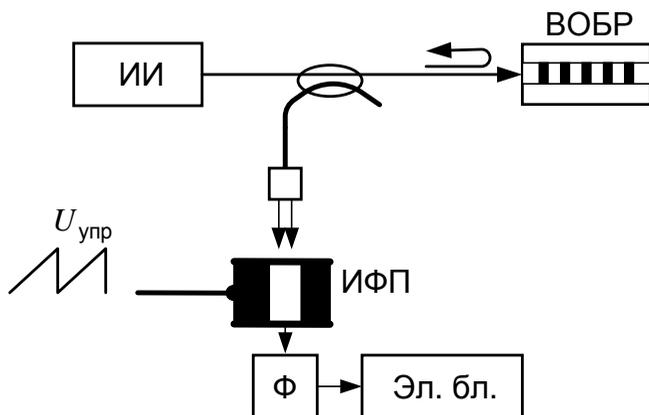


Рис. 6.7. Схема спектральной обработки сигнала ВОБР сканируемым интерферометром Фабри — Перо: ИИ — источник излучения; Ф — фотоприемник; ИФП — интерферометр Фабри — Перо; Эл. бл. — блок обработки сигнала фотоприемника

Положение максимума пропускания ИФП в спектральной области определяется расстоянием между зеркалами. Одно из зеркал сканируемого интерферометра закреплено на подложке из пьезокерамики, его положение регулируется величиной управляющего электрического напряжения. Если управляющее напряжение имеет пилообразную форму, то во время прямого хода пилы резонансная частота ИФП меняется во времени по линейному закону, что позволяет получить спектр отраженного сигнала за один период пилы.

В таком устройстве достигнута разрешающая способность  $\pm 10^{-4}\%$  по деформации растяжения и  $\pm 0,2^\circ\text{C}$  по температуре.

В качестве перестраиваемого спектрального фильтра может использоваться и волоконная брэгговская решетка (рис. 6.8). Здесь широкополосный световой сигнал подается на измерительную ВОБР, а отраженный от нее узкополосный сигнал

поступает на вторую решетку — ВОБР2. ВС с ВОБР2 размещен на образце из пьезокерамики.

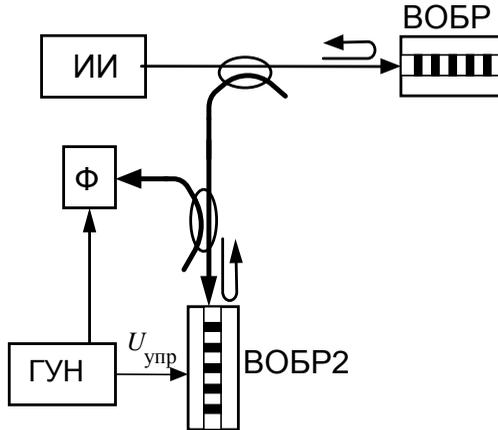


Рис. 6.8. Схема спектрального фильтра на основе перестраиваемой ВОБР

Резонансная длина волны данной решетки определяется величиной управляющего напряжения на электродах пьезоэлемента, генерируемого генератором (ГУН). При условии совпадения резонансных условий для обеих решеток отраженный от ВОБР2 сигнал поступает на фотоприемник (Ф). Это также позволяет определить спектр светового сигнала, отраженного первой ВОБР.

### 6.9. Разделение вкладов изменения температуры и упругих деформаций в датчиках на основе брэгговских решеток

Определенная сложность построения ВОД температуры или упругих деформаций на основе ВОБР заключается в том, что ВОБР чувствительны к воздействию обоих этих факторов. Для разделения или подавления (учета) их одновременного воздействия существуют следующие пути.

1. Использование дополнительного калибровочного ВОД, построенного по такой же схеме, как и основной датчик, и измеряющего только температуру. Дополнительный ВОД

должен быть изолирован от влияния деформаций (или измерять температуру, но быть изолированным от влияния деформаций).

2. Использование датчика другого типа, предназначенного только для измерения температуры (например, основанного на эффекте рамановского рассеяния). Недостатком данного подхода является возможность различия температурных полей для устройств с разной конфигурацией.

3. Использование двухволновой методики измерений — две ВОБР с разными пространственными периодами в одном и том же ВС.

В случае изменения и температуры, и деформаций изменение брэгговских условий для обеих решеток можно записать

в виде

$$\Delta\lambda_1 = K_\epsilon^1 \Delta\epsilon + K_T^1 \Delta T,$$

$$\Delta\lambda_2 = K_\epsilon^2 \Delta\epsilon + K_T^2 \Delta T,$$

где  $K_\epsilon^1$ ,  $K_\epsilon^2$  — коэффициенты, определяющие частотные сдвиги брэгговского резонанса при воздействии упругих деформаций;  $K_T^1$ ,  $K_T^2$  — температурные коэффициенты в подобных зависимостях при постоянных деформациях.

Совместное решение этих уравнений позволяет получить соотношения для изменения температуры и величины упругой деформации по измеренным для разных решеток частотным сдвигам:

$$\Delta T = \frac{K_\epsilon^2 \Delta\lambda_1 - K_\epsilon^1 \Delta\lambda_2}{K_\epsilon^2 K_T^1 - K_\epsilon^1 K_T^2}, \quad (6.3)$$

$$\Delta\epsilon = \frac{K_T^1 K_\epsilon^2 \Delta\lambda_1 - K_T^2 K_\epsilon^1 \Delta\lambda_2}{K_\epsilon^1 (K_\epsilon^2 K_T^1 - K_\epsilon^1 K_T^2)}. \quad (6.4)$$

Результаты экспериментов с двумя решетками с резонансными длинами волн 0,85 и 1,3 мкм в одном ВС

показали, что такой метод позволяет разделить вклады изменения температуры и упругих деформаций и обеспечить разрешающую способность при измерении температуры не хуже  $\pm 5^\circ\text{C}$  и не хуже  $\pm 10^{-5}$  при измерении деформаций.

На основе ВОБР реализован целый ряд ВОД температуры и деформаций, выпускаемых зарубежными и отечественными компаниями. Типичные характеристики подобных элементов можно найти в информационных материалах о продукции компании «Бизнес-Юнитек» (Москва).

Например, высокотемпературный брэгговский сенсор предназначен для измерения физических величин в диапазоне рабочих температур свыше  $500^\circ\text{C}$ . Сенсор представляет собой отрезок волоконного световода с записанной в нем брэгговской решеткой. Может работать в совокупности со специализированным анализатором спектров внутриволоконных брэгговских решеток или с анализаторами оптических спектров общего

назначения. В зависимости от конструктивного решения используется для измерения как температуры, так и величины механических деформаций. Длина ВОБР 3 мм, чувствительный ВС имеет разные типы покрытий в зависимости от назначения сенсора. Характеристики ВОБР:

резонансная длина волны (при $t = 23^\circ\text{C}$ )	$(1548 \pm 2)$ нм
коэффициент отражения на резонансной длине волны	$0,6 \div 0,99$
рабочий диапазон температур	$-120 \div 500^\circ\text{C}$
максимально допустимая температура	до $900^\circ\text{C}$
рабочий диапазон измеряемых деформаций	$(0 \div 1500) \cdot 10^{-6}$
средний температурный коэффициент для резонансной длины волны	$+14$ пм/ $^\circ\text{C}$

## 7. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ГИРОСКОПЫ

### 7.1. Гироскоп как элемент инерциальных навигационных систем

Одним из важнейших устройств, входящих в состав инерциальных навигационных систем подвижных объектов (самолеты, суда, танки, автомобили), является гироскоп. Он играет роль детектора угловой скорости объекта в инерциальном пространстве. Инерциальные навигационные системы обрабатывают информацию о местонахождении подвижного объекта с целью выведения его на курс или в заданную точку пространства. В состав таких систем обычно входят три гироскопа — для измерения скорости вращения относительно трех ортогональных координатных осей, три акселерометра — для определения скорости и пройденного расстояния в направлении данных осей, а также компьютер или счетно-решающий прибор — для обработки информации, выдаваемой этими датчиками. Вычисляя на основе полученной информации пройденное расстояние и учитывая изменение направления движения объекта, компьютер выдает его мгновенные координаты либо инструкции по корректировке параметров движения. К гироскопам на самолетах предъявляются очень высокие требования: разрешающая способность и дрейф нуля не выше  $0,01^\circ/\text{ч}$ , динамический диапазон до 6 порядков, высокая стабильность (не хуже  $10^{-5}$ ) масштабного коэффициента преобразования угла поворота в выходной сигнал.

До недавнего времени в навигационном оборудовании применялись механические гироскопы, принцип действия которых основан на эффекте удержания оси вращения тела в заданном направлении инерциального пространства (закон сохранения момента количества движения). Это достаточно сложные и дорогостоящие приборы, поскольку для обеспечения требуемой стабильности и чувствительности необходимы высокая точность формы тела вращения (ротора) и минимально возможное трение в подшипниках подвеса ротора гироскопа.

В отличие от механических, оптические гироскопы, например лазерные или волоконно-оптические, работа которых основана на эффекте Саньяка, имеют структуру статического типа, обладающую рядом достоинств, к основным из которых относятся:

- отсутствие подвижных деталей и, следовательно, устойчивость к ускорению и резким механическим перегрузкам;
- простота конструкции;
- малое время выхода на рабочий режим;
- высокая чувствительность;
- высокая линейность характеристик;
- низкая потребляемая мощность;
- высокая надежность.

Кроме того, возможно снижение стоимости волоконно-оптических гироскопов за счет внедрения оптических интегральных схем. Наряду с использованием в самолетах и на судах, уже сейчас гироскопические приборы применяются в автомобилях, роботах и т. д.

## 7.2. Принцип действия оптического гироскопа

Принцип действия оптического гироскопа основан на эффекте Саньяка, суть которого заключается в следующем (рис. 7.1). По круговому пути во встречных направлениях распространяются две световые волны (1 и 2), излучаемые

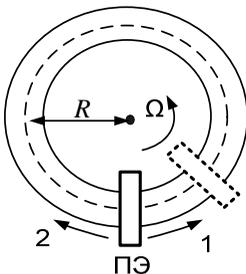


Рис. 7.1. Принцип возникновения фазового сдвига Саньяка

передающим элементом (ПЭ), который в то же время может играть роль приемного элемента. Если система находится в покое относительно инерциального пространства, то обе излученные световые волны проходят путь до приемного элемента за одинаковое время, т.е. их фазы в месте приема оказываются одинаковыми. Однако в случае, когда вся система вращается в

инерциальном пространстве с угловой скоростью  $\Omega$ , оптические длины этих путей оказываются разными. Действительно, в этой ситуации одна волна движется навстречу ПЭ, а вторая «догоняет» его. Таким образом, в месте приема между встречными световыми волнами возникает фазовый сдвиг. Это явление и называется эффектом Саньяка.

Будем считать, что показатель преломления среды на кольцевом пути распространения света  $n=1$ . При радиусе траектории светового луча  $R$  время достижения приемного элемента светом, движущимся против часовой стрелки, выражается формулой

$$t_1 = (2\pi R + \Omega R t_1) / c. \quad (7.1)$$

Для световой волны, бегущей в противоположном направлении, это время составит

$$t_2 = (2\pi R - \Omega R t_2) / c, \quad (7.2)$$

где  $c$  — скорость света.

Из соотношений (7.1) и (7.2) разность времен распространения двух световых волн с учетом соотношения  $c \gg R\Omega$  будет равна

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{4\pi R^2}{c^2} \Omega = \frac{4S}{c^2} \Omega. \quad (7.3)$$

Это означает, что оптическая длина путей встречных волн отличается на величину

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega. \quad (7.4)$$

Соответственно разность фаз волн у приемного элемента составит

$$\Delta \varphi = \frac{4kS}{c} \Omega, \quad (7.5)$$

где  $S$  — площадь, ограниченная оптическим путем света;  $k$  — волновое число.

Формула (7.5) получена из (7.3) в предположении, что  $n=1$  и свет распространяется по круговому пути. Однако можно доказать, что соотношение (7.5) останется справедливым для

любой формы пути света, любого показателя преломления среды и произвольного положения центра вращения системы. Этот вывод очень важен, так как из него следует, что приемлемый для измерений фазовый сдвиг в эффекте Саньяка можно обеспечить подбором соответствующей площади  $S$ , используя оптическое волокно, намотанное на каркас компактных размеров.

На рис. 7.2 приведена упрощенная схема волоконно-оптического гироскопа (ВОГ). По сути, это интерферометр Саньяка (см. рис. 7.1), в котором две световые волны распространяются в одномодовом ВС, навитом на цилиндрическую катушку. Соответственно разность фаз между двумя встречными световыми волнами, обусловленная эффектом Саньяка, с учетом выражения (7.5) примет вид

$$\Delta\varphi = \frac{4kSN}{c} \Omega = \frac{4\pi LR}{c\lambda} \Omega, \quad (7.6)$$

где  $N$  — число витков ВС на катушке;  $L$  — общая длина световода;  $R$  — радиус катушки.

Следует отметить, что в приведенные соотношения не входит показатель преломления материала ВС. Однако это не сказывается на основных выводах, сделанных выше. Поскольку современная технология производства ВС обеспечивает очень низкий уровень оптических потерь, то длина световодов в таких устройствах может достигать сотен и даже тысяч метров, что позволяет добиться очень высокой чувствительности волоконных интерферометров Саньяка. Типичный радиус катушки с ВС составляет от 5 до 20 см в зависимости от требуемых параметров прибора.

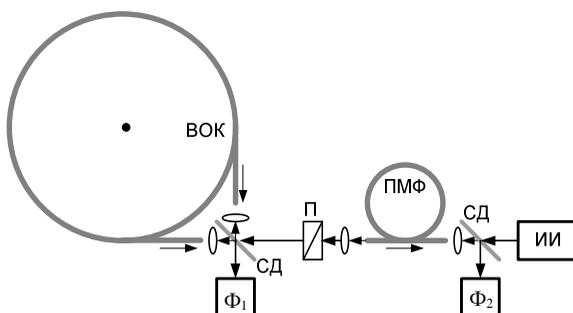


Рис. 7.2. Схема волоконно-оптического гироскопа:  
 ВОК — волоконно-оптическое кольцо; ПМФ — пространственный модовый фильтр; СД — светоделитель; ИИ — источник излучения;  
 П — поляризатор;  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  — фотоприемники

### 7.3. Предельные возможности измерения угловой скорости

В базовой оптической системе (см. рис. 7.2) в состоянии покоя ( $\Omega = 0$ ) длина оптического пути для световых волн, бегущих во встречных направлениях, одинакова. Соответственно, как и в других двухлучевых интерферометрах, выходной сигнал фотоприемника пропорционален величине  $1 + \cos(\Delta\varphi)$  и волоконно-оптический гироскоп оказывается нечувствительным к очень малым угловым скоростям. В оптических системах считается, что при их оптимальной чувствительности теоретический предел обнаружения сигнала определяется дробовым шумом фотодетектора. Для оптического волокна с потерями  $\alpha$  пределы обнаружения при дробовом шуме могут быть оптимизированы, если длина ВС составляет

$$L_{\text{опт}} = 8,7 / \alpha. \quad (7.7)$$

Результаты расчета показывают, что для оптического волокна с потерями 2 дБ/км пределы обнаружения составляют примерно  $10^{-8}$  рад/с (или  $0,001^\circ/\text{ч}$ ). Это соответствует требованиям, предъявляемым к системам инерциальной навигации.

Однако предельные возможности реальных волоконно-оптических гироскопов ограничены и другими шумовыми факторами.

## 7.4. Методы повышения чувствительности волоконно-оптических гироскопов

Один из способов повышения чувствительности ВОГ связан с использованием кольцевого оптического резонатора (рис. 7.3). В этом случае световая волна от источника излучения (ИИ) возбуждается в волоконном кольце в одном направлении. С помощью светоделителя (СД) часть излучения направляется на фотоприемник (Ф) непосредственно от источника. Туда же направляется свет, выходящий из световода (ВС). Система представляет собой интерферометр Фабри — Перо. Выходной сигнал фотоприемника в таком устройстве существенно зависит от изменения фазы  $\omega t$  при однократном прохождении световой волны

по кольцевому световоду. Поэтому на основе кольцевого резонатора можно создать чувствительный датчик, измеряющий, например, смещение резонансного пика, вызванное поворотом системы. Принципиально гироскоп средней точности может быть реализован при таком подходе даже с одновитковым волоконным кольцом и оптической интегральной схемой, содержащей все другие необходимые оптические элементы.

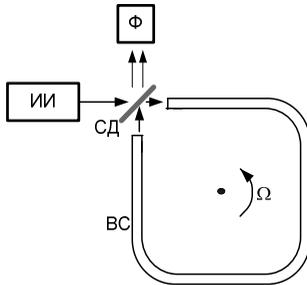


Рис. 7.3. Схема ВОГ с кольцевым резонатором

В гироскопах подобного типа для достижения высокой чувствительности необходимы источники света с высокой когерентностью излучения. В то же время в волоконно-оптическом гироскопе, построенном по классической схеме интерферометра Саньяка, для улучшения характеристик используется излучение с низкой когерентностью.

В классической схеме волоконно-оптического интерферометра Саньяка для повышения чувствительности предложено

несколько методов: смещения разности фаз, фазовой модуляции, частотной модуляции и оптического гетеродинамирования.

Суть метода смещения разности фаз в интерферометре Саньяка, как и в других двухлучевых интерферометрах (Маха — Цендера, Майкельсона), сводится к смещению рабочей точки таким образом, чтобы при нулевой угловой скорости фазовый сдвиг между интерферирующими волнами был равен  $\pi/2$ . Такой фазовый сдвиг обеспечивает максимальную чувствительность и линейность выходной характеристики прибора. В интерферометрах Маха — Цендера и Майкельсона это достигается введением в одно из плеч фазосдвигающего элемента. В интерферометре Саньяка задача усложняется, поскольку обе световые волны распространяются по одному и тому же пути. Один из способов решения этой проблемы иллюстрирует рис. 7.4.

Здесь фазосдвигающий элемент ( $\pi/2$ ) вводится в светоделительную схему, поэтому через фазовращатель проходит лишь световая волна, бегущая в световоде (BC) в направлении по часовой стрелке. Однако существенным недостатком этого решения является различие путей, по которым распространяются световые волны в светоделительной схеме. В реальных приборах подобная схема смещения разности фаз практически не используется, поскольку температурная зависимость характеристик ее элементов может привести к значительному дрейфу рабочей точки гироскопа из-за разных путей распространения световых волн.

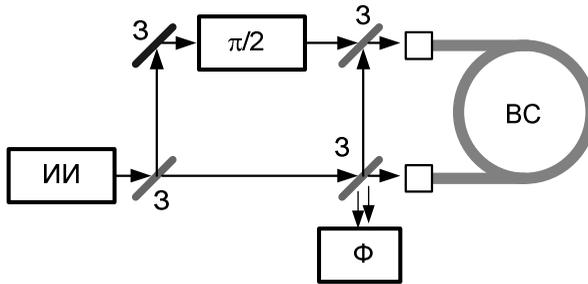


Рис. 7.4. Схема введения фазосдвигающего элемента в интерферометр Саньяка: ИИ — источник излучения; З — зеркала; ВС — волоконный световод; Ф — фотодетектор

Для смещения разности фаз на практике используется метод, суть которого заключается в следующем. Электрически управляемый фазосдвигающий элемент вводится в схему волоконного интерферометра Саньяка после светоделительного устройства (рис. 7.5). Если в какой-то момент времени в ВС возбуждаются световые волны и данный элемент «включается» только на время  $\tau = Ln_1/c$ , равное времени распространения света в световоде, а затем «выключается», то только одна световая волна, прошедшая через него, будет иметь дополнительный фазовый сдвиг  $\pi/2$  в течение следующего периода времени длительностью  $\tau$ .

Таким образом, необходимое положение рабочей точки может обеспечиваться периодическим «включением» и «выключением» фазовращателя. На практике фазовая модуляция осуществляется гармоническими сигналами с частотами, определяемыми временем прохождения света через волоконное кольцо.

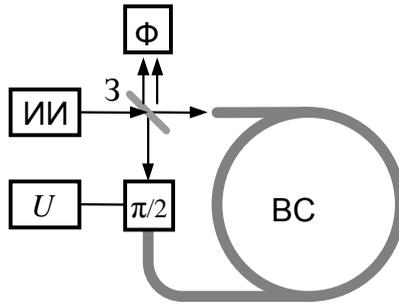


Рис. 7.5. Схема ВОГ со смещением разности фаз

При интерференции световых волн фотоприемной схемой выделяется основная гармоника сигнала, амплитуда которой  $U_0$  определяется следующим соотношением:

$$U_0 G J_1(\eta) \sin(\Delta\varphi), \quad (7.8)$$

где  $G$  – постоянная;  $J_1$  — функция Бесселя;

$$\eta = 2m \sin(\pi f_0 \tau). \quad (7.9)$$

В последнем выражении  $m$  — глубина модуляции;  $f_0$  — модулирующая частота;  $\tau$  — время распространения света по длине световода. При  $\eta=1,8$  функция  $J_1(\eta)$  достигает максимума. Благодаря детектированию основной гармоники, выходной сигнал фотоприемной схемы пропорционален  $\sin(\Delta\varphi)$ , что повышает чувствительность прибора. Необходимо отметить, что, как следует из (7.8) и (7.9), масштабный коэффициент, определяющий связь выходного сигнала с угловой скоростью, зависит

от глубины модуляции  $m$ . Кроме того, для поляризованной световой волны колебания состояния поляризации в ВС проявляются в виде флуктуаций интенсивности выходного сигнала, а это также приводит к изменениям масштабного коэффициента. Для минимизации этих паразитных эффектов частота модуляции  $f_0$  должна удовлетворять условию  $f_0 = c/2n_1L$ .

## 7.5. Повышение стабильности волоконно-оптических гироскопов

Для достижения высокой стабильности положения рабочей точки ВОГ необходимо создать условия, при которых все возмущения, воспринимаемые световыми лучами, распространяющимися во встречных направлениях, будут абсолютно

одинаковыми. В базовой схеме, показанной на рис. 7.2, при использовании фотоприемника  $\Phi_1$  свет дважды отражается светоделителем и, кроме того, дважды проходит сквозь него. При этом условие равенства длин оптического пути для встречных волн выполняется нестрого, что, вследствие температурных флуктуаций характеристик светоделителя, приводит к дрейфу выходного сигнала. При работе фотоприемника  $\Phi_2$  происходит то же самое. Для обеспечения максимально одинаковых условий распространения встречных световых лучей между светоделителями вводится пространственный фильтр. В нем используется одномодовое оптическое волокно, такое же, как и в чувствительной катушке.

В одномодовом ВС возможно распространение двух независимых мод с ортогональной поляризацией. Но вследствие нарушения идеальной осевой симметрии скорости распространения этих мод различны. Поэтому между модами двух поляризаций возможен обмен энергией, причем величина связи мод зависит от внешних воздействий. Соответственно свет на выходе ВС поляризован эллиптически, а параметры эллипса поляризации неустойчивы. Это приводит к дрейфу выходного сигнала. Для предотвращения или существенного снижения дрейфа необходимо введение деполяризатора или использование оптического волокна, сохраняющего поляризацию. В волокне с сохранением поляризации из-за разности постоянных распространения мод с ортогональной поляризацией возникает разность длин их оптического пути, поэтому, применяя источник с низкой когерентностью излучения, можно исключить интерференцию между

модами. Аналогичного эффекта добиваются и при использовании деполяризатора.

## 7.6. Факторы, ограничивающие разрешающую способность волоконно-оптических гироскопов

На кратковременную разрешающую способность прибора наиболее сильно влияет обратное рассеяние света. Обратное рассеяние, обусловленное отражениями от поверхностей оптических элементов, или обратное рассеяние Рэлея в самом оптическом волокне интерферирует с сигнальной волной, что приводит к возникновению шумов. Для борьбы с этим эффектом в ВОГ используют источники света с широким спектром и низкой когерентностью, что значительно снижает паразитную интерференцию. К таким источникам, в частности, относятся многомодовые полупроводниковые лазеры или суперлюминесцентные диоды.

Шумы выходного сигнала гироскопа определяются соотношением

$$\Delta\Psi_s = \frac{\beta_R}{4} \sqrt{\frac{\alpha_0 c}{n\sqrt{\pi}\Delta f_s}}, \quad (7.10)$$

где  $\alpha_0$  — потери, обусловленные рассеянием Рэлея в оптическом волокне;  $\beta_R$  — доля светового рассеяния Рэлея, распространяющаяся в обратном направлении;  $\Delta f_s$  — ширина спектра источника света. Экспериментальные исследования показали, что разрешающая способность ВОГ возрастает по мере расширения спектра излучения. Таким образом, в ВОГ уменьшение когерентности излучения является эффективной мерой для снижения

не только шумов рассеяния Рэлея, но и шумов эффекта Керра.

## 7.7. Волоконно-оптические гироскопы компании «Оптолинк»

Волоконно-оптические гироскопы логически продолжают

концепцию кольцевых лазерных гироскопов, выпускаемых в настоящее время как за рубежом, так и в России. В лазерных гироскопах чувствительным контуром является кольцевой оптический резонатор, заполненный активной газовой средой, в то время как в ВОГ пассивный световодный контур возбуждается внешним источником света.

Российская компания «Оптолинк» (<http://www.optolinkcorp.com>) провела разработку и освоила производство ВОГ с замкнутым контуром обратной связи. В таких приборах с помощью электрооптических фазовых модуляторов, расположенных на концах волоконного контура, наряду с динамическим смещением

разности фаз встречных световых волн на  $\pi/2$  осуществляется компенсация (обнуление) фазового сдвига Саньяка. При таком подходе мерой угловой скорости служит один из параметров сигнала управления фазовым модулятором. Результатом является линеаризация выходной характеристики ВОГ и исключение зависимости масштабного коэффициента прибора от параметров его элементов.

Компанией выпускаются одноосные и трехосные ВОГ разного класса точности: прецизионные (с величиной дрейфа нулевого сигнала  $0,005 \div 0,1$  °/ч) для высокоточных навигационных систем и среднего класса точности ( $1 \div 10$  °/ч) для тактических и коммерческих применений.

Обобщенная схема одноосного ВОГ приведена на рис. 7.6. Такая архитектура («минимальная конфигурация»), обладая свойством пространственной и поляризационной взаимности, обеспечивает высокую чувствительность ВОГ к вращению, а наличие в ней широкополосных фазовых модуляторов в интегрально-оптическом исполнении позволяет управлять фазовыми сдвигами световых волн по любому заданному алгоритму практически без искажений. Это существенно облегчает электронную обработку сигналов, так как появляется принципиальная возможность достижения предела точности ВОГ, определяемого оптическими компонентами, с

приближением к фундаментальному пределу по мере улучшения их качества.

ВОГ состоит из источника света — суперлюминесцентного диода (СЛД), деполаризатора (ДП), фотоприемного устройства (ФП), волоконного разветвителя (ВР), кольцевого интерферометра Саньяка и электронного блока. Кольцевой интерферометр Саньяка состоит из интегрально-оптической схемы (ИОС) и волоконного контура (ВК), представляющего собой катушку двулучепреломляющего оптического волокна, сохраняющего состояние поляризации света. В ИОС интегрированы компоненты, выполняющие функции Y-разветвителя, поляризатора и широкополосного электрооптического фазового модулятора.

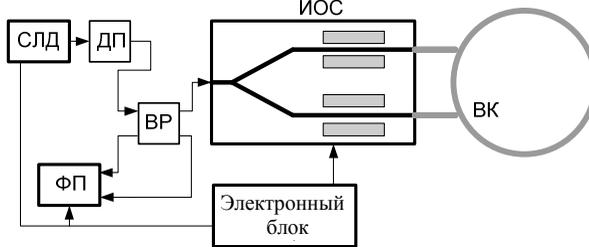


Рис. 7.6. Схема одноосного ВОГ компании «Оптолинк»

Для обеспечения высокой чувствительности и стабильности нулевого сигнала волоконные контуры длиной от 200 до 2000 м (в зависимости от класса точности ВОГ) размещаются на теплоизолированном каркасе с симметричной порядовой укладкой при стабильном натяжении намотки одномодового волокна

типа «Панда». ВС имеет сильное двулучепреломление и малые оптические потери:  $\alpha < 3$  дБ/км; длина биений  $L_p < 2,5$  мм. Внешний диаметр и коэффициент межмодовой поляризационной связи ВС, производимого в ООО «Оптолинк», составляют

$d \leq 80$  мкм и  $h \leq 5 \cdot 10^{-5}$  1/м. В качестве фотоприемника в приборе используется *pin*-фотодиод, а в качестве источника излучения на

длине волны ( $840 \pm 15$ ) нм — СЛД со встроенной системой температурной стабилизации, с волоконным выходом и мощностью выходного излучения более 2 мВт. Применение системы температурной стабилизации СЛД обеспечивает стабильность масштабного коэффициента ВОГ, в котором компенсация фазы Саньяка осуществляется путем фазовой модуляции света сигналом пилообразной формы с калиброванной амплитудой  $2\pi$  рад и с частотой  $f$ , определяемой угловой скоростью  $\Omega$ :

$$f = \frac{D}{n\lambda} \Omega,$$

где  $D$  — диаметр контура;  $n$  — эффективный показатель преломления световода;  $\lambda$  — длина волны излучения.

ИОС представляет собой герметичный элемент с одним волоконным входом и двумя выходами, соединяемыми с волоконной катушкой. ИОС с канальной волноводной структурой формируются в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  методом высокотемпературного протонного обмена. Достоинством таких волноводов является то, что при протонном обмене повышается только необыкновенный показатель преломления, а показатель преломления обыкновенного луча понижается. В результате в них распространяются моды только одной поляризации, поэтому отпадает необходимость использования вносящего дополнительные потери поляризатора. Разработанный процесс протонного обмена, в отличие от стандартных процессов, не допускает никаких фазовых переходов, что позволяет добиться меньших оптических потерь и исключает возможность деградации электрооптических свойств кристалла.

Так как основными источниками погрешностей масштабного коэффициента в данной схеме являются конечность обратного хода «пилы» и нестабильность фазовой амплитуды, то при проектировании ВОГ были приняты меры по устранению первой и минимизации второй. Устранение погрешности от конечности спада пилообразного сигнала достигается тем,

что с помощью специального преобразования в схеме формирования управляющего напряжения для ИОС время возврата

линейно изменяющейся фазы световой волны в исходное состояние исключается из передаточной характеристики модулятора. Нестабильность фазовой амплитуды минимизируется путем построения астатической следящей системы, для которой сигналом рассогласования является отклик прибора на периодическое, с постоянным периодом, калиброванное воздействие, вырабатываемое специальной схемой независимо от состояния движения ВОГ, обеспечивающей нулевую ошибку стабилизации значения фазовой «пилы»  $2\pi$  рад в стационарном режиме и ничтожно малое ее значение в динамике.

Стабильность нулевого сигнала ВОГ достигается не только качеством волоконных компонентов и ИОС, но и технологией сборки оптического блока ВОГ. Известно, что сварные соединения волокон являются причиной возникновения избыточных потерь оптической мощности и центрами перекрестной связи между поляризационными модами. В связи с этим интегрирование ИОС в оптический блок производится путем непосредственных стыковок его волноводов с концами волоконного контура и с одним из концов входного изотропного разветвителя, имеющего длину, достаточную для пространственной фильтрации излучения. Подсоединение деполяризатора и фотоприемника осуществляется посредством хорошо отработанной сварки с изотропными волокнами на полуавтоматических установках для сварки оптических волокон FSU 995 PM фирмы Ericsson.

С целью минимизации уходов нуля, вызываемых смещениями в электрических цепях, обработка информации ведется

на переменном сигнале во всех каскадах, кроме одного — интегратора основной следящей системы. Этот каскад выполнен на прецизионной микросхеме, у которой смещения нуля во всем

температурном диапазоне могут приводить к уходам выходного сигнала менее  $0,002$  °/ч.

Параметры производимых компанией «Оптолинк» одноосных ВОГ представлены в табл. 7.1 (оптическая часть трехосных приборов является комбинацией трех ИОС одноосных ВОГ).

Таблица 7.1  
Параметры одноосных ВОГ компании «Оптолинк»

Параметр	SRS-2000	SRS-1000	SRS-500
Диапазон измеряемых угловых скоростей, °/с	$\pm 3$	$\pm 20$	$\pm 100$
Смещение нуля при фиксированной температуре, $3\sigma$ , °/ч	$<0,005$	0,1	$<3,0$

Окончание табл. 7.1

Параметр	SRS-2000	SRS-1000	SRS-500
Погрешность масштабного коэффициента, %	$<0,02$	$<0,02$	$<0,02$
Полоса пропускания, Гц	10	10–30	100
Спектральная плотность шума, °/(ч) <sup>1/2</sup>	$<0,001$	$<0,003$	$<0,005$
Длина волоконного контура, м	2000	1000	500
Масса, кг	1,2	0,8	0,8
Габариты, мм	D150×80	D150×80	D150×80
Выходной сигнал	Цифровой	Цифровой	Цифровой

## **8. РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ**

### **8.1. Классификация волоконно-оптических измерительных систем**

Основным назначением распределенных волоконно-оптических измерительных систем является определение пространственного распределения физических величин или параметров некоторых физических полей. Такие задачи возникают, например, при необходимости контроля состояния естественных или искусственных объектов (геологическая или экологическая ситуация в определенном районе, состояние зданий и сооружений). Условно можно выделить следующие способы построения подобных систем [6, 7]:

- системы на основе локальных ВОД;
- системы на основе квазираспределенных ВОД;
- системы на основе распределенных ВОД.

Системы с локальными ВОД представляют собой набор дискретных независимых ВОД, расположенных определенным образом на контролируемой поверхности или в контролируемой области пространства. Выходные сигналы датчиков поступают в систему сбора и анализа информации, с помощью которой восстанавливается распределение измеряемой величины в контролируемой области. Использование локальных ВОД ограничивает пространственное разрешение таких систем, поскольку увеличение числа дискретных измерительных устройств приводит к чрезмерному усложнению системы сбора и обработки измерительной информации. В конечном итоге распределенные системы на основе локальных ВОД оказываются очень дорогими и ненадежными.

Квазираспределенные ВОД представляют собой последовательно соединенные одним ВС локальные чувствительные элементы. Для опроса отдельных элементов может, например,

использоваться метод оптической временной рефлектометрии [6, 7]. При этом положение чувствительных элементов датчиков определяется заранее, поэтому пространственное разрешение систем с квазираспределенными ВОД остается также не очень высоким. В то же время они имеют существенное преимущество перед системами на основе дискретных ВОД, поскольку достаточно большое число чувствительных элементов в виде ВОБР или встроенных ИФП может мультиплексироваться в одном ВС. Для съема информации с чувствительных элементов используются рефлектометрические методы.

Распределенные волоконно-оптические измерительные системы, как правило, строятся в виде двумерных структур сетевого типа с распределенными ВОД [7]. Наиболее часто в распределенных ВОД используются различные рефлектометрические методы регистрации воздействия (временная и частотная рефлектометрия, поляризационная и фазовая рефлектометрия) [7, 15].

## **8.2. Квазираспределенные волоконно-оптические датчики**

Формирование квазираспределенных датчиков предполагает организацию в ВС набора локальных чувствительных элементов с возможностью опроса их посредством того же световода. Методы опроса основаны на импульсном временном мультиплексировании отклика элементарных чувствительных элементов, частотном и спектральном мультиплексировании.

Временное мультиплексирование реализуется возбуждением в ВС короткого светового импульса (рис. 8.1). Чувствительные элементы, представляющие собой неоднородности световодной линии, отражают часть световой мощности зондирующего импульса с временной задержкой, пропорциональной расстоянию от входа световода до места расположения чувствительного элемента. Время задержки отраженного импульса дает информацию о номере чувствительного элемента, а мощность отраженного сигнала — о его состоянии.

Современная электроника позволяет разрешать импульсы с длительностью в наносекунды, что соответствует распространению света в ВС на расстояние около метра. Эта величина соответствует пространственному разрешению подобных систем, и она вполне достаточна для линейных размеров квазираспределенных датчиков в сотни метров.

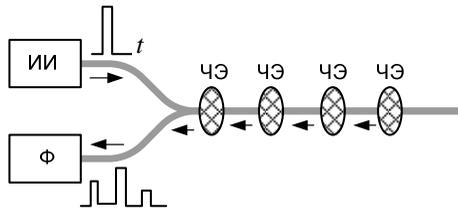


Рис. 8.1. Схема квазираспределенного ВОД с использованием метода импульсного временного мультиплексирования отклика:

ИИ — источник излучения; ЧЭ — чувствительный элемент;  
Ф — фотоприемное устройство

Улучшения пространственного разрешения можно достичь в системах с частотным мультиплексированием (рис. 8.2). В этом случае частота излучения, вводимого в световод, модулируется по линейному закону таким образом, что  $\omega(t) = \omega_0 + At$ , где  $A$  — коэффициент, определяющий скорость изменения частоты зондирующего сигнала. Соответственно отраженный сигнал от каждого из локальных чувствительных элементов будет сдвинут по частоте относительно частоты  $\omega_0$  зондирующего светового поля в момент прихода на величину  $\Delta\omega_i = At_i$ , где время  $t_i$  соответствует распространению света от входного торца ВС до данного локального датчика и назад. Интерференция отраженного и зондирующего сигналов приводит к появлению биений, частота которых дает информацию

о номере датчика, а амплитуда — о его состоянии, т.е. о величине возмущения в данной точке. Естественно, что метод

требует обработки световых сигналов с помощью достаточно сложных электронных схем для достижения высоких технических характеристик датчика.

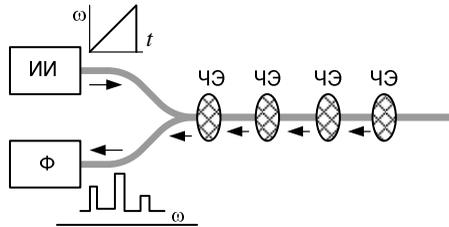


Рис. 8.2. Схема квазираспределенного ВОД с использованием метода частотного мультиплексирования: ИИ — источник излучения; ЧЭ — чувствительный элемент; Ф — фотоприемное устройство

Другой спектральный метод достаточно просто реализуется при использовании в качестве чувствительных элементов волоконных брэгговских решеток. Для этого все ВОБР должны иметь разные пространственные периоды и соответственно разные резонансные частоты для отражения света. Перестройка длины волны зондирующего излучения дает возможность получения отраженных сигналов от отдельных решеток. Электронная схема регистрации и обработки сигналов в данном случае может быть достаточно простой, однако случайные флуктуации частоты источника излучения ограничивают динамический диапазон измеряемых воздействий.

В реальных системах из-за перекрестных помех и шумов не удастся довести число чувствительных элементов более чем до нескольких десятков. Тем не менее, подобные системы с мультиплексированием локальных датчиков в виде ВОБР уже сейчас применяются в системах контроля состояния сооружений типа мостов, туннелей, строительных объектов.

### 8.3. Волоконно-оптические датчики на основе эффектов рассеяния света

В квазираспределенных ВОД число дискретных

чувствительных элементов, как правило, не может превышать несколько десятков, что обусловлено необходимостью усложнения электронного оборудования для обеспечения нужного разрешения, динамического диапазона и чувствительности таких устройств. В распределенных датчиках сам световод является единым чувствительным элементом, а возможность извлечения информация о распределении физического воздействия по его длине основана на эффектах рассеяния в нем света [7, 16].

Рассеянием света можно назвать эффекты, при которых световой пучок, распространяющийся в некотором направлении в среде, сопровождается множеством слабых вторичных пучков, распространяющихся во всех возможных направлениях. Наибольший интерес при распространении света в прозрачных, не «мутных», средах, представляет рассеяние света на молекулярном уровне в макроскопически однородной среде.

Согласно постулату Бора, если частота электромагнитного поля далека от резонансной частоты квантового осциллятора, взаимодействие осциллятора и поля не наблюдается. Тем не менее, из соотношения неопределенностей Гейзенберга  $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$  следует, что квантовая частица бесконечно малое время может находиться в состоянии с любым значением энергии. Таким образом, квантовая система может поглощать на очень короткое время квант энергии, переходя при этом в виртуальное состояние, или на виртуальный уровень, и возвращаясь назад в одно из разрешенных состояний с одновременным излучением избытка энергии в виде другого кванта. Переход осциллятора с виртуального на разрешенный уровень можно отнести к переходам спонтанного типа, поэтому характеристики излученного фотона могут отличаться от таковых для внешнего электромагнитного поля.

Этот фундаментальный процесс лежит в основе молекулярного рассеяния света. Эффект рассеяния света иллюстрируется диаграммами на рис. 8.3. Здесь фотон с энергией  $h\omega$ , поляризацией  $\bar{a}_1$  и волновым вектором  $\bar{k}_1$  взаимодействует с системой (атом, молекула), находящейся в

состоянии с энергией  $E_0$ . Он переводит систему в виртуальное состояние с энергией  $E_1$ , а при возвращении ее в устойчивое разрешенное состояние испускается фотон с энергией  $h\omega'$ , поляризацией  $\bar{\alpha}_2$  и волновым вектором  $\bar{k}_2$ .

При рассеянии света должны выполняться законы сохранения энергии и импульса. Но они должны сохраняться для процесса в целом, а при переходе в виртуальные состояния могут

и не выполняться. Поскольку в оптическом диапазоне импульс фотона много меньше, чем импульс электрона (и тем более атома), то для рассмотренного процесса из законов сохранения вытекает  $h\omega = h\omega'$ , но  $\bar{\alpha}_1 \neq \bar{\alpha}_2$ ,  $\bar{k}_1 \neq \bar{k}_2$ , хотя  $|\bar{k}_1| \approx |\bar{k}_2|$ .

Рассеяние, при котором изменяются только поляризация и направление распространения рассеянного излучения, а энергия фотона (длина волны) остается неизменной, называется *рэлеевским рассеянием*.

В рентгеновской области спектра и в области гамма-излучения импульс фотона достаточно велик и им пренебрегать нельзя. В этом случае для рассматриваемого процесса рассеяния  $h\omega \approx h\omega'$ , а величина  $\Delta(h\omega)$  мала и зависит от угла рассеяния (от угла между волновыми векторами  $\bar{k}_1$  и  $\bar{k}_2$ ). Рассеяние, для которого наблюдается малое изменение длины волны, зависящее от направления (угла) рассеяния, называется *комptonовским рассеянием*.

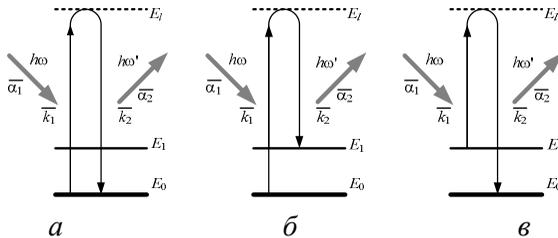


Рис. 8.3. Диаграммы для разных процессов молекулярного рассеяния света: *а* — рэлеевского и комptonовского; *б* — рамановского стоксова; *в* — рамановского антистоксова

При некоторых условиях в результате перехода через виртуальный уровень квантовая система может вернуться в разрешенное состояние, но отличное от его исходного состояния. Этому соответствуют диаграммы взаимодействия на рис. 8.3, б и 8.3, в. При таких переходах испускаемый системой фотон отличается от поглощенного не только по поляризации и направлению распространения, но и по частоте. Такие процессы рассеяния называются *комбинационным рассеянием света* или *рамановским рассеянием*. При комбинационном рассеянии частоты рассеянного света представляют собой комбинации (суммы и разности) частот колебаний падающей волны с частотами собственных колебаний рассеивающей системы.

Если энергия начального состояния меньше энергии конечного состояния системы, то частота рассеянного фотона сдвигается в область низких частот на величину  $\Delta\omega = (E_1 - E_0)/h$  относительно частоты падающего фотона (см. рис. 8.3, б). Эту частотную компоненту называют *стоксовой*. Если же энергия начального состояния больше энергии конечного, то при той же величине частотного сдвига частота рассеянного фотона выше. Эту компоненту спектра комбинационного рассеяния называют *антистоксовой* (см. рис. 8.3, в).

Интенсивность стоксовых компонент в спектре комбинационного рассеяния всегда выше, чем антистоксовых. Это связано с тем, что в состоянии термодинамического равновесия населенность нижних энергетических уровней всегда выше, чем верхних. Соответственно вероятность перехода с понижением частоты (для стоксовой компоненты рассеяния) всегда выше (на несколько порядков), чем с увеличением частоты (для антистоксовой компоненты).

Эффект комбинационного (рамановского) рассеяния широко используется в настоящее время для обнаружения и идентификации разного рода веществ и примесей в воздухе,

воде, других газах и жидкостях, что обусловлено уникальностью спектров комбинационного рассеяния разных веществ. Современные рамановские спектрометры обладают очень высокой чувствительностью, позволяя обнаруживать практически одиночные молекулы заданных примесей.

Еще один тип рассеяния света в материальных средах — рассеяние Мандельштама — Бриллюэна — рассеяние оптического излучения в твердых телах и жидкостях вследствие его взаимодействия с собственными упругими колебаниями этих сред. Такое рассеяние сопровождается изменением спектрального состава света.

Сравнительно сильное взаимодействие частиц в жидкостях и твердых телах приводит к тому, что они не могут двигаться независимо — любое возбуждение колебаний частицы передается благодаря силам связи, соседним частицам и распространяется в среде в виде акустической волны. При отличной от абсолютного нуля температуре частицы находятся в тепловом движении. В результате по всем возможным направлениям в среде распространяются акустические волны разных частот. Интерференция этих волн в среде вызывает флуктуации плотности среды (малые локальные отклонения плотности от ее среднего значения), на которых и рассеивается свет.

В кристаллах упругие, или дебаевские (по имени впервые рассмотревшего их П. Дебая), волны одинаковой частоты, бегущие навстречу друг другу, порождают стоячие волны той же частоты. Рассеяние света стоячими волнами происходит по всем направлениям, но вследствие законов сохранения энергии и квазиимпульса за рассеяние в заданном направлении ответственна упругая волна одной определенной частоты. Пусть на плоский фронт такой волны падают световые лучи с углом скольжения  $\theta$  (рис. 8.4). Частота световых волн равна  $\nu$ , и соответственно их длина  $\lambda = c/n\nu$ , где  $c$  — скорость света в среде, а  $n$  — показатель преломления среды. Для конструктивной интерференции отраженных лучей в некотором направлении необходимо, чтобы оптическая разность хода  $AO +$

*OB*

световых лучей, отражающихся от соседних акустических фронтов, была равна  $\lambda$ , откуда получаем

$$2\Lambda \sin\theta = \lambda, \quad (8.1)$$

где  $\Lambda$  — длина рассеивающей акустической волны. Отражение световой волны от акустической эквивалентно модуляции падающего светового пучка с частотой звуковой волны. Условие (8.1) приводит к выражению для изменения частоты  $\Delta\nu$  рассеянного света:

$$\Delta\nu/\nu = \pm (2n\nu_a/c)\sin\theta, \quad (8.2)$$

где  $\nu_a$  — скорость звука в кристалле.

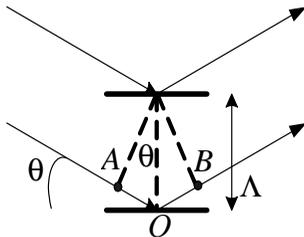


Рис. 8.4. Геометрия рассеяния света на акустической волне с длиной  $\Lambda$

Сдвиг частоты света при рассеянии Манделъштама — Бриллюэна сравнительно невелик, поскольку скорость акустических волн в жидкостях и твердых телах примерно

на пять порядков меньше скорости света в них (отношение  $\nu_a/c$  мало). Например, для кристалла кварца  $\nu_a = 5 \cdot 10^5$  см/с,  $c = 2 \cdot 10^{10}$  см/с и при рассеянии под углом  $\theta = 90^\circ$   $\Delta\nu/\nu = 0,003\%$ . Однако такие величины надежно измеряются интерферометрическими методами.

Рассеяние Манделъштама — Бриллюэна впервые наблюдалось экспериментально Л.И. Манделъштамом и Г.С. Ландсбергом в 1930 г. Детально оно исследовано Е.Ф. Гроссом. В частности, Гросс в 1938 г. обнаружил, что вследствие данного эффекта монохроматическая линия в кристалле расщепляется на шесть компонент. Это объясняется тем, что скорость звука  $\nu$  в кристалле различна для разных направлений, вследствие чего в общем случае в выбранном направлении в нем могут распространяться три акустические волны — одна продольная и две поперечные. При дифракции света на стоячих волнах, формируемых продольными и попереч-

ными волнами, падающий световой пучок расщепляется на шесть компонент. Гросс изучил рассеяние Мандельштама — Бриллюэна в жидкостях и аморфных твердых телах (1930–1932 гг.), при котором, наряду с двумя «смещенными», наблюдается и «несмещенная» компонента исходной частоты  $\nu$ . Теоретически этот эффект объяснен Л.Д. Ландау и Г. Плачеком (1934), которые показали, что кроме флуктуаций плотности необходимо учитывать и флуктуации температуры среды.

Создание лазеров позволило сделать очередной шаг в изучении эффектов рассеяния света. Было обнаружено, что при высоких интенсивностях света характеристики эффектов рамановского рассеяния и рассеяния Мандельштама — Бриллюэна могут очень сильно отличаться от таковых для света с низкой интенсивностью. Таким образом были открыты явления вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР), или вынужденного рамановского рассеяния, и вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ).

*Эффект вынужденного комбинационного рассеяния* (или вынужденного рамановского рассеяния) проявляется в виде резкого возрастания интенсивности стоксовой и антистоксовой компонент при превышении интенсивностью световой волны, распространяющейся в среде, некоторого порогового уровня. Более того, было обнаружено, что выходное излучение может содержать несколько стоксовых линий с частотами  $\omega_i = \omega_0 - m\Omega$  и антистоксовых линий с частотами  $\omega_i = \omega_0 + m\Omega$ . Объяснить данный эффект можно следующим образом. Как следует из диаграммы на рис. 8.3, б, процесс излучения стоксовой компоненты приводит к увеличению населенности колебательного уровня  $E_1$ , поэтому вероятность антистоксова излучения возрастает. Стоксова и антистоксова компоненты в свою очередь могут служить исходным излучением, генерирующим частоты  $\omega_{2-} = \omega_0 - 2\Omega$ ,  $\omega_{2+} = \omega_0 + 2\Omega$ . Аналогично можно объяснить появление комбинационных частот более высоких порядков.

Таким образом, если среду, в которой возможен эффект комбинационного рассеяния, поместить в оптический резонатор,

то при высокой интенсивности лазерной накачки усиление стоксовой компоненты способно скомпенсировать потери и на этой частоте возникает генерация. Генерация при ВКР представляет собой практический способ преобразования лазерного излучения также в когерентное излучение, но сдвинутое по частоте на величину, равную частоте собственных колебаний осцилляторов вещества.

*Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна* (ВРМБ) также наблюдается при высокой интенсивности света. Если эта интенсивность превышает некоторый порог, то наличие в материале кроме падающей еще и рассеянной световой волны увеличивает вероятность последующих актов рассеяния света. Взаимодействие падающей и рассеянной волн благодаря некоторым механизмам (например, явлению электрострикции в твердых телах) приводит к возникновению новых колебаний плотности вещества, то есть к появлению новых акустических волн (фононов), на которых в свою очередь рассеивается падающая волна. Если рассеяние становится настолько эффективным, что приращение его интенсивности начинает превосходить затухание света в среде, то интенсивность рассеяния лавинообразно нарастает и быстро становится сравнимой с интенсивностью падающей световой волны. Именно этот процесс с участием акустических волн (фононов), когда активную роль играет рассеянный свет, называется вынужденным рассеянием Мандельштама — Бриллюэна.

При ВРМБ, так же как и при обычном рассеянии, должны выполняться два условия: закон сохранения энергии и закон сохранения квазиимпульса. Кроме того, если речь идет о процессах рассеяния в ВС, то нужно учесть, что эффективность взаимодействия волн в поперечном направлении мала из-за того, что мала длина взаимодействия (порядка диаметра внутренней жилы). Эффективность такого взаимодействия

(дифракции света на акустических волнах) определяется соотношением Когельника [3]

$$\eta = \frac{I_d}{I_0} = \sin^2 \xi, \quad (8.3)$$

где  $\xi^2 = \left( \frac{\pi \cos \theta \cdot L}{\lambda_0} \right)^2 \frac{M_2}{2} P_a$ ;  $L$  — длина взаимодействия;

$\theta$  — угол Брэгга;  $P_a$  — акустическая мощность;  $M_2$  — константа, зависящая от свойств вещества. Поэтому оказывается, что с учетом всех перечисленных обстоятельств наиболее эффективен такой процесс ВРМБ, при котором рассеянный свет распространяется вдоль оси световода и направлен навстречу падающей световой волне.

Сделать приблизительную оценку порогового значения мощности падающего света  $P_n$ , при которой возникает ВРМБ, можно, используя формулу [7, 16]

$$P_n = \frac{21S}{gL}, \quad (8.4)$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения сердцевины волокна;  $L$  — длина световода;  $g$  — коэффициент, характеризующий материал (для кварцевого стекла  $g \approx 5 \cdot 10^{-11}$  м/Вт [16]).

Если подставить в (8.4) разумные значения  $S=50$  мкм<sup>2</sup>,  $L=1000$  м, то получится достаточно неожиданный результат:  $P_n=0,02$  Вт. Это означает, что если мощность падающей световой волны превосходит несколько десятков милливольт, то падающая волна через 1000 м почти полностью превратится в рассеянную волну и будет распространяться по ВС в обратном направлении. Таким образом, вместо волноводного канала, по которому свет может распространяться на большие расстояния, ВС превращается в волоконное зеркало. Для волоконно-оптических линий связи эта оценка не является вполне корректной, поскольку свет в них распространяется в виде коротких импульсов. Соответственно длина взаимодействия вместо 1000 м в этом случае составляет лишь сантиметры.

Поэтому в импульсном режиме можно пользоваться импульсами мощностью в десятки и сотни ватт.

#### 8.4. Метод оптической импульсной временной рефлектометрии

Работа большинства распределенных ВОД базируется на методе оптической импульсной временной рефлектометрии (рис. 8.5). Суть его заключается в возбуждении в ВС короткого мощного светового импульса и регистрации временной зависимости мощности сигнала обратного рассеяния, обусловленного рэлеевским рассеянием в материале световода и френелевским отражением света на оптических неоднородностях линии. Интенсивность обратного рассеяния измеряется фотодетектором, а для повышения чувствительности системы и отношения сигнал/шум обработка принятых сигналов проводится путем интегрирования по серии повторяющихся импульсов.

На рисунке изображен типичный вид временной зависимости мощности обратного рассеяния для реальной линии с неоднородностями. По характеру зависимости можно определить величину собственных потерь в световоде и места стыков либо повреждений.

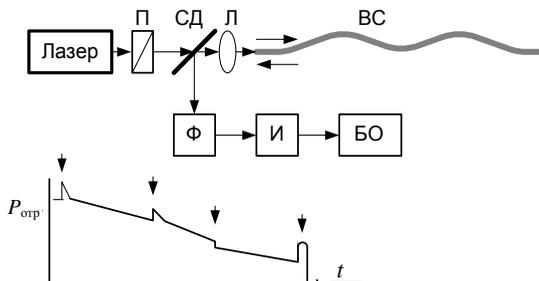


Рис. 8.5. Схема измерения распределения неоднородностей по длине ВОД методом импульсной временной рефлектометрии:

П — поляризатор; Л — линза; СД — светоделитель; ВС — световод; Ф — фотодетектор; И — интегратор; БО — блок обработки сигнала

Эта временная зависимость может быть достаточно просто преобразована в зависимость интенсивности рассеяния от координаты в ВС. Поскольку интенсивность рассеяния, в частности рэлеевского, зависит от амплитуды измеряемого внешнего воздействия, то его распределение по длине световода может быть таким образом восстановлено. Данный метод был разработан для целей обнаружения мест повреждения волоконно-оптических световодов и кабелей, и промышленностью выпускается комплекс аппаратуры для его реализации. Использование такой аппаратуры является безусловным достоинством метода временной рефлектометрии. Однако в реальных ситуациях он не всегда обеспечивает заданную чувствительность, динамический диапазон и разрешение при измерении заданных физических воздействий.

При распространении светового импульса в ВС потери световой мощности обусловлены поглощением материала и процессами неупругого рассеяния, которые можно охарактеризовать интегральными коэффициентами  $\alpha_n$  и  $\alpha_{\text{н}}$ . Соответственно при прохождении импульсом расстояния  $l$  мощность излучения, рассеянного в ВС, будет определяться соотношением

$$P(l) = P(0) \exp[-(\alpha_n + \alpha_{\text{н}}) \cdot 2l], \quad (8.5)$$

где  $P(0)$  — мощность света на входе в ВС. Или

$$\frac{d[\ln P(l)]}{dl} = -2(\alpha_n + \alpha_{\text{н}}). \quad (8.6)$$

Таким образом, величина указанных коэффициентов определяет наклон зависимости, изображенной на рис. 8.5. Влияние внешних воздействий будет проявляться в изменении величины коэффициента  $\alpha_n$ , что изменит наклон зависимости в области внешнего воздействия. Пространственное разрешение

данного метода определяется длительностью зондирующих световых импульсов

$$\Delta l = \frac{c\tau}{n_1}, \quad (8.7)$$

где  $\tau$  — длительность зондирующего импульса;  $c$  — скорость света;  $n_1$  — показатель преломления сердцевины ВС. Например, при длительности импульса в 10 нс пространственное разрешение для кварцевого световода составит  $\sim 1$  м.

Как отмечалось, величина сигнала обратного рассеяния определяется несколькими механизмами — френелевским отражением, рэлеевским рассеянием, комбинационным (рамановским) рассеянием света и рассеянием Мандельштама — Бриллюэна. В стандартных рефлектометрах, как правило, основной вклад в результаты измерений вносят эффекты френелевского отражения и рэлеевского рассеяния. Однако в настоящее время реализованы и распределенные ВОД, использующие при измерении температуры и деформаций эффекты рамановского рассеяния и ВРМБ.

*Датчики на основе рамановского рассеяния.* Величина пороговой оптической мощности в ВС для наблюдения эффекта вынужденного рамановского рассеяния может быть определена

из соотношений  $P_0^{\text{пр}} = \frac{16S_3}{gL_3}$  и  $P_0^{\text{отр}} = \frac{20S_3}{gL_3}$  для стоксовой

компоненты, распространяющейся в прямом и обратном направлениях соответственно [7]. Полагая для кварцевых ВС  $S \approx 50$  мкм<sup>2</sup>,  $L = 1$  км,  $g = 6,5 \cdot 10^{-14}$  м/Вт, получим оценку для мощности накачки  $P_0 \approx 15$  Вт. Таким образом, для развития эффекта вынужденного рамановского рассеяния нужны достаточно высокие световые мощности, что не позволяет строить

ВОД на основе данного эффекта (по крайней мере, в данное время). Для этого используется эффект спонтанного рамановского рассеяния. Как правило, источники оптических сигналов являются импульсными, что позволяет повысить плотность световой мощности в ВС.

Принцип действия рамановских ВОД основан на сильной температурной зависимости эффективности спонтанного антистоксова рассеяния. Так, число обратных рассеянных фотонов за время одного импульса накачки равно для стоксовой компоненты [7]

$$N_S = K_S v_S^4 N_e R_S(T) \exp \left[ -(\alpha_p + \alpha_S) \frac{c}{2n_1} t \right] \quad (8.8)$$

и для антистоксовой компоненты

$$N_A = K_A v_A^4 N_e R_A(T) \exp \left[ -(\alpha_p + \alpha_A) \frac{c}{2n_1} t \right], \quad (8.9)$$

где  $N_e$  — число фотонов, введенных в световод;  $K_S$ ,  $K_A$  — коэффициенты спонтанного рассеяния для этих компонент;  $v_S$ ,  $v_A$  — частоты стоксовой и антистоксовой волн;  $\alpha_p$ ,  $\alpha_S$ ,  $\alpha_A$  — усредненные коэффициенты поглощения для волн накачки, стоксовой и антистоксовой;  $R_S(T)$ ,  $R_A(T)$  — функции заселенности нижнего и верхнего рабочих молекулярных уровней, зависящие от температуры среды;  $c$  — скорость света в вакууме;  $n_1$  — эффективный показатель преломления волноводной моды. Функции  $R_S(T)$  и  $R_A(T)$  имеют вид:

$$R_S(T) = [1 - \exp(-hv_{kn} / k_B T)]^{-1}, \quad (8.10)$$

$$R_A(T) = [\exp(hv_{kn} / k_B T) - 1]^{-1}, \quad (8.11)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана.

Таким образом, при изменении температуры световода от значения  $T_0$  до  $T$  приращения числа рассеянных фотонов определяются соотношениями:

$$\frac{N_S(T)}{N_S(T_0)} = \frac{R_S(T)}{R_S(T_0)} = \frac{1 - \exp(-hv_{kn} / k_B T_0)}{1 - \exp(-hv_{kn} / k_B T)}, \quad (8.12)$$

$$\frac{N_A(T)}{N_A(T_0)} = \frac{R_A(T)}{R_A(T_0)} = \frac{\exp(-hv_{kn} / k_B T_0) - 1}{\exp(-hv_{kn} / k_B T) - 1}. \quad (8.13)$$

Эти соотношения показывают, что интенсивности стоксовой и антистоксовой компонент зависят от температуры. В ВОД антистоксова компонента используется в качестве сигнального отклика, а стоксова — в качестве опорного сигнала. Отношение их интенсивностей определяется зависимостью

$$F(T) = \frac{N_A}{N_S} = \left( \frac{v_A}{v_S} \right)^4 \frac{K_A}{K_S} \exp\left( \frac{-hv_{kn}}{k_B T} \right) \exp\left[ -(\alpha_A - \alpha_S) \frac{c}{2n_1} t \right], \quad (8.14)$$

откуда, логарифмируя, получим:

$$\frac{1}{T} = -\frac{k_B}{hv_{kn}} \left[ \ln F(T) + 4 \ln \left( \frac{v_S}{v_A} \right) + \ln \left( \frac{K_S}{K_A} \right) + (\alpha_A - \alpha_S) \frac{c}{2n_1} t \right]. \quad (8.15)$$

Поскольку константы  $K_S$ ,  $K_A$ ,  $\alpha_p$ ,  $\alpha_S$ ,  $\alpha_A$ , как правило, для используемого световода не известны, датчик калибруется при некоторой определенной температуре  $T_0$  и затем измеряемая температура находится согласно алгоритму

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{k_B}{hv_{kn}} \ln \left[ \frac{F(T)}{F(T_0)} \right]. \quad (8.16)$$

Коммерческие измерительные системы, работающие на данном принципе, имеют длину до 10 км и обеспечивают пространственное разрешение до 1 м с разрешением по температуре около 0,1 °С. Рабочий диапазон температур составляет от -50 до +150 °С, при этом точность измерения температуры составляет  $\pm 1$  °С и динамический диапазон — более 20 дБ.

К недостаткам подобных датчиков относится сравнительно низкая интенсивность рамановского рассеяния, что требует использования мощных источников излучения и большого времени обработки их сигналов.

*Датчики на основе ВРМБ.* При ВРМБ частоты стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния отличаются от частоты накачки на частоту акустической волны. При заданном направлении распространения света выполнение брэгговских условий будет существенно зависеть от температуры среды и наличия

в ней упругих деформаций. Для обратно рассеянной волны можно получить следующие выражения для температурных и механических коэффициентов частоты акустических волн, удовлетворяющей брэгговским условиям:

$$K_{Б,Т} = \frac{dv_a}{dT} = \frac{2}{\lambda_1} \left( V_a \frac{dn_1}{dT} + n_1 \frac{dV_a}{dT} \right),$$

$$K_{Б,\varepsilon} = \frac{dv_a}{d\varepsilon} = \frac{2}{\lambda_1} \left( V_a \frac{dn_1}{d\varepsilon} + n_1 \frac{dV_a}{d\varepsilon} \right),$$

где  $K_{Б,Т}$  и  $K_{Б,\varepsilon}$  — коэффициенты, определяющие характер связи изменения частоты акустических волн с изменением температуры ( $T$ ) и относительной упругой деформации ( $\varepsilon$ ).

Таким образом, явление сдвига спектральных составляющих в спектрах ВРМБ может служить основой при реализации распределенных ВОД температуры и механических деформаций.

Эффективность спонтанного рассеяния МБ низка (при обычном для телекоммуникационных решений уровне она значительно ниже эффективности рэлеевского рассеяния), поэтому в ВОД используется ВРМБ. Для обработки сигналов ВРМБ в последнее время, как правило, используется метод ВОТДА, суть которого заключается во взаимодействии импульсного и непрерывного светового излучения, распространяющегося в ВС во встречных направлениях.

Упрощенная схема измерительной системы с реализацией метода ВОТДА приведена на рис. 8.6. Здесь короткий импульс накачки возбуждается в измерительном ВС. Непрерывное излучение вводится в тот же световод с другого конца. Частоты непрерывного и импульсного сигналов отличаются. При равенстве разности частот частоте акустической волны, для которой выполняются брэгговские условия, непрерывное излучение

испытывает усиление за счет эффекта Манделштама — Бриллюэна. Усиление может происходить лишь в той области световода, где выполняются данные резонансные условия. Соответственно сигнал ВОТДА наблюдается в виде усиления

зондирующей непрерывной световой волны, регистрируемой у торца световода, с которого осуществляется ввод в ВС импульсного излучения. Для однородного ВС без внешних воздействий данный сигнал должен экспоненциально затухать по мере ослабления светового импульса. Если же на ВС воздействуют некоторые неоднородные по его длине возмущения, то сигнал BOTDA возникает лишь в тех участках, где частота брэгговского синхронизма совпадает с разностью частот импульсного и непрерывного световых полей. Таким образом, модуляция (например, линейная) частоты одного из этих полей позволяет реализовать распределенный ВОД на основе эффекта ВРМБ.

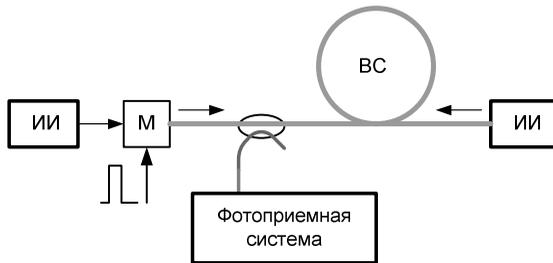


Рис. 8.6. Схема распределенного ВРМБ-датчика: ИИ — источник излучения; М — модулятор; ВС — волоконный световод

Распределенные ВРМБ-датчики чувствительны к изменению как температуры, так и упругих деформаций. Ряд подобных элементов производится бельгийской компанией FOS&S (Fiber Optic Sensors and Sensing Systems). Датчик *температуры* (Temperature cable) представляет собой ВС, помещенный в капилляре из нержавеющей стали толщиной 3 мм. Капилляр заполнен специальным гелем для предотвращения влияния на ВС механических деформаций. Сенсор обеспечивает разрешение по температуре  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$  при точности измерения  $2\text{ }^{\circ}\text{C}$  в диапазоне от  $-40$  до  $+200\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Пространственное разрешение —  $0,5\text{ м}$ , рабочая длина волны —  $1550\text{ нм}$ .

Датчик *деформаций* (Strain cable) — это одномодовый ВС в капилляре из нержавеющей стали толщиной 1,5 мм. ВС внутри капилляра размещен с предварительным натяжением, что дает возможность измерения деформаций как растяжения, так и сжатия. Может измерять деформации с разрешением  $2 \cdot 10^{-6}$  мк, точность измерений  $20 \cdot 10^{-6}$  мк. Чувствителен также к изменениям температуры, ее изменение на  $1^\circ\text{C}$  эквивалентно изменению деформации  $20 \cdot 10^{-6}$  мк. Для учета влияния температуры датчик должен использоваться совместно с температурным датчиком. Минимальное пространственное разрешение — 0,5 м.

## 8.5. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы

Как уже отмечалось, основным назначением распределенных волоконно-оптических систем является контроль многомерных пространственных распределений некоторого физического воздействия. Так, подобные системы используются при контроле состояния нефтяных скважин, строительных сооружений, в качестве систем защиты периметров объектов [7, 17–20]. Важная область их применения связана с контролем геологических и геофизических ситуаций [7].

При построении распределенных измерительных систем серьезной проблемой является оптимизация их структуры, т.е. достижение необходимых характеристик при минимальном объеме инструментальной части системы и реализуемых алгоритмов восстановления пространственного распределения измеряемой величины. Математический аппарат алгоритмов восстановления основан на принципах томографии. Основная идея данного подхода заключается не в восстановлении пространственного распределения физического воздействия по длине распределенного ВОД методами рефлектометрии, а в анализе совокупности интегральных откликов множества (но конечного) датчиков, размещенных на контролируемой поверхности.

Если имеется некоторый ВС, расположенный в плоскости  $XOY$ , и некоторое физическое возмущение, распределенное в этой плоскости (например, температурное поле), то набег фазы световой волны в ВС, обусловленный влиянием данного воздействия, может быть определен соотношением  $\Delta\varphi = \int_L F(x, y)dl$ , где  $dl$  — приращение длины вдоль контура  $L$ .

Величина фазового набег  $\Delta\varphi$  здесь представляет собой интегральное изменение фазы при наличии некоторого воздействия. Очевидно, что знание только этой величины не дает возможности восстановить реальное распределение возмущения вдоль пути интегрирования. Однако если имеется множество подобных ВС, то анализ совокупности их откликов позволяет получить информацию о двухмерном распределении этого возмущения. Действительно, при прямолинейном расположении отдельных световодов совокупность подобных интегралов по всем возможным направлениям в заданной плоскости определяет так называемое интегральное преобразование Радона двухмерной функции  $F(x, y)$ . И это распределение может быть восстановлено с использованием томографических методов реконструкции изображений [3].

Очевидно, что для восстановления функции  $F(x, y)$  необходимо расположить как можно большее число распределенных ВОД на исследуемой площади, обеспечив их разные направления, например, как показано на рис. 8.7. Для корректного восстановления данной функции, очевидно, пространственная частота укладки ВОД должна быть больше максимальной

пространственной частоты изменения возмущения. Дискретизация по угловому положению (углу сканирования исследуемой площади) отдельных ВОД также должна удовлетворять определенным требованиям, в частности, разница этих углов не должна превышать  $60^\circ$  [7].

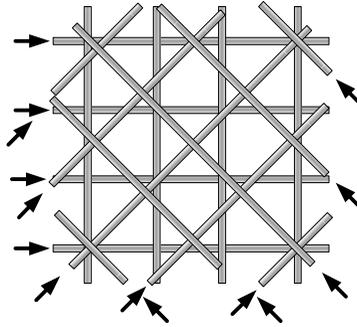


Рис. 8.7. Схема укладки распределенных ВОД в двухмерной распределенной измерительной системе

## 9. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

### 9.1. Достоинства волоконно-оптических лазеров

Создание волоконно-оптических лазеров — одно из наиболее значительных достижений современной лазерной физики и волоконной оптики. Волоконно-оптические лазеры, в сравнении с другими твердотельными лазерами, имеют ряд преимуществ, к которым можно отнести следующие:

- а) высокое качество генерируемого светового пучка;
- б) возможность генерации излучения практически на любой из длин волн диапазона от 1 до 2,2 мкм;
- в) эффективный теплоотвод (вследствие большого отношения площади поверхности ВС к его объему);
- г) компактность и малый вес;
- д) высокие стабильность и надежность;
- е) эффективную систему накачки.

Благодаря указанным достоинствам, ВО-лазеры в некоторых областях уже сейчас конкурируют с традиционными оптическими квантовыми генераторами. Можно выделить две группы таких приборов, отличающихся как по функциональному назначению, так и по физическим принципам работы. Это *мощные непрерывные волоконные лазеры* на основе активных световодов, легированных ионами редкоземельных элементов, и *волоконные лазеры на основе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР-лазеры, или рамановские)*.

### 9.2. Особенности конструкции непрерывных волоконных лазеров

Первая попытка получить лазерную генерацию в стеклянном волоконном световоде была предпринята еще в 1961 году [21]. Для этого использовался ВС с сердцевиной, легированной ионами  $\text{Nd}^{3+}$ . Оптический резонатор состоял из внешних зеркал, а роль источника излучения накачки играла газоразрядная лампа. Однако результаты первых экспериментов оказались достаточно

скромными, и интерес к волоконным лазерам на время угас. Толчком к его возрождению послужили успехи в технологии производства ВС (в том числе с легированием сердцевины ионами редкоземельных элементов), мощных полупроводниковых источников накачки и формирования внутри ВС брэгговских отражающих решеток с высоким коэффициентом отражения, использующихся в качестве распределенных зеркал. В результате схема волоконного лазера приобрела современный вид (рис. 9.1).

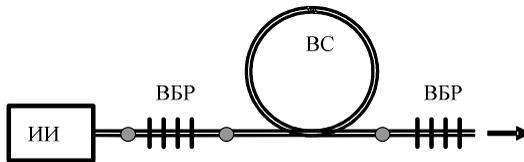


Рис. 9.1. Структурная схема волоконного лазера:  
ИИ — источник излучения; ВБР — волоконная брэгговская решетка;  
ВС — волоконный световод

Основными элементами лазера являются:

- полупроводниковый лазер с волоконным выходом (источник накачки);
- активный элемент — одномодовый ВС с диаметром сердцевины от 4 до 30 мкм;
- волоконные брэгговские решетки, образующие резонатор лазера.

Полностью волоконная конструкция обеспечивает низкие оптические потери таких лазеров. Волноводная схема, исключая дифракционные потери в резонаторе, позволяет довести длину активного световода до десятков метров. Входная брэгговская решетка, как правило, на длине волны генерации имеет коэффициент отражения, близкий к 100 %. Коэффициент отражения выходной решетки для генерируемого излучения существенно ниже (обычно порядка 5 %), его величина определяется коэффициентом усиления среды и оптическими потерями излучения в активном ВС. Брэгговские решетки могут

формироваться как непосредственно в активном световоде, так и в отрезке

вспомогательного световода, который соединяется с активным ВС путем сварки. Изменение показателя преломления ВС в области решетки может достигать величин  $10^{-5} \div 10^{-3}$ , а период решетки равен примерно половине длины волны света в сердцевине [8].

Как и в случае твердотельных лазеров, в качестве активных центров в ВС используются ионы редкоземельных элементов. Это ионы неодима ( $\text{Nd}^{3+}$ ), иттербия ( $\text{Yb}^{3+}$ ), эрбия ( $\text{Er}^{3+}$ ), тулия ( $\text{Tm}$ ) и гольмия ( $\text{Ho}$ ) [22, 23]. Легирование этими элементами позволяет получить лазерную генерацию в стеклянных световодах в следующих спектральных областях:

- Yb (Nd) – 1,0 ÷ 1,1 мкм;
- Er / Yb – 1,5 ÷ 1,6 мкм;
- Tm, Ho – 1,9 ÷ 2,1 мкм.

При создании ВО-лазеров средней и высокой мощности особый интерес проявляется к ионам иттербия ( $\text{Yb}^{3+}$ ). В схеме уровней  $\text{Yb}^{3+}$  кроме основного уровня  $2F7/2$  существует единственный возбужденный уровень  $2F5/2$ . Отсутствие других энергетических уровней на длинах волн до ультрафиолетового диапазона означает, что в данной системе для излучения в области длин волн, близких к генерируемой, не будут наблюдаться поглощение из возбужденного состояния и различные кооперативные явления. Это обеспечивает высокий КПД таких лазеров и позволяет существенно повысить концентрацию

ионов  $\text{Yb}^{3+}$  по сравнению с легирующими примесями Nd и Er. Использование сильно легированных ВС в свою очередь уменьшает длину активной области лазера и тем самым снижает отрицательное влияние различных нелинейных эффектов и дополнительных оптических потерь на КПД лазера.

### 9.3. Мощные непрерывные волоконные лазеры

В лазерах с малой выходной мощностью на основе одномодовых ВС излучение накачки может вводиться непосредственно в его сердцевину. В этом случае

полупроводниковый лазер накачки должен иметь размер излучающей области около 5–10 мкм, что ограничивает мощность накачки уровнем в сотни милливатт. Выходная мощность подобных ВО-лазеров находится в диапазоне  $10^{-1} \div 10^2$  мВт. При повышении мощности источников накачки используются ВС с двойной оболочкой [22, 23]. Активной средой являются световоды, состоящие из одномодовой сердцевины, внутренней (первой) оболочки из кварцевого стекла и внешней (второй) оболочки с показателем преломления, пониженным по сравнению с кварцевым стеклом (как правило, это полимерные материалы). Сердцевина легируется как активной примесью, так и примесями, формирующими необходимый профиль показателя преломления. Для обеспечения эффективной связи мод оболочки с сердцевиной используют ВС с некруглой нецилиндрической геометрией внутренней первой оболочки (рис. 9.2, слева), поскольку в световодах с круглой цилиндрической внутренней первой оболочкой большая доля мощности накачки переносится модами, плохо перекрывающимися с сердцевиной. Большое поперечное сечение первой оболочки в таких ВС позволяет использовать в качестве источников накачки линейки или матрицы лазерных диодов. Практически подобные ВС с двойной оболочкой нашли применение в лазерах средней мощности (до 100 Вт).

Ввод накачки через торец лазерного световода (см. рис. 9.1) также ограничивает выходную мощность, поскольку позволяет использовать лишь один источник накачки (или, максимум, два, если излучение накачки вводится и со стороны входа, и со стороны выхода). Источниками накачки являются мощные полупроводниковые лазеры или сборки полупроводниковых лазеров. Эффективный способ повышения выходной мощности лазеров — применение специальных световодов с несколькими сердцевинами (рис. 9.2, справа). Одна из них, одномодовая или многомодовая сердцевина, является активной. Она находится

в оптическом контакте с несколькими параллельными многомодовыми световодами из плавленного кварца. Все эти сердцевинки помещены в общей полимерной оболочке с показателем преломления ниже показателя преломления сердцевин. Активная сердцевинка легирована ионами редкоземельных элементов, остальные (пассивные) изготовлены из плавленного кварца и имеют по всей длине оптический контакт с активной. Все многомодовые световоды оптически связаны между собой и составляют первую оболочку для активной сердцевинки. Каждый из пассивных световодов может возбуждаться, по крайней мере, двумя источниками излучения накачки, что позволяет наращивать мощность накачки до требуемых величин и использовать световоды такой конструкции для создания волоконных лазеров с высокой выходной мощностью. Подобная конструкция ВС вкупе с достижениями в производстве высокоэффективных мощных полупроводниковых источников накачки обеспечивает очень высокий КПД волоконных лазеров. Так, по данным публикаций [22, 23] в лазерах с выходной мощностью до 100 Вт величина КПД может достигать 65 %.

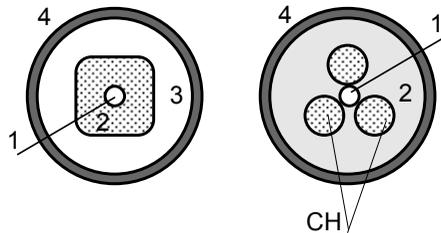


Рис. 9.2. Схема конструкции ВС для мощных волоконных лазеров:

- 1 — активная сердцевинка; 2 — оболочка; 3 — вторая оболочка;
- 4 — защитная оплетка; СН — сердцевинка накачки

У непрерывных одномодовых ВО-лазеров выходная мощность достигла рубежного уровня в 1 Вт сравнительно недавно (в 1993 г.). В настоящее время исследования таких лазеров проводятся интенсивно во многих научных центрах, включая российские. Результатом явился резкий, практически

экспоненциальный, рост выходной мощности подобных приборов в последние 3–5 лет. Так, на данный момент ее величина у лазеров на одномодовых волоконных световодах превысила 1000 Вт, а у приборов на многомодовых световодах приближается к 10 кВт. Наиболее перспективными активными элементами для мощных непрерывных лазеров считаются ВС, легированные ионами Yb, обеспечивающие максимальную эффективность генерации излучения с  $\lambda=1,1$  мкм.

Область применения мощных волоконных лазеров — обработка материалов: упрочнение, сварка, сверление, резка металлических листов (до 25 мм толщиной). В сравнении с лазерами на CO<sub>2</sub>, лидирующими в данной области, ВО-лазеры обладают значительно меньшими габаритами, весом, не требуют водяного охлаждения, обеспечивают доставку излучения в труднодоступные места благодаря повышенной гибкости. Кроме того, важным их преимуществом является больший коэффициент поглощения излучения вследствие меньшей длины волны.

ВО-лазеры средней мощности широко используются для накачки эрбиевых и рамановских волоконных усилителей в системах оптической связи, в диагностике атмосферы и водной среды, в медицинских терапевтических и хирургических приборах, в оптической локации, системах наведения, а также в научных исследованиях.

#### **9.4. Характеристики современных волоконно-оптических лазеров российского производства**

В России производятся волоконно-оптические лазеры разных типов с уникальными характеристиками, не уступающими характеристикам аналогичных приборов зарубежного производства (производитель — НТО «ИРЭ-Полус» в составе IPG Photonics Corporation) [24]. Среди продукции данной компании — одномодовые и многомодовые непрерывные лазеры средней и высокой мощности, фемтосекундные волоконные лазеры и рамановские лазеры.

Представителем семейства *одномодовых непрерывных лазеров* средней мощности является PYL-25 — эффективный

лазер с низким энергопотреблением, который может быть использован в полевых условиях. Для накачки используются лазерные диоды, работающие в многомодовом режиме и имеющие выходную мощность более 4 Вт. Диоды накачки расположены на собственном теплоотводе и охлаждаются вентиляторами. Лазер излучает одномодовый непрерывный свет с длиной волны около 1070 нм и мощностью более 25 Вт. Выходная мощность лазера регулируется током диодов накачки. КПД достигает 16 %. Одномодовый волоконный выход обеспечивает высокое качество лазерного пучка ( $TEM_{00}$  мода, коэффициент качества пучка  $M^2 < 1,1$ ). Основные характеристики данного прибора представлены в табл. 9.1.

Таблица 9.1

Оптические характеристики волоконного лазера PYL-25

Параметры	Минимальное значение	Типовое значение	Максимальное значение
Выходная мощность, Вт	25	25,5	26,0
Диапазон выходной мощности при стабильном режиме генерации, %	10	–	105
Режим работы	Непрерывный		
Центральная длина волны излучения, нм	1064	1070	1075
Ширина линии излучения (FWHM), нм	–	1,5	2
Степень поляризованности, %	–	–	5
Нестабильность выходной мощности (в течение 4 ч), %	–	2	4

Представителем семейства *мощных непрерывных лазеров* является иттербиевый волоконный лазер с центральной частотой излучения 1070 нм, имеющий следующие характеристики:

режим работы — непрерывный, модулированный;  
 максимальная выходная мощность — 5000 Вт;  
 долговременная стабильность выходной мощности —  $\pm 2\%$ ;  
 диаметр сердцевины оптического волокна кабеля доставки — 100 мкм;

длина волоконного кабеля доставки — до 50 м;  
 срок службы диодов накачки — более 50 000 ч;  
 частота модуляции выходного излучения — до 5 кГц;  
 охлаждение — водяное;  
 габариты — 86×81×150 см.

*Фемтосекундные импульсные лазеры* используются в физике, биологии, медицине и других естественных науках. Основные области применения включают обработку различных материалов, многофотонную микроскопию, параметрическую генерацию излучения и метрологию оптических частот. Характеристики излучения:

- длительность импульса — 80, 100 ÷ 300 фс;
- длина волны — 1560 нм, 780 нм (вторая гармоника);
- средняя мощность излучения — 10 ÷ 100 мВт.

## 9.5. Волоконные рамановские лазеры

Волоконные рамановские лазеры обеспечивают эффективное преобразование лазерного излучения накачки в излучение с большей длиной волны, используя явление вынужденного комбинационного рассеяния света в ВС. Для многих приложений требуются источники когерентного излучения с различными длинами волн в широком диапазоне. За последнее десятилетие преобразование длины волны лазерного излучения с помощью волоконных рамановских усилителей превратилось в легко реализуемую процедуру.

Первые эффект вынужденного комбинационного рассеяния света в стеклянном ВС наблюдался в 1972 году [3, 11]. В эксперименте использовались световоды из стекла компании Corning Glass с низкими оптическими потерями. Источником накачки служил импульсный твердотельный лазер на YAG:Nd<sup>3+</sup> с удвоением частоты ( $\lambda=532$  нм). Резонатор лазера

был образован объемными зеркалами, излучение накачки вводилось в торец ВС с помощью линзы. Длина волны полученной стоксовой линии составила 545 нм. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 9.3. Спустя пять лет (в 1977 году) был создан первый перестраиваемый многокаскадный ВКР-лазер (или рамановский лазер — Raman laser) [23]. Современные ВС представляют собой уникальную среду для реализации рамановских лазеров. Низкие оптические потери позволяют использовать световоды большой длины, легирование сердцевины ВС различными примесями дает возможность обеспечения требуемой величины частотного сдвига стоксова излучения.

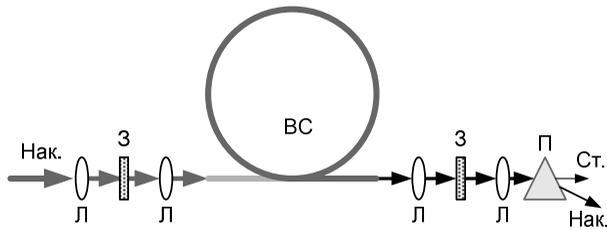


Рис. 9.3. Схема первого эксперимента по наблюдению ВКР в ВС:

Нак. — излучение накачки; Л — фокусирующая линза;

З — зеркало; ВС — световод; П — призма;

Ст. — излучение стоксовой компоненты

Первые рамановские лазеры имели в составе как волоконные, так и объемные оптические элементы. Необходимость согласования элементов и прецизионной юстировки таких лазеров ограничивала область их применения в основном научными приложениями. Знаменательным шагом в развитии рамановских лазеров стало создание волоконных брэгговских решеток. Их применение для формирования оптического резонатора, обеспечивающего обратную связь, существенно упростило конструкцию рамановских лазеров, повысило их эффективность и позволило реализовать многокаскадные лазеры-преобразователи. Схема рамановского

лазера полностью волоконной конструкции приведена на рис. 9.4.

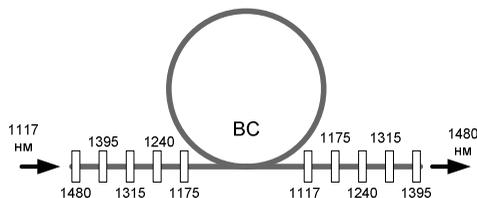


Рис. 9.4. Схема многокаскадного рамановского лазера

Как видно из рисунка, лазер состоит из ВС и набора брэгговских решеток с резонансными длинами волн, соответствующими стоксовым сдвигам в материале световода. При этом брэгговские решетки, соответствующие промежуточным длинам волн, имеют коэффициент отражения, близкий к 100 %.

Характеристики рамановских лазеров определяются свойствами материала сердцевины ВС, которые могут очень сильно изменяться при вариациях состава стекла. Так, для получения

излучения с  $\lambda=1480$  нм в ВС с сердцевиной из германосиликатного стекла при его накачке излучением иттербиевого волоконного лазера с  $\lambda=1117$  нм требуется пять каскадов преобразования (см. рис. 9.4). Упростить конструкцию позволило использование в качестве активной среды рамановского лазера ВС с сердцевиной, легированной оксидом фосфора [25]. В спектре ВКР-усиления фосфоросиликатных световодов имеется узкая полоса с центральной длиной волны, сдвинутой на  $1330\text{ см}^{-1}$ , что в три раза больше, чем сдвиг в максимуме усиления германосиликатного световода. В результате для получения излучения с  $\lambda=1480$  нм при длине волны излучения накачки  $\lambda=1060$  нм требуются лишь два каскада ВКР-преобразования [25].

ВКР-лазеры и усилители на основе фосфоросиликатных ВС отличаются и тем, что имеют две стоксовых полосы усиления. Кроме узкой полосы, сдвинутой от частоты накачки на  $1330\text{ см}^{-1}$ ,

связанной с наличием  $P_2O_5$ , имеется и широкая, с максимумом рамановского усиления, сдвинутым от частоты накачки примерно на  $440 \text{ см}^{-1}$ . Последняя обусловлена молекулами  $SiO_2$ . Это дает новые возможности управления спектром излучения ВКР-лазеров путем комбинации в них каскадов с разными значениями стоксова сдвига [23].

В сочетании с возможностью перестройки длины волны излучения накачки (для этого часто используются волоконные Yb-лазеры) рамановские лазеры позволяют получить генерацию практически на любой длине волны. Реально диапазон ограничивается зависимостью коэффициента ВКР-усиления от длины волны, снижением эффективности лазеров при увеличении числа каскадов преобразования, а также конкурирующими нелинейными эффектами в световоде в ИК-области за длиной волны нулевой дисперсии световода. Поэтому еще недавно максимальная длина волны генерации рамановских лазеров составляла 1,65 мкм.

Для расширения диапазона излучения рамановских лазеров в длинноволновую область в ИОФ РАН (г. Москва) разработаны ВС с сердцевинной из стекла на основе  $GeO_2$ . Минимум оптических потерь в этом стекле находится в области 2 мкм. Благодаря высокому значению показателя преломления такого стекла ( $\Delta n \sim 0,1$ ), ВС с кварцевой оболочкой и сердцевинной, состоящей в основном из  $GeO_2$ , имеют малый диаметр поля моды и соответственно должны иметь высокий коэффициент ВКР-усиления. Кроме того, сечение рамановского рассеяния в стекле с  $GeO_2$  примерно на порядок выше, чем в кварцевом стекле. Соответственно, высокая концентрация  $GeO_2$  в сердцевине ВС ведет к повышению коэффициента ВКР-усиления. Хотя изготовление одномодовых  $GeO_2$ -световодов с низкими потерями связано с некоторыми технологическими трудностями, такие ВС с минимальными оптическими потерями около  $20 \div 100 \text{ дБ/км}$  при  $\lambda = 1,8 \div 1,9 \text{ мкм}$  уже созданы [23].

При использовании накачки с  $\lambda=1608$  нм (волоконный Er/Yb-лазер) каскадное ВКР-преобразование в GeO<sub>2</sub>-световодах позволяет получить излучение в диапазоне длин волн до 2,2 мкм.

Эффект возрастания коэффициента ВКР-усиления для ВС на основе GeO<sub>2</sub> при уменьшении длины волны позволяет создавать на них эффективные лазеры и в области около 1 мкм, несмотря на возрастание в этой области оптических потерь в световоде. Ожидается, что дальнейшее повышение концентрации GeO<sub>2</sub> в сердцевине ВС при допустимом уровне оптических потерь позволит создать рамановские волоконные лазеры, работающие в области до 3 мкм.

Характеристики рамановских лазеров в большой степени определяются элементами оптических резонаторов — брэгговскими волоконными решетками. Параметры подобных элементов производства НТО «ИРЭ-Полюс» представлены в табл. 9.2.

Таблица 9.2

Характеристики волоконных решеток  
для рамановских волоконных лазеров

Резонансная длина волны $\lambda_B$ , нм	800 ÷ 2500
Коэффициент отражения $R$ , %	1 ÷ 99,9
Спектральная ширина резонанса на полувывоте $\delta\lambda$ , нм	0,2 ÷ 1
Вносимые потери $\alpha$ , дБ	< 0,1
Упаковка	Полимерное покрытие

Типичные характеристики современных рамановских лазеров можно проиллюстрировать примером лазера PYL-R производства IPG Photonics, предназначенного для работы в качестве источников накачки волоконных эрбиевых усилителей, преобразователей частоты в системах DWDM, для использования в научных исследованиях.

PYL-R-лазер состоит из двух компонентов — волоконного Yb-лазера и рамановского преобразователя частоты.

Перестраиваемый волоконный Yb-лазер работает в одномодовом режиме на длине волны между 1050 и 1120 нм. Рамановский преобразователь эффективно трансформирует входное излучение накачки в излучение с нужной длиной волны. Выходное излучение одномодовое, но не поляризовано (имеет случайную поляризацию). Стандартно лазер комплектуется оптическим изолятором, обеспечивающим степень подавления обратного рассеяния более 30 дБ. Для накачки Yb-лазера используются линейки лазерных диодов с размером излучающей области диода 1x100 мкм и длиной волны излучения 970 нм. Надежность диодов накачки соответствует 5 млн ч работы при номинальном токе накачки и температуре 20 °С.

Стандартные длины волн выходного излучения составляют 1335, 1365, 1427, 1450, 1455, 1480, 1487 и 1497 нм, однако по заказам потребителей производитель обеспечивает любую длину волны выходного излучения в диапазоне от 1200 до 1600 нм. Выходная мощность составляет для разных моделей лазеров от 1 до 5 Вт. Размеры оптического блока 180×145×40 мм<sup>3</sup>.

## **9.6. Применение волоконных лазеров в медицине**

Лазерное излучение используется в медицине для терапевтических и хирургических целей уже более 20 лет. Применение лазеров в хирургии имеет ряд преимуществ, обусловленных особенностями воздействия лазерного излучения на биологические ткани. Высокая концентрация световой энергии в малых объемах позволяет избирательно воздействовать на живые ткани и дозировать степень этого воздействия — от коагуляции тканей до их испарения и разреза.

Лазерное излучение при визуальном контроле позволяет удалять ткани в области патологического очага, не повреждая окружающие здоровые ткани, лазерные операции практически бескровны, заживление происходит быстрее и качественнее, чем при использовании других методов хирургического вмешательства.

Особенности взаимодействия лазерного излучения с биологическими объектами (биотканью) в значительной мере

определяются его длиной волны. Даже в сравнительно узкой спектральной области от 1 до 3 мкм (ближний инфракрасный диапазон) коэффициент поглощения излучения в такой среде меняется в тысячи раз. Именно поэтому характер воздействия излучения на биоткань так сильно зависит от типа лазера. Так, при изменении длины волны всего лишь на одну десятую долю микрометра (например, замена АИГ:Nd-лазера ( $\lambda=1,06$  мкм) на полупроводниковый лазер ( $\lambda=0,97$  мкм)) коэффициент поглощения света в воде — основной составляющей большинства биотканей — увеличивается примерно в 3 раза (рис. 9.5). А для излучения эрбиевого лазера ( $\lambda=1,56$  мкм) увеличение коэффициента поглощения света в воде по сравнению с излучением АИГ: Nd-лазера происходит более чем в 100 раз.

Достижения в технологии полупроводниковых и волоконно-оптических лазеров позволили НТО «ИРЭ-Полус» [24] создать на основе единой базовой конструкции лазерные хирургические аппараты с различными длинами волн рабочего излучения.

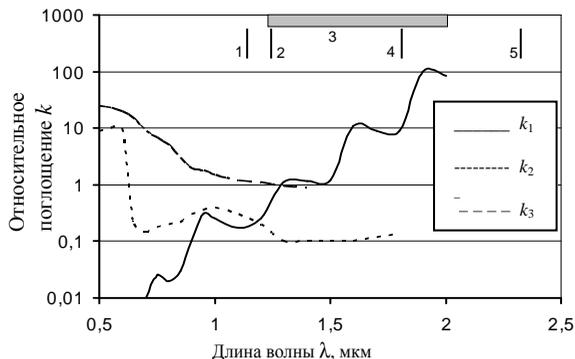


Рис. 9.5. Относительное поглощение излучения в воде ( $k_1$ ), оксигемоглобине ( $k_2$ ) и меланине ( $k_3$ ):

- 1 — полупроводниковый лазер (0,97 мкм);
- 2 — лазер на Yb-активированном волокне (1,03÷1,12 мкм);
- 3 — рамановский волоконный лазер (1,12÷1,7 мкм);
- 4 — лазер на Er-активированном волокне (1,53÷1,62 мкм);
- 5 — лазер на Tm-активированном волокне (1,9÷2,0 мкм)

Источником накачки для всех типов лазеров является мощный полупроводниковый лазер с волоконным выводом излучения и длиной волны 0,97 мкм. Использование для преобразования частоты излучения накачки волоконных световодов, легированных различными активными примесями, дает возможность получения лазерных лучей с различными длинами волн в диапазоне от 1 до 2 мкм. При этом в одном аппарате могут быть одновременно получены разные линии спектра с выводом света через одно общее рабочее волокно. Структурная схема данного прибора приведена на рис. 9.6.

В табл. 9.3 приведены основные технические параметры лазерных скальпелей, разработанных и находящихся в настоящее время на испытаниях.

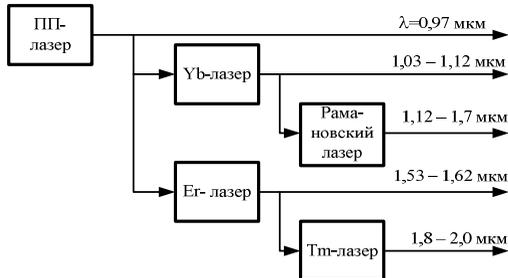


Рис. 9.6. Структурная схема многоволнового лазерного скальпеля

Таблица 9.3

Основные параметры лазерных скальпелей

Модель	ЛС-1,06	ЛС-1,9	ЛС-0,97/1,56
Длина волны, мкм	1,06	1,9	0,97/1,56
Выходная мощность, Вт	5; 10	3	10/2,5
Режим работы	Непр., имп., имп.-периодический		
Длительность импульсов и пауз, мс	10÷2000		
Длина волны пилот-лазера, мкм	0,532 (возможно 0,650)		
Диаметр рабочего волокна, мкм	300÷600		
Питание	220 В, 50 Гц, 100 (150) Вт		

Габариты, мм	120x260x330
Вес, кг	9

Таким образом, к настоящему времени волоконно-оптические лазеры уже не являются лабораторными макетами, а представляют собой целый класс совершенных современных оптических приборов, находящих применение в науке, промышленности, медицине, и их потенциальные возможности далеко не исчерпаны.

## **Заключение**

Изложенный материал освещает лишь малую часть достижений в области теории, экспериментальной техники, технологии и приложений волоконной оптики, направленных на создание приборов и систем технологического назначения. Это направление бурно развивается, имеет очень высокий потенциал, и подтверждением тому служит не только все возрастающее число научных публикаций по данной тематике, но и расширяющееся промышленное производство новых типов волоконно-оптических датчиков, лазеров и лазерных приборов.

## Список литературы

1. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М. : Наука, 1989. – ISBN 5-02-014033-3.
2. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1973. – 720 с.
3. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М. : Мир, 1987. – 616 с.
4. Виноградова М.Б. Теория волн / М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. – М. : Наука: гл. ред. Физматлит, 1979. – 384 с.
5. Бусурин В.И. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения / В.И. Бусурин, Ю.Р. Носов. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.
6. Окоси Т. Волоконно-оптические датчики / под ред. Т. Окоси. – Л. : Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.
7. Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы / Ю.Н. Кульчин. – М. : Физматлит, 2001. – 272 с. – ISBN 5-9221-0072-6.
8. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника / А.Н. Пихтин. – М. : Высш. шк., 2001. – 573 с. – ISBN 5-06-002703-1.
9. Интегральная оптика / под ред. Т. Тамира. – М. : Мир, 1978. – 344 с.
10. Семенов А.С. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации / А.С. Семенов, В.Л. Смирнов, А.В. Шмалько. – М. : Радио и связь, 1990. – 224 с.
11. Желтиков А.М. Развитие технологии фотонно-кристаллических световодов в России / А.М. Желтиков // Российские нанотехнологии. – 2007. – Т. 2. – № 1, 2. – С. 71–78.
12. Павлова Е.Г. Механизмы потерь в фотонно-кристаллических волокнах / Е.Г. Павлова // Lightwave. – 2005. – № 3. – С. 54–56.
13. Бирюков А.С. Брэгговские волоконные световоды: основные методы исследования / А.С. Бирюков, Д.В.

Богданович, Е.М. Дианов // Спецвыпуск «Фотон-экспресс» – НАУКА. – 2005. – № 6. – С. 72–76.

14. Гуляев Ю.В. Волоконно-оптические технологии, устройства, датчики и системы / Ю.В. Гуляев [и др.] // Спецвыпуск «Фотон-экспресс» – НАУКА. – 2005. – № 6. – С. 114–127.

15. Горшков Б.Г. Фазочувствительный волоконный рефлектометр для распределенных датчиков внешнего воздействия / Б.Г. Горшков [и др.] // Lightwave Russian Edition. – 2005. – № 4. – С. 47–49.

16. Петров М.П. Световолокна для оптических линий связи. Часть 2 / М.П. Петров // Соросовский образовательный журнал. – 1997. – № 12. – С. 100–105.

17. Введенский Б.С. Современные системы охраны периметров / Б.С. Введенский // Специальная техника. – 1999. – № 3. – С. 34–39.

18. Витрик О.Б. Проблема «чувствительной кожи» и волоконно-оптические измерительные системы / О.Б. Витрик // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т. 7. – № 1. – С. 108–115.

19. Неугодников А. Волоконно-оптические датчики деформаций как элемент строительного мониторинга / А. Неугодников // Строительная инженерия. – 2005. – № 9.

20. Иванченко П. Распределенные волоконно-оптические системы для охраны периметра: перспективные технологии / П. Иванченко, В. Красовский // Алгоритм безопасности. – 2003. – № 4.

21. Snitzer E. // Phys. Rev.Lett. – 1961. – Vol. 7. – P. 444.

22. Дианов Е.М. Волоконные лазеры / Е.М. Дианов // УФН. – 2004. – Т. 174. – Вып. 10. – С. 1139–1142.

23. Дианов Е.М. Волоконные лазеры – новый прорыв в лазерной физике / Е.М. Дианов, И.А. Буфетов // Lightwave. – 2004. – № 4. – С. 44–49.

24. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://ntoire-polus.ru/>

25. Курков А.С. Мощный эрбиевый волоконный усилитель с накачкой от рамановского волоконного конвертера на основе

фосфоросиликатного световода / А.С. Курков [и др.] // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – № 9. – С. 801–803.

## Список основных сокращений и обозначений

АМ — амплитудная маска  
АО — акустооптический  
ВК — волоконный контур  
ВКР — вынужденное комбинационное рассеяние  
ВО — волоконно-оптический  
ВОБР — волоконно-оптическая брэгговская решетка  
ВОГ — волоконно-оптический гироскоп  
ВОД — волоконно-оптический датчик  
ВРМБ — вынужденное рассеяние Манделъштама — Бриллюэна  
ВС — волоконный световод  
ДПВР — длиннопериодная волоконная решетка  
ИОС — интегрально-оптическая схема  
ИФП — интерферометр Фабри — Перо  
КПД — коэффициент полезного действия  
КС — канальная (волноводная) структура  
ЛДИС — лазерный доплеровский измеритель скорости  
ПП — показатель преломления  
УФ — ультрафиолетовый  
ФКВ — фотонно-кристаллическое волокно  
ЭО — электрооптический

$a$  — линейное ускорение

$A$  — амплитуда гармонических колебаний

$V_{mn}$  — нормированный эффективный показатель преломления моды  
 $c=3\cdot 10^8$  м/с — скорость света

$\vec{E}$  — вектор напряженности электрического поля, В/м

$E_m$  — амплитуда напряженности электрического поля в световой волне

$E_\tau$  — поперечная компонента напряженности электрического поля

$F$  — сила

$\vec{H}$  — напряженность магнитного поля, А/м

$h=1,05\cdot 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка

$I$  — электрический ток, А; интенсивность светового поля

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число,  $\text{м}^{-1}$

$\vec{k}$  — волновой вектор

$k_0$  — волновое число света в вакууме

$m = 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг — масса электрона

$M$  — число волноводных мод в световоде

$n$  — показатель преломления среды

$n_o, n_e$  — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления

$n_1$  — показатель преломления сердцевины волоконного световода

$\vec{n}$  — единичный вектор нормали к волновому фронту

$P$  — мощность

$p_{ijkl}$  — компоненты тензора фотоупругости

$\vec{r}$  — радиус-вектор точки

$r_{ijk}$  — линейные электрооптические коэффициенты, м/В

$r_0$  — радиус сердцевины волоконного световода

$R$  — коэффициент отражения зеркал в интерферометре Фабри — Перо

$R_{\perp, \parallel}$  — коэффициент отражения Френеля для волн с горизонтальной и вертикальной поляризацией

$S$  — площадь

$s_{kl}$  — компоненты тензора упругих деформаций

$t$  — время

$T$  — абсолютная температура

$v$  — скорость распространения электромагнитной волны в среде

$v_\phi$  — фазовая скорость

$V$  — скорость потока, объекта, звуковой волны; нормированная частота световода

$V_B$  — постоянная Вердэ

$W$  — энергия электромагнитного поля

$\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$  — орты декартовой системы координат

$\alpha$  — угол между волновым вектором и осью  $OX$  в декартовой системе; коэффициент потерь в активной среде

$\beta$  — угол между волновым вектором и осью  $OY$  в декартовой системе; постоянная распространения

$\gamma$  — угол между волновым вектором и осью  $OZ$  в декартовой системе

$\Delta$  — относительная разность показателей преломления сердцевинны и оболочки

$\Delta n$  — изменение показателя преломления

$\varepsilon$  — относительная деформация

$\varepsilon_{ij}$  — компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$\varepsilon_a$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м

$\varepsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды

$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$  Ф/м — универсальная диэлектрическая

постоянная, или диэлектрическая проницаемость вакуума

$\varphi$  — фаза

$\lambda$  — длина волны, м

$\Lambda$  — пространственный период брэгговской решетки; длина акустической волны

$\mu$  — коэффициент Пуассона

$\mu_a$  — абсолютная магнитная проницаемость среды, Гн/м

$\mu_r$  — относительная магнитная проницаемость среды

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная проницаемость вакуума

$\omega$  — круговая частота, рад/с

$\Omega$  — частота акустических волн, угловая скорость, телесный угол

$\chi$  — диэлектрическая восприимчивость среды

$\eta$  — дифракционная эффективность; КПД; сквозной коэффициент светопропускания

$\chi_M$  — магнитная восприимчивость среды

Учебное издание

**Шандаров** Владимир Михайлович

**ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ**

Учебное пособие

Для бакалавров направления 210700.62  
"Инфокоммуникационные технологии и системы связи"  
(профиль - "Оптические системы и сети связи") по дисциплине  
«Волоконно-оптические устройства технологического  
назначения»

Редактор Кирпиченко Л.И.  
Компьютерная верстка Беженцева Г.А.

Подписано в печать \_\_\_\_\_. Усл. печ. л. 10,93.

Тираж 60 экз. Заказ .

Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40  
Тел. (3822) 533018