

В. И. Бусурин Ю. Р. Носов

ВОЛОКОННО- ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ:

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ,
ВОПРОСЫ РАСЧЕТА
И ПРИМЕНЕНИЯ**



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1990

ББК 32.96-04
Б 92
УДК 681.586.5

Рецензент доктор техн. наук В. Д. Зотов

Бусурин В. И., Носов Ю. Р.

Б 92 Волоконно-оптические датчики: Физические основы, вопросы расчета и применения.— М.: Энергоатомиздат, 1990.— 256 с.: ил.

ISBN 5-283-01523-8

Рассмотрены физические основы волоконно-оптических датчиков (ВОД), принцип действия которых базируется на изменении амплитуды, фазы, поляризации, частоты оптических сигналов, распространяющихся по световоду, при различных внешних воздействиях. Даны основные расчетные соотношения для определения функции преобразования динамического диапазона, погрешности, частотных характеристик ВОД. Указаны возможные области применения для измерения и контроля различных технологических параметров.

Для инженеров и научных работников, занимающихся разработкой средств измерения и контроля.

Б $\frac{2402020000-027}{051(01)-90}$ 207-90

ББК 32.96-04

ISBN 5-283-01523-8

ПРЕДИСЛОВИЕ

Совершенствование систем автоматического контроля и управления различными объектами, процессами, производствами во многом определяется достижениями в области измерительных преобразователей (датчиков). Многие выпускаемые датчики не всегда удовлетворяют потребителя по таким показателям, как размеры, точность, допустимые условия эксплуатации. В последнее десятилетие сформировалось направление, использующее оптическое излучение и уникальные свойства оптических сред для регистрации различных физических воздействий. Этому способствовали также успехи в технологии волоконных световодов, которые привели к широкому их использованию для передачи информационных сигналов.

Развитие волоконно-оптических датчиков (ВОД) идет по пути замены традиционных датчиков, когда потребителя не удовлетворяют их параметры, или по пути получения новых функций. Они оказываются конкурентоспособными в тех случаях, когда необходимо обеспечить работу в условиях сильных электромагнитных полей, в агрессивных и взрывоопасных средах совместно с волоконно-оптическими линиями связи. В настоящее время это уже признанное направление развития измерительных преобразователей, в рамках которого созданы датчики давления, усилия, перемещения, скорости, акустических нагрузок, напряженности электрического и магнитного полей и т. д.

Постоянно расширяется круг научных коллективов и конструкторских организаций, занимающихся разработкой ВОД. По прогнозам мировой рынок таких датчиков будет иметь годовой рост примерно 9% в течение последующих лет. Резко возросло среднегодовое число публикаций (в 10—15 раз за последние пять лет), которых насчитывается сейчас тысячи. Имеется немало монографий и обзоров, которые касаются отдельных вопросов ВОД и, несомненно, полезны.

В то же время современный этап развития ВОД характеризуется тем, что их физические основы в основном сформировались и созданы условия для написания книги, которая, обобщая предыдущее, могла бы предложить читателю сложившееся представление о принципах действия ВОД, их предельных возможностях, погрешностях, типовых видах реализации и основных областях применения. Все эти вопросы нашли отражение в книге.

Книга состоит из двух частей. В первой части (гл. 1—5) описаны физические явления и изложены физические основы, на базе которых строятся различные виды ВОД. Во второй части (гл. 6—11) рассмотрены вопросы построения, расчета, особенности применения конкретных типов ВОД для измерения и контроля различных физических величин.

Книга написана авторами в творческом содружестве.

Авторы выражают благодарность рецензенту доктору техн. наук В. Д. Зотову и редактору канд. физ.-мат. наук Н. В. Кравцову, чьи полезные замечания способствовали улучшению содержания книги.

Все отзывы и замечания по книге авторы просят направлять в адрес издательства: 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Авторы

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

Глава 1

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА

1.1. Термины и определения

Важнейшими энергетическими характеристиками оптического излучения являются энергия и мощность излучения. *Энергия излучения* W , измеряемая в джоулях (Дж),—это энергия, переносимая излучением. *Мощность излучения* P , измеряемая в ваттах (Вт),—это количество испускаемой, переносимой или принятой энергии излучения в единицу времени.

Энергетическими характеристиками источников оптического излучения являются поверхностная плотность мощности излучения M_s , энергетическая сила излучения I_s , энергетическая яркость излучения L_s , эффективность излучения η_s . *Поверхностная плотность мощности излучения* M_s измеряется в ваттах на квадратный метр ($\text{Вт}/\text{м}^2$) и представляет собой отношение мощности излучения, испускаемого с поверхности излучателя, к площади поверхности A_n :

$$M_s = dP/dA_n.$$

Энергетическая сила излучения I_s , измеряемая в ваттах на стерадиан ($\text{Вт}/\text{ср}$), есть отношение мощности излучения к телесному углу ω , в пределах которого распространяется излучение:

$$I_s = dP/d\omega.$$

Она является характеристикой точечного источника излучения. Для неточечного источника излучения вводят понятие *энергетической яркости излучения (лучистости)* L_s [в ваттах на стерадиан-квадратный метр: $\text{Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)$], которая определяется как отношение мощности излучения к телесному углу,

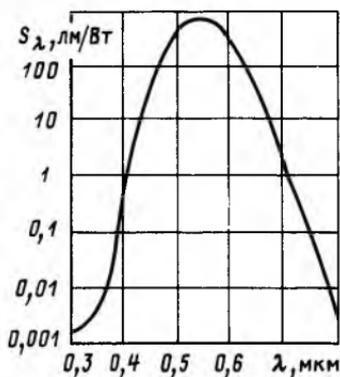


Рис. 1.1. Нормированная спектральная чувствительность глаза, адаптированного к свету

Энергетической характеристикой приемника излучения является *энергетическая освещенность (облученность)* E_3 , измеряемая в ваттах на квадратный метр ($\text{Вт}/\text{м}^2$), которая есть отношение мощности, падающей на поверхность A_n , к размеру этой поверхности, т. е.

$$E_3 = dP / dA_n.$$

Измерения перечисленных величин производятся в указанных единицах в любой области спектра оптических колебаний (10^{13} — 10^{15} Гц).

Однако для длин волн от 380 до 780 нм, т. е. для диапазона световых колебаний, воспринимаемых человеческим глазом, вводится аналогичный набор фотометрических характеристик излучения, учитывающий особенности зрительного восприятия. Эти особенности проявляются в том, что человеческий глаз по-разному воспринимает два источника света с одинаковой мощностью, но различной длиной волны излучения. Это связано с зависимостью *спектральной чувствительности глаза* S_λ от длины волны λ излучения (рис. 1.1).

Энергетической силе излучения для светового диапазона будет соответствовать фотометрическая характеристика — *сила света* I_Φ , которая представляет собой отношение *светового потока* Φ (части мощности, которая приходится на область чувствительности глаза) к телесному углу, в котором распространяется световой поток:

$$I_\Phi = d\Phi / d\omega.$$

Сила света I_Φ измеряется в канделах (кд). Кандела относится к основным единицам и определяется как сила света в дан-

в котором она распространяется, и к размеру излучающей поверхности, т. е.

$$L_3 = d^2 P / dA_n d\omega \cos \varphi,$$

где φ — угол между нормалью к поверхности A_n и направлением наблюдения излучения.

Эффективность излучения или, точнее, КПД источника η_3 (в процентах) показывает долю мощности, преобразованной источником в оптическое излучение, т. е.

$$\eta_3 = P / P_{\text{пит}},$$

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

ном направлении от источника, испускающего монохроматическое излучение частоты $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетическая сила света которого в этом направлении составляет $1/683$ Вт на стерадиан.

Единицей светового потока Φ является люмен (лм)— световой поток, испускаемый однородным точечным источником в телесном угле 1 ср при силе света 1 кд, т. е. $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot \text{ср}$.

Принято, что мощность излучения 1 Вт, создаваемая монохроматическим источником света на длине волны $\lambda = 0,555$ мкм, т. е. максимуме спектральной чувствительности глаза для яркого света, соответствует световому потоку примерно 680 лм, воспринимаемому глазом [1].

Световая энергия Q в люмен-секундах (лм·с) есть интеграл от светового потока Φ по времени t :

$$Q = \int \Phi dt.$$

Светимость M_Φ в люменах на квадратный метр (лм/м²) является фотометрическим аналогом поверхностной плотности мощности излучения M_ν и определяется как отношение светового потока, испускаемого светящейся поверхностью, к площади поверхности источника света dA_n , т. е.

$$M_\Phi = d\Phi / dA_n.$$

Яркость L_Φ в канделах на квадратный метр (кд/м²) для неточечного источника излучения (аналог энергетической яркости излучения B_ν) есть отношение светового потока Φ в телесном угле к размеру излучающей поверхности, расположенной под углом φ к направлению наблюдения:

$$L_\Phi = d^2 \Phi / dA_n d\omega \cos \varphi.$$

Световая эффективность (светоотдача) η_Φ в люменах на ватт (лм/Вт) есть отношение светового потока к подводимой к источнику излучения мощности, т. е.

$$\eta_\Phi = \Phi / P_{\text{пвт}}.$$

Основной фотометрической характеристикой для приемников света является их освещенность E_Φ , которая определяется отношением светового потока, падающего на площадку, к размеру этой площадки dA_n , т. е.

$$E_\Phi = d\Phi / dA_n.$$

Единицей освещенности E_Φ является люкс (лк)—освещенность, создаваемая световым потоком в 1 лм на поверхности 1 м².

Сопоставление энергетических и фотометрических характеристик приведено в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Энергетические и фотометрические характеристики поля излучения

Энергетические характеристики	Фотометрические характеристики
Мощность излучения P , Вт Энергия излучения, Дж [Вт·с], $W = \int P dt$	Световой поток Φ , лм [кд·ср] Световая энергия, лм·с, $Q = \int \Phi dt$
Энергетическая сила излучения, Вт/ср, $I = dP/d\omega$	Сила света, кд [лм/ср], $I_\Phi = d\Phi/d\omega$
Поверхностная плотность мощнос- ти излучения, Вт/м ² , $M_s = dP/dA_n$	Светимость, лм/м ² , $M_\Phi = d\Phi/dA_n$
Энергетическая яркость излучения (лучистость), Вт/(ср·м ²), $L_s = d^2P/dA_n d\omega \cos\varphi$	Световая яркость, кд/м ² , $L_\Phi = d^2\Phi/dA_n d\omega \cos\varphi$
Энергетическая освещенность (об- лученность), Вт/м ² , $E_s = dP/dA_n$	Освещенность, лк [лм/м ²], $E_\Phi = d\Phi/dA_n$
Эффективность излучения, %, $\eta_s = P/P_{\text{пит}} \cdot 100$	Световая эффективность (светоот- дача), лм/Вт, $\eta_\Phi = \Phi/P_{\text{пит}}$

Энергетические характеристики оптического излучения являются универсальными и могут быть использованы для описания процессов как в видимой, так и в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Фотометрические характеристики используются в видимой области электромагнитных колебаний. Их использование является необходимым при расчете приборов и устройств, предназначенных для создания излучения, регистрируемого глазом человека.

Если необходимо перейти от фотометрических параметров к энергетическим, используют следующее соотношение:

$$P = \Phi / S_\lambda.$$

Значение S_λ для рассматриваемой длины волны определяется по усредненной, гостированной кривой (см. рис. 1.1).

1.2. Электромагнитные волны

Законы электростатики, магнитостатики и электромагнетизма описываются системой уравнений Максвелла:

$$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \int_V \rho dV; \quad (1.1)$$

$$\oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0; \quad (1.2)$$

$$\oint_l \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \int_s (\partial \mathbf{B} / \partial t) d\mathbf{S}; \quad (1.3)$$

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_s (\mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t) d\mathbf{S}, \quad (1.4)$$

где $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$; $\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}$; $\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}$; \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, В/м; \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля, А/м; \mathbf{D} — вектор электрической индукции, Кл/м²; \mathbf{B} — вектор магнитной индукции, Вб/м²; \mathbf{J} — вектор плотности полного тока, А/м²; σ — удельная электропроводность, 1/(Ом × м); ε — диэлектрическая проницаемость среды; ε_0 — электрическая постоянная; μ — магнитная проницаемость среды; μ_0 — магнитная постоянная.

Уравнения Максвелла могут быть переписаны в дифференциальной форме с использованием двух векторных теорем [1]: теоремы Гаусса

$$\int_s d\mathbf{S} = \int_v \operatorname{div} \mathbf{F} dV$$

и теоремы Стокса

$$\int_l \mathbf{F} d\mathbf{l} = \int_s \operatorname{rot} \mathbf{F} d\mathbf{S}.$$

Так как

$$\int_v \operatorname{div} \mathbf{D} dV = \int_v \rho dV,$$

где ρ — свободный заряд, то

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho. \quad (1.5)$$

Аналогично

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (1.6)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t; \quad (1.7)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = (\mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t). \quad (1.8)$$

В случае непроводящей среды ($\sigma = 0$ и соответственно $\mathbf{J} = 0$) и отсутствия свободных зарядов ($\rho = 0$) при $\mu = 1$ получим

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0; \quad (1.9)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (1.10)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t; \quad (1.11)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t. \quad (1.12)$$

Используя уравнения (1.11) и (1.12), можно получить

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{H} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}.$$

Из векторного тождества

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{F} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{F} - \nabla^2 \mathbf{F},$$

где

$$\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2,$$

получаем

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \mathbf{E} = -\mu_0 \partial^2 \mathbf{D} / \partial t^2.$$

Так как $\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}$, то можно упростить предыдущее выражение, накладывая некоторые ограничения на ε .

Если ε — не зависящая от координаты неизменная во времени скалярная величина, то

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \operatorname{div} \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \operatorname{div} \mathbf{E} = 0.$$

Следовательно,

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0 \quad \text{и} \quad \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} = 0,$$

а значит,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \partial^2 \mathbf{D} / \partial t^2 = 0. \quad (1.13)$$

Уравнение (1.13) справедливо для однородной среды, называемой *изотропной*. Иногда необходимо предположить распространение волны в анизотропной среде. В этом случае ε представляет собой тензор, например в кристаллических материалах, и предположение однородности не выполняется. Если ε — скалярная величина, но допускается ее изменение (неоднородность среды), причем обеспечиваются незначительные вариации ε (ε — постоянная на расстояниях, сравнимых с длиной волны), то среда может быть представлена в виде системы однородных элементов. Решение может быть найдено при соответствующих граничных условиях.

С учетом того, что ε не зависит от времени:

$$\partial^2 \mathbf{D} / \partial t^2 = \varepsilon \varepsilon_0 \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2,$$

уравнение (1.13) примет вид

$$\nabla^2 \mathbf{E} - (\mu_0 \varepsilon_0) \varepsilon \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 = 0. \quad (1.14)$$

Аналогично

$$\nabla^2 \mathbf{H} - (\mu_0 \varepsilon_0) \varepsilon \partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2 = 0. \quad (1.15)$$

Временная зависимость ε может быть учтена следующим образом. Если ε мало меняется за период колебания электромагнитной волны (за время порядка 10^{-14} с для оптического диапазона частот), то соответствующие уравнения могут быть получены в предположении, что $\varepsilon = \text{const}$, а временная зависимость $\varepsilon = f(t)$ учитывается дополнительно. Если же ε существенно изменяется в течение периода колебания волны, то это приводит к необходимости рассмотрения ряда явлений, которые относятся к нелинейной оптике, включая генерацию второй гармоники, электрооптические эффекты, параметрическое усиление, самофокусировку и др.

Таким образом, для простых линейных систем ($\epsilon = \text{const}$) можно использовать разделенные уравнения полей (1.14) и (1.15).

Для получения представления об основных характеристиках электромагнитной волны рассмотрим систему, состоящую из бесконечного однородного пространства, в котором распространяется *плоская волна*.

1.3. Плоская волна

Найдем решение уравнения поля для плоской волны, распространяющейся в направлении Oz . Так как волны рассматриваются на бесконечности в плоскости xOy , то справедлива система

$$\begin{aligned}\partial \mathbf{E} / \partial x = \partial \mathbf{E} / \partial y = 0; \\ \partial \mathbf{H} / \partial x = \partial \mathbf{H} / \partial y = 0.\end{aligned}\quad (1.16)$$

Предположим, что имеется одна скалярная компонента, например E_x , в векторном уравнении (1.14). Тогда

$$\partial^2 E_x / \partial z^2 - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \partial^2 E_x / \partial t^2 = 0.$$

Для гармонической составляющей решения положим, что

$$E_x(z, t) = E_x(z) \exp j\omega t.$$

Тогда

$$\partial^2 E_x / \partial z^2 + (\mu_0 \epsilon_0) \epsilon \omega^2 E_x = 0.$$

Решение этого уравнения:

$$E_x = E_{x_1} \exp(-j\beta z) + E_{x_2} \exp(+j\beta z), \quad (1.17)$$

где

$$\beta^2 = (\mu_0 \epsilon_0) \epsilon \omega^2. \quad (1.18)$$

Следовательно, полное решение будет иметь вид

$$E_x = E_{x_1} \exp[j(\omega t - \beta z)] + E_{x_2} \exp[j(\omega t + \beta z)]$$

и представляет собой суперпозицию волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях Oz .

Аналогичные выражения можно записать для компонент E_y , H_x , H_y .

Так как

$$\text{div } \mathbf{E} = \partial E_x / \partial x + \partial E_y / \partial y + \partial E_z / \partial z,$$

то с учетом (1.16) имеем

$$\partial E_z / \partial z = 0.$$

Таким образом, E_z или равно нулю, или представляет собой константу, а волна в этом случае является поперечной (то же самое и для H_z).

Фазовая скорость может быть определена как $v_\phi = \omega/\beta$.
 С учетом (1.18) имеем

$$v_\phi = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}.$$

Для вакуума $\epsilon = 1$ и

$$v_{\phi 0} = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = c,$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света.

В других случаях $\epsilon > 1$, а значит, $v_\phi < c$.

Обозначим отношение $c/v_\phi = n$, где n — показатель преломления среды, тогда $n = \sqrt{\epsilon}$ или $n^2 = \epsilon$. Величина ϵ представляет собой диэлектрическую проницаемость среды на оптической частоте, которая несколько меньше, чем на низких частотах.

С учетом (1.7) запишем

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= \mathbf{i} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \mathbf{j} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \mathbf{k} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = \\ &= -\mu_0 \left(\mathbf{i} \frac{\partial H_x}{\partial t} + \mathbf{j} \frac{\partial H_y}{\partial t} + \mathbf{k} \frac{\partial H_z}{\partial t} \right), \end{aligned}$$

где $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ — единичные векторы по направлениям осей Ox, Oy, Oz .

Так как $\partial E_y/\partial x = \partial E_x/\partial y = 0$, то $\partial H_z/\partial t = 0$.

Следовательно, H_z (аналогично E_z) или равно нулю, или не зависит от t , так же как и от x, y, z .

Из уравнения \mathbf{i} -й и \mathbf{j} -й компонент имеем

$$\partial E_y/\partial z = \mu_0 \partial H_x/\partial t; \quad \partial E_x/\partial z = -\mu_0 \partial H_y/\partial t.$$

Для волн, распространяющихся в положительном направлении, E_x равно

$$E_x = E_{x_1} \exp [j(\omega t - \beta z)].$$

Используя аналогичные выражения для E_y, H_x, H_y , получим (рис. 1.2)

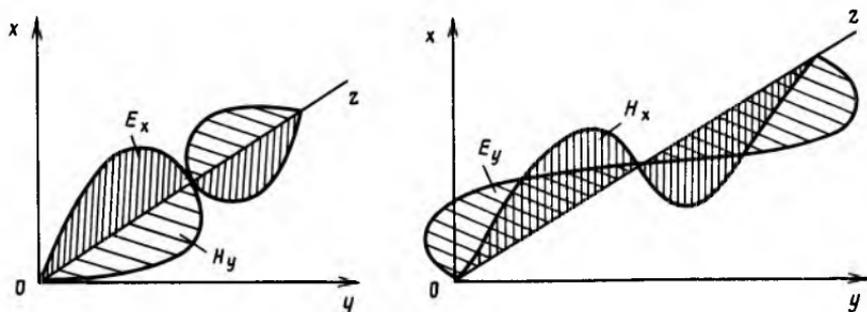


Рис. 1.2. Компоненты электромагнитной волны

$$E_{y_1}(j\beta) = \mu_0 j H_{x_1}; \quad E_{x_1}(j\beta) = -\mu_0 j \omega H_{y_1}, \\ H_{x_1} = -(\beta/\mu_0 \omega) E_{y_1}; \quad H_{y_1} = -(\beta/\mu_0 \omega) E_{x_1}.$$

С учетом (1.18)

$$-H_{x_1}/E_{y_1} = H_{y_1}/E_{x_1} = (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \epsilon^{1/2},$$

для вакуума $(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \epsilon^{1/2} = 1/377 \text{ 1/Ом}$.

Следовательно, для плоской волны отношение E/H , называемое *импедансом свободного пространства*, равно 377 Ом.

Поток энергии через единицу площади S_1 , который будем рассматривать как поверхностную плотность мощности излучения, равен

$$M_s = \frac{1}{2} \int_{S_1} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* dS,$$

где \mathbf{H}^* — комплексно сопряженная с \mathbf{H} величина.

Для плоской волны

$$\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* = \mathbf{i}(E_y H_z - E_z H_y) + \mathbf{j}(E_z H_x - E_x H_z) + \mathbf{k}(E_x H_y - E_y H_x).$$

Первое и второе слагаемые в этом выражении равны нулю. Это означает, что энергия электромагнитной волны распространяется лишь в направлении распространения волны.

1.4. Отражение и преломление волн

Несмотря на то что идеальные плоские волны не встречаются в реальных системах, иногда полезно рассмотреть этот предельный случай. Рассмотрим взаимодействие идеальной плоской волны с плоской диэлектрической поверхностью. Предположим, что после взаимодействия образовались отраженная и преломленная волны. Учтем граничные условия. Для электромагнитного поля граничными условиями являются непрерывности тангенциальных составляющих напряженности электрического E_t и магнитного полей H_t .

Пусть имеем элемент границы раздела сред 1 и 2 (рис. 1.3), для которого $l_2 \ll l_1$, а $l_1 \ll \lambda$. Когда $l_2 \rightarrow 0$, $S \rightarrow 0$. Следовательно, с учетом (1.3) и (1.4) имеем

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = \oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = 0.$$

Для тангенциальных составляющих $(E_{t_1} - E_{t_2}) dl_1 = 0$, т. е. $E_{t_1} = E_{t_2}$ и аналогично $H_{t_1} = H_{t_2}$.

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну, падающую на плоскую диэлектрическую поверхность, расположенную в плоскости xOy . Падающая волна распространяется в плоскости xOz (рис. 1.4).

Для компоненты E_{1y} вектора напряженности электрического поля падающей волны можно записать

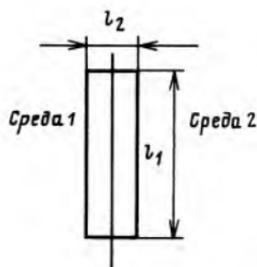


Рис. 1.3. Элемент границы раздела двух сред

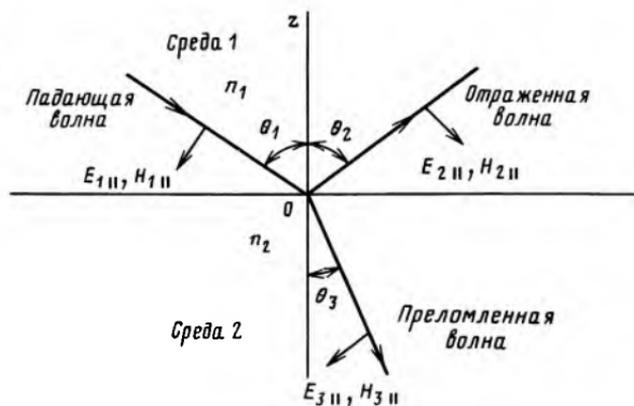


Рис. 1.4. К пояснению отражения и преломления волны

$$E_{1y} = A_{1y} \exp \{ j [\omega_1 t - k_1 (l_1 x + m_1 y + p_1 z)] \},$$

где l_1, m_1, p_1 — направляющие косинусы; $k_1 = 2\pi/\lambda_1$; A_{1y} — амплитуда компоненты E_{1y} вектора напряженности электрического поля.

Аналогично для отраженной и преломленной волн имеем

$$E_{2y} = A_{2y} \exp \{ j [\omega_2 t - k_2 (l_2 x + m_2 y + p_2 z)] \};$$

$$E_{3y} = A_{3y} \exp \{ j [\omega_3 t - k_3 (l_3 x + m_3 y + p_3 z)] \}.$$

Исходя из граничных условий, можно записать

$$E_{1y} + E_{2y} = E_{3y}.$$

Это справедливо для любого значения t в том случае, если $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega$ и $k_1 = k_2$.

Так как $v_1/v_2 = n_2/n_1 = k_3/k_1$, то $k_3 = (n_2/n_1)k_1$.

Для волны, падающей в плоскости xOz ,

$$l_1 = \sin \theta_1, \quad m_1 = 0, \quad p_1 = -\cos \theta_1.$$

Граничные условия могут быть удовлетворены для всех y , если $m_2 = m_3 = 0$. Это означает, что отраженная и преломленная волны лежат в плоскости падающей волны.

Следовательно, для отраженной и преломленной волн направляющие косинусы равны соответственно

$$l_2 = \sin \theta_2; \quad l_3 = \sin \theta_3; \quad p_2 = \cos \theta_2; \quad p_3 = -\cos \theta_3.$$

Для выполнения граничных условий, независимых от x , требуется, чтобы левая часть равенства

$$A'_1 \exp(jk_1 \sin \theta_1 x) + A'_2 \exp(-jk_1 \sin \theta_2 x) = A'_3 \exp(-jk_3 \sin \theta_3 x)$$

была записана в виде

$$(A'_1 + A'_2) \exp(-jk_1 \sin \theta_1 x),$$

т. е. необходимо, чтобы $\sin \theta_1 = \sin \theta_2$ или $\theta_1 = \theta_2$. Это равенство представляет собой закон отражения. Кроме того, необходимо, чтобы

$$k_1 \sin \theta_1 = k_3 \sin \theta_3.$$

Так как

$$k_1 = 2\pi/\lambda_1 = 2\pi f/v = 2\pi f n_1/c,$$

а $k_3 = 2\pi f n_2/c,$

то имеем равенство

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_3,$$

которое отражает суть закона преломления (*закона Снеллиуса*).

При получении этих уравнений использована только одна составляющая граничных условий (по оси θx). Для получения выражений для амплитуд отраженной и преломленной волн необходимо учитывать и другие компоненты граничных условий.

Необходимо принять во внимание тот факт, что падающие электрическое и магнитное поля являются векторными и могут быть ориентированы в любом направлении в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волн. Рассмотрим тангенциальные поля на поверхности раздела сред. Одна из интересующих нас компонент представляет собой непосредственно y -компоненту (E_y, H_y), которая лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, т. е. $E_y = E_{\perp}$, $H_y = H_{\perp}$. Другую компоненту, расположенную под прямым углом к направлению оси θy , назовем параллельной ($E_{\parallel}, H_{\parallel}$). Выберем для E_{\parallel} и H_{\parallel} положительные направления (см. рис. 1.4).

Таким образом,

$$E_{1\perp} = E_{1y} = A_{1y} \exp \{ j[\omega t - k_1(l_1 x + m_1 y + p_1 z)] \} = A_{1y} \exp \{ j[\omega t - k_1(\sin \theta_1 x - \cos \theta_1 z)] \}.$$

Аналогично

$$E_{2\perp} = A_{2y} \exp \{ j[\omega t - k_1(\sin \theta_1 x + \cos \theta_1 z)] \};$$

$$E_{3\perp} = A_{3y} \exp \{ j[\omega t - k_3(\sin \theta_3 x - \cos \theta_3 z)] \}.$$

Соответствующие выражения можно получить для компонент $H_{\perp}, E_{\parallel}, H_{\parallel}$.

Учтем граничные условия, вытекающие из непрерывности электрического поля при переходе через плоскость $z = \theta$:

$$E_{1\perp} + E_{2\perp} = E_{3\perp}. \quad (1.19)$$

Условие непрерывности магнитного поля H_{\parallel} дает

$$-H_{1\parallel} \cos \theta_1 + H_{2\parallel} \cos \theta_1 = -H_{3\parallel} \cos \theta_3. \quad (1.20)$$

Поскольку

$$H_{\parallel} = -E_{\perp} \varepsilon^{1/2} (\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} = -nE_{\perp} (\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2},$$

уравнение (1.20) перепишется в виде

$$n_1 E_{1\perp} \cos \theta_1 - n_1 E_{2\perp} \cos \theta_1 = n_2 E_{3\perp} \cos \theta_3. \quad (1.21)$$

Непрерывность компоненты E_{\parallel} может быть записана в виде

$$(E_{1\parallel} - E_{2\parallel}) \cos \theta_1 = E_{3\parallel} \cos \theta_3, \quad (1.22)$$

а непрерывность H_{\perp} — в виде

$$H_{1\perp} + H_{2\perp} = H_{3\perp}.$$

Так как

$$H_{\perp} = nE_{\parallel} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2},$$

то

$$n_1 E_{1\parallel} + n_1 E_{2\parallel} = n_2 E_{3\parallel}. \quad (1.23)$$

Поскольку рассматривается случай, когда $z=0$, с учетом закона преломления Снеллиуса для амплитуд поля можно записать

$$\begin{aligned} A_{1\perp} + A_{2\perp} &= A_{3\perp}; \\ (A_{1\perp} - A_{2\perp}) n_1 \cos \theta_1 &= A_{3\perp} n_2 \cos \theta_3; \\ (A_{1\parallel} - A_{2\parallel}) \cos \theta_1 &= A_{3\parallel} \cos \theta_3; \\ (A_{1\parallel} + A_{2\parallel}) n_1 &= A_{3\parallel} n_2. \end{aligned}$$

Отсюда могут быть получены выражения для амплитуд отраженной и преломленной волн, называемые *формулами Френеля*:

$$A_{2\parallel} = A_{1\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_3)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_3)}, \quad (1.24)$$

$$A_{2\perp} = -A_{1\perp} \frac{\sin(\theta_1 - \theta_3)}{\sin(\theta_1 + \theta_3)}, \quad (1.25)$$

$$A_{3\parallel} = A_{1\parallel} \frac{2 \sin \theta_3 \cos \theta_1}{[\sin(\theta_1 + \theta_3) \cos(\theta_1 - \theta_3)]}; \quad (1.26)$$

$$A_{3\perp} = A_{1\perp} \frac{2 \cos \theta_1 \sin \theta_3}{\sin(\theta_1 + \theta_3)}. \quad (1.27)$$

Из уравнения (1.24) имеем, что при $\theta_1 + \theta_3 = \pi/2$ $A_{2\parallel} = 0$, причем $A_{2\perp} \neq 0$. При обеспечении таких углов падения отраженная волна является плоскополяризованной и вектор поляризации расположен в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Угол падения $\theta_{1\text{Бр}}$, при котором наблюдается это явление, равен

$$\theta_{1\text{Бр}} = \operatorname{arctg}(n_2/n_1) \quad (1.28)$$

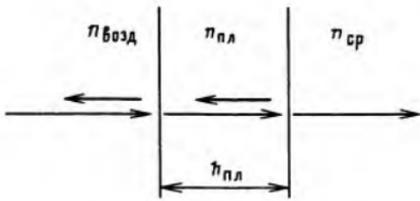


Рис. 1.5. Антиотражающее покрытие

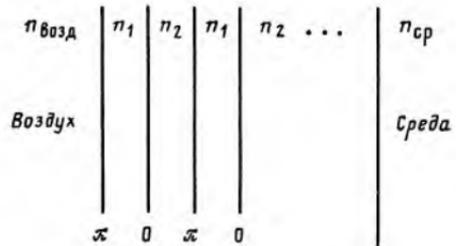


Рис. 1.6. Отражающие покрытия

и называется *углом Брюстера*.

Для типичного случая, когда $n_1 = 1,0$, $n_2 = 1,5$, угол Брюстера $\theta_{1\text{Бр}} \approx 56^\circ$.

Если падающий луч направлен по перпендикуляру к границе раздела сред 1 и 2, т. е. $\theta_1 = 0$, следовательно, $\theta_3 = 0$, то из уравнений (1.24)—(1.27) имеем

$$A_{2\parallel} = A_{1\parallel} (n_2 - n_1) / (n_2 + n_1); \quad (1.29)$$

$$A_{2\perp} = -A_{1\perp} (n_2 - n_1) / (n_2 + n_1); \quad (1.30)$$

$$A_{3\parallel} = A_{1\parallel} 2n_1 / (n_2 + n_1); \quad (1.31)$$

$$A_{3\perp} = A_{1\perp} 2n_1 / (n_2 + n_1). \quad (1.32)$$

При нормальном падении луча нет необходимости определять независимо перпендикулярную и параллельную компоненты, так как они фактически идентичны.

Фаза каждой компоненты отраженной и преломленной волн либо равна фазе соответствующей компоненты падающей волны, либо отличается от нее на π . Так как знаки $A_{3\parallel}$ и $A_{3\perp}$ совпадают со знаками $A_{1\parallel}$ и $A_{1\perp}$, то фаза прошедшей волны равна фазе падающей волны.

Если для отраженной волны оптическая плотность второй среды больше первой ($n_2 > n_1$), то $\theta_3 < \theta_1$ и знаки $A_{2\perp}$ и $A_{1\perp}$ различны, т. е. фазы отличаются друг от друга на π . В то же время при $\theta_1 + \theta_3 > \pi/2$ фазы $A_{2\parallel}$ и $A_{1\parallel}$ также отличаются друг от друга на π .

Рассмотрим отражение электромагнитной волны, нормально падающей на поверхность раздела воздух $n_{\text{возд}}$ — среда $n_{\text{ср}}$ с нанесенной на эту поверхность диэлектрической пленкой с показателем преломления $n_{\text{пл}}$ (рис. 1.5).

Если показатели преломления связаны соотношением $n_{\text{возд}} < n_{\text{пл}} < n_{\text{ср}}$, то фазовый сдвиг равен π для каждого отражения от границ раздела воздух—пленка и пленка—среда и для получения минимума интерференции отраженных волн необходимо, чтобы толщина пленки $h_{\text{пл}}$ равнялась $h_{\text{пл}} = \lambda/4$.

Для обеспечения равенства амплитуд отраженных волн необходимо, чтобы

$$(n_{\text{пл}} - n_{\text{возд}}) / (n_{\text{пл}} + n_{\text{возд}}) = (n_{\text{ср}} - n_{\text{пл}}) / (n_{\text{ср}} + n_{\text{пл}}),$$

г. е.

$$n_{\text{пл}} = \sqrt{n_{\text{возд}} n_{\text{ср}}}. \quad (1.33)$$

В этом случае отраженная волна полностью отсутствует. Отметим, что требуемая для этого толщина диэлектрической пленки зависит от длины волны.

Для получения высокого отражения падающей волны используются многослойные покрытия из двух диэлектрических материалов (n_1 и n_2). При $n_1, n_2 > n_{\text{возд}}$ и $n_1 > n_2$ фазовый сдвиг при отражениях составляет π и 0 соответственно (рис. 1.6). Поэтому случаю, когда $h_{\text{пл}} = \lambda/4$, соответствует максимум интерференционной картины. Это означает, что амплитуда отраженной волны достигает максимума.

Формулы Френеля описывают значения амплитуд отраженной и преломленной волн. Рассмотрим теперь, как перераспределяется энергия падающей волны между отраженной и преломленной волнами.

Энергетическая освещенность границы раздела сред при перпендикулярном падении волны из среды с n_1 равна

$$E_{31}^{\parallel, \perp} = \frac{cn_1}{4\pi} |A_{\parallel, \perp}|^2. \quad (1.34)$$

Следовательно, количество энергии в падающей под углом θ_1 волне, которая попадает на единицу площади поверхности раздела за 1 с, равно

$$W_{\text{пад}}^{\parallel, \perp} = E_{31}^{\parallel, \perp} \cos \theta_1 = \frac{cn_1}{4\pi} |A_{\parallel, \perp}|^2 \cos \theta_1. \quad (1.35)$$

Для отраженной и преломленной волн количество энергии, падающей с единицы площади поверхности раздела за 1 с, определяется выражениями

$$W_{\text{отр}}^{\parallel, \perp} = M_{31}^{\parallel, \perp} \cos \theta_1 = \frac{cn_1}{4\pi} |A_{2\parallel, \perp}|^2 \cos \theta_1;$$

$$W_{\text{прел}}^{\parallel, \perp} = M_{32}^{\parallel, \perp} \cos \theta_3 = \frac{cn_2}{4\pi} |A_{3\parallel, \perp}|^2 \cos \theta_3,$$

где $M_{31}^{\parallel, \perp}$, $M_{32}^{\parallel, \perp}$ — поверхностные плотности мощности излучения границы раздела сред в первую (n_1) и во вторую (n_2) среды соответственно:

$$M_{31}^{\parallel, \perp} = \frac{cn_1}{4\pi} |A_{2\parallel, \perp}|^2; \quad M_{32}^{\parallel, \perp} = \frac{cn_2}{4\pi} |A_{3\parallel, \perp}|^2.$$

Отношения

$$\left. \begin{aligned} R_{\parallel, \perp} &= \frac{W_{\text{отр}}^{\parallel, \perp}}{W_{\text{пад}}^{\parallel, \perp}} = \frac{|A_{2\parallel, \perp}|^2}{|A_{1\parallel, \perp}|^2}; \\ \mathcal{T}_{\parallel, \perp} &= \frac{W_{\text{прел}}^{\parallel, \perp}}{W_{\text{пад}}^{\parallel, \perp}} = \frac{|A_{3\parallel, \perp}|^2 n_2 \cos \theta_3}{|A_{1\parallel, \perp}|^2 n_1 \cos \theta_1} \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

называют *отражательной* и *пропускательной способностью* границы сред соответственно.

Анализ выражений (1.24)—(1.27) и (1.36) показывает, что в соответствии с законом сохранения энергии

$$R_{\perp} + \mathcal{T}_{\perp} = 1, \quad R_{\parallel} + \mathcal{T}_{\parallel} = 1. \quad (1.37)$$

Отражательную R_{\parallel} и пропускательную \mathcal{T}_{\parallel} способности для излучения, поляризованного параллельно плоскости падения, которая включает направление падения луча и перпендикуляр к границе раздела сред, с учетом выражений (1.24)—(1.27) и (1.36) можно записать так:

$$R_{\parallel} = \frac{\text{tg}^2(\theta_1 - \theta_3)}{\text{tg}^2(\theta_1 + \theta_3)}, \quad \mathcal{T}_{\parallel} = \frac{\sin 2\theta_1 \cdot \sin 2\theta_3}{\sin^2(\theta_1 + \theta_3) \cdot \cos^2(\theta_1 - \theta_3)}. \quad (1.38)$$

Аналогично отражательную R_{\perp} и пропускательную \mathcal{T}_{\perp} способности излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости падения, можно записать так:

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_3)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_3)}, \quad \mathcal{T}_{\perp} = \frac{\sin 2\theta_1 \cdot \sin 2\theta_3}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}. \quad (1.39)$$

Для луча, падающего нормально к границе раздела, исчезает различие между перпендикулярной и параллельной компонентами, т. е.

$$R_{\parallel, \perp} = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2; \quad \mathcal{T}_{\parallel, \perp} = \frac{4n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2}. \quad (1.40)$$

Если на границу раздела сред падает волна с амплитудой A_1 , электрический вектор \mathbf{E} которой составляет угол α с плоскостью падения, то

$$A_{1\parallel} = A_1 \cos \alpha; \quad A_{1\perp} = A_1 \sin \alpha, \quad (1.41)$$

а отражательная R и пропускательная \mathcal{T} способности для этой волны в соответствии с (1.36) будут

$$R = R_{\parallel} \cos^2 \alpha + R_{\perp} \sin^2 \alpha; \quad \mathcal{T} = \mathcal{T}_{\parallel} \cos^2 \alpha + \mathcal{T}_{\perp} \sin^2 \alpha. \quad (1.42)$$

Зависимости R_{\parallel} и R_{\perp} от угла падения приведены на рис. 1.7. При увеличении угла падения R_{\perp} монотонно возрастает, а R_{\parallel} равняется нулю в случае, если $\theta_1 + \theta_3 = \pi/2$.

Отражательная способность R_e для естественного света может быть получена путем усреднения R по всем направ-

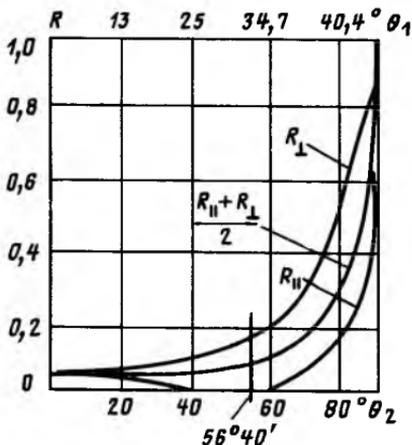


Рис. 1.7. Зависимость отражательной способности от угла падения

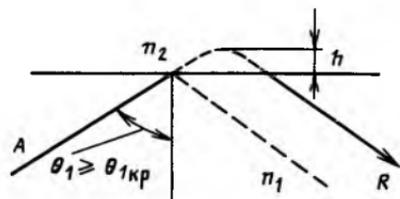


Рис. 1.8. Полное внутреннее отражение на границе раздела двух сред

лениям колебаний. Так как усредненные значения $\sin^2 \alpha$, $\cos^2 \alpha$ для естественного света равны $1/2$, то

$$R_e = (R_{\parallel} + R_{\perp})/2. \quad (1.43)$$

Аналогично пропускательная способность \mathcal{T}_e для естественного света будет равна

$$\mathcal{T}_e = (\mathcal{T}_{\parallel} + \mathcal{T}_{\perp})/2. \quad (1.44)$$

В случае, когда угол θ_1 удовлетворяет равенству

$$\theta_{1 \text{ кр}} = \arcsin(n_2/n_1), \quad n_1 > n_2, \quad (1.45)$$

угол $\theta_3 = 90^\circ$. Если же угол θ_1 превышает значение, определяемое выражением (1.45), то свет во вторую среду (n_2) не входит, т. е. наблюдается полное внутреннее отражение. Оно возможно лишь при подходе к границе раздела сред луча из оптически более плотной среды.

При полном внутреннем отражении

$$|A_{2\parallel, \perp}| = |A_{1\parallel, \perp}|. \quad (1.46)$$

Электромагнитное поле и в этом случае проникает во вторую среду на глубину h , равную примерно длине волны излучения во второй среде λ_2 (рис. 1.8):

$$h = \lambda_2/2\pi. \quad (1.47)$$

Однако поток энергии через границу сред отсутствует.

1.5. Поглощение и рассеяние оптического излучения

Если излучение, проходя через слой вещества, не ослабляется, то достаточно рассматривать лишь показатель преломления n вещества. Если же излучение ослабляется, то вводится другая константа вещества — коэффициент экстинкции

κ . Пусть на слой вещества толщиной d_b падает поток излучения мощностью $P_{вх}$ (рис. 1.9). Легко показать, что в общем случае выходная мощность излучения $P_{вых}$ определится выражением

$$P_{вых} = P_{вх} \exp(-\kappa d_b). \quad (1.48)$$

Коэффициент экстинкции κ определяет потери оптического излучения за счет поглощения и рассеяния света. Если рассеяние не играет существенной роли по сравнению с поглощением, то коэффициент экстинкции называется коэффициентом поглощения.

Если же можно пренебречь поглощением по сравнению с рассеянием, то говорят о коэффициенте экстинкции, обусловленном рассеянием. При пользовании понятиями *экстинкция* или *коэффициент экстинкции* не определяется, какая доля приходится на поглощение и какая на рассеяние [2]. Рассмотрим вначале вещества с поглощением, преобладающим над рассеянием.

Выражение (1.48) для поглощающих веществ называется *законом Бугера—Ламберта*. Величина, обратная коэффициенту поглощения κ , определяет глубину w , на которой мощность параллельного пучка падает в e раз. Глубина $w = 1/\kappa$ называется средней глубиной проникновения излучения [при использовании солнечного света для воды $w = 42$ см; для стекла (тяжелого флинта) $w = 22$ см; для золота $w = 0,01$ мкм].

При описании поглощающих свойств вещества используют также понятия *показатель поглощения* k_n , который связан с коэффициентом экстинкции (в данном случае он определяется коэффициентом поглощения вещества) выражением

$$k_n = (1/4\pi)\kappa\lambda, \quad (1.49)$$

где λ — длина волны излучения в вакууме.

Наличие у вещества поглощающих свойств приводит к необходимости использования комплексного показателя для описания процессов отражения и преломления падающей на границу с этим веществом волны. Его так и называют: *комплексный показатель преломления* n^* :

$$n^* = n - ik_n. \quad (1.50)$$

Комплексный показатель преломления n^* позволяет использовать выражения для амплитуд и энергий отраженной и преломленной волн, приведенные в § 1.5, путем формальной замены показателя преломления n среды на комплексный показатель преломления n^* .

Так, для излучения, падающего со стороны оптически прозрачной среды с показателем преломления n_1 на границу

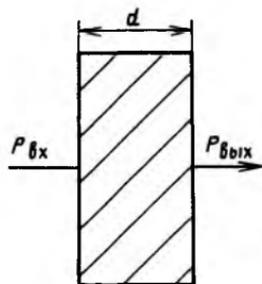


Рис. 1.9. К определению коэффициента экстинкции

раздела с поглощающим веществом $n_2^* = n_2 - ik_{n2}$, относительная амплитуда отраженной волны $A_{2\parallel, \perp} / A_{1\parallel, \perp}$ при нормальном падении в соответствии с формулами (1.29) и (1.30) равна

$$A_{2\parallel, \perp} / A_{1\parallel, \perp} = \mp (n_2 - ik_{n2} - n_1) / (n_2 - ik_{n2} + n_1) = a_R \exp(i\delta_R), \quad (1.51)$$

где a_R — отношение действительных амплитуд отраженной и падающей волн; δ_R — сдвиг фаз между отраженной и падающей волнами.

В этом случае отражательная способность $R_{\parallel, \perp}$ в соответствии с формулой (1.36) будет иметь вид

$$R_{\parallel, \perp} = a_R^2 = [(n_2 - n_1)^2 + k_{n2}^2] / [(n_2 + n_1)^2 + k_{n2}^2]. \quad (1.52)$$

Формула (1.52) называется *формулой Бера*.

Аналогично для относительной амплитуды $A_{3\parallel, \perp} / A_{1\parallel, \perp}$ преломленной волны с учетом формул (1.21), (1.32) и (1.40) запишем

$$A_{3\parallel, \perp} / A_{1\parallel, \perp} = 2n_1 / (n_2 - ik_{n2} + n_1) = a_{\mathcal{T}} \exp(j\delta_{\mathcal{T}}), \quad (1.53)$$

где $a_{\mathcal{T}}$ — отношение действительных амплитуд преломленной и падающей волн; $\delta_{\mathcal{T}}$ — сдвиг фаз между преломленной и падающей волнами. Пропускательная способность

$$\mathcal{T}_{\parallel, \perp} = 4n_1 \sqrt{n_2^2 + k_{n2}^2} / [(n_2 + n_1)^2 + k_{n2}^2]. \quad (1.54)$$

При наклонном падении лучей на поглощающее вещество необходимо также исходить из соответствующих формул Френеля, заменяя действительный показатель преломления на комплексный:

$$n^* = n - ik_n.$$

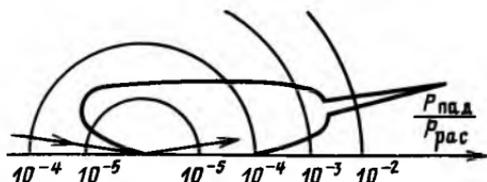
Перейдем к рассмотрению веществ, в которых преобладает рассеяние. Рассеяние заключается в том, что атомы вещества под действием света начинают испускать вторичное излучение. Простой расчет рассеяния возможен при условии, что размеры рассеивающихся частиц малы по сравнению с длиной волны света, а расстояние между ними велико. В этом случае говорят о релеевском рассеянии, коэффициент экстинкции которого, обусловленный рассеянием, пропорционален числу рассеивающих частиц в единице объема N_V .

Характерным примером рассеивающих поверхностей являются матовые поверхности. При этом следует различать три компоненты рассеянного излучения.

Во-первых, это зеркальное отражение от мельчайших произвольно ориентированных зерен на поверхности вещества. Энергетическая сила излучения I_3 от этих беспорядочно расположенных микрзеркал подчиняется закону косинусов Ламберта:

$$I_3 = I_0 \cos \theta, \quad (1.55)$$

Рис. 1.10. Рассеяние оптического излучения матовой поверхностью



где I_0 — энергетическая сила излучения в направлении, перпендикулярном матовой поверхности; θ — угол между направлением наблюдения излучения и перпендикуляром к матовой поверхности.

Вторая компонента рассеянного отражения — вторичное излучение частиц, которое сосредоточено в основном в направлении падающего луча и расположено в узком конусе, охватывающем это направление.

При больших углах падения необходимо учитывать третью компоненту рассеянного света, которая обусловлена тем, что при больших углах падения матовые поверхности работают как хорошие зеркала. На рис. 1.10 приведено наложение вторичного излучения на зеркальное отражение для угла падения $\theta = 80^\circ$. Сила света, зеркально отраженного от матовой поверхности, значительно превосходит силу рассеянного излучения.

При рассеянии на частицах, рассеивающих падающий свет, он возбуждает вынужденные колебания.

Для количественного описания рассеяния света можно использовать следующую формулу для коэффициента экстинкции, зависящего только от рассеяния [2]:

$$\kappa_p = c_3 / \lambda^4, \quad (1.56)$$

где

$$c_3 = N_V \frac{8\pi^3}{3\epsilon_0^2} \left(\frac{M_0}{E_0} \right)^2 = \text{const};$$

M_0 — дипольный момент рассеивающей частицы, индуцированный первичным излучением с напряженностью поля E_0 , $M_0/E_0 = \text{const}$.

В зависимости (1.56), установленной Рэлеем, характерно, что интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны. Следовательно, если имеется излучение широкого спектрального состава, то при прохождении через рассеивающее вещество его коротковолновая часть будет претерпевать большее рассеяние, чем длинноволновые составляющие, которые будут проходить через вещество с меньшими потерями на рассеяние.

Рассмотренные в данной главе механизмы отражения, преломления и рассеяния света необходимо учитывать при анализе работы оптической части оптоэлектронных преобразователей.

ДАТЧИКИ ДЛЯ ПОМЕХОЗАЩИЩЕННЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ

2.1. Состояние вопроса

Успехи в области полупроводниковых источников излучения, фотоприемников, волоконных световодов (ВС) с малым затуханием привели к появлению волоконно-оптических каналов передачи информации, которые эффективно используются как для магистральной, так и для внутриобъектовой связи. Использование внутриобъектовых волоконно-оптических каналов связано с необходимостью уменьшения размеров и массы линий связи, а также повышения плотности потока информации и ее помехозащищенности при передаче от датчиков различных физических воздействий.

Для повышения уровня помехозащищенности измерительных информационных систем (ИИС) в целом кроме применения ВС для многоканальной связи друг с другом станций приема — передачи ИИС необходимо соблюдение еще двух условий: локализации электронной части станции приема — передачи ИИС в ограниченном объеме;

использования для получения первичной информации о состоянии объекта или процесса пассивных датчиков, связанных со станцией приема — передачи посредством ВС.

Если выполнение первого условия в основном зависит от особенностей компоновки аппаратуры, то выполнение второго связано с освоением нового направления в области измерительных преобразователей. Использование традиционных электрических датчиков в составе помехозащищенных ИИС с волоконно-оптическими каналами требует подвода к ним энергии питания по дополнительной электрической проводной линии, а также наличия преобразователя неоптического информационного сигнала такого датчика в оптический и устройство согласования с волоконно-оптическим каналом (рис. 2.1, а). Все это с учетом погрешностей самих электрических датчиков снижает уровень помехозащищенности и точность ИИС, повышает их размеры и массу. Поэтому для ИИС с волоконно-оптическими каналами предпочтительно использовать пассивные датчики, использующие в своей работе сигналы той же физической природы, что и ВС.

Кроме того, в очень многих промышленных применениях использование электрических датчиков ограничено допустимыми условиями эксплуатации. Так, имеется большая потребность в пассивных датчиках давления, уровня жидкости, перемещения, температуры и т. д., пригодных для работы

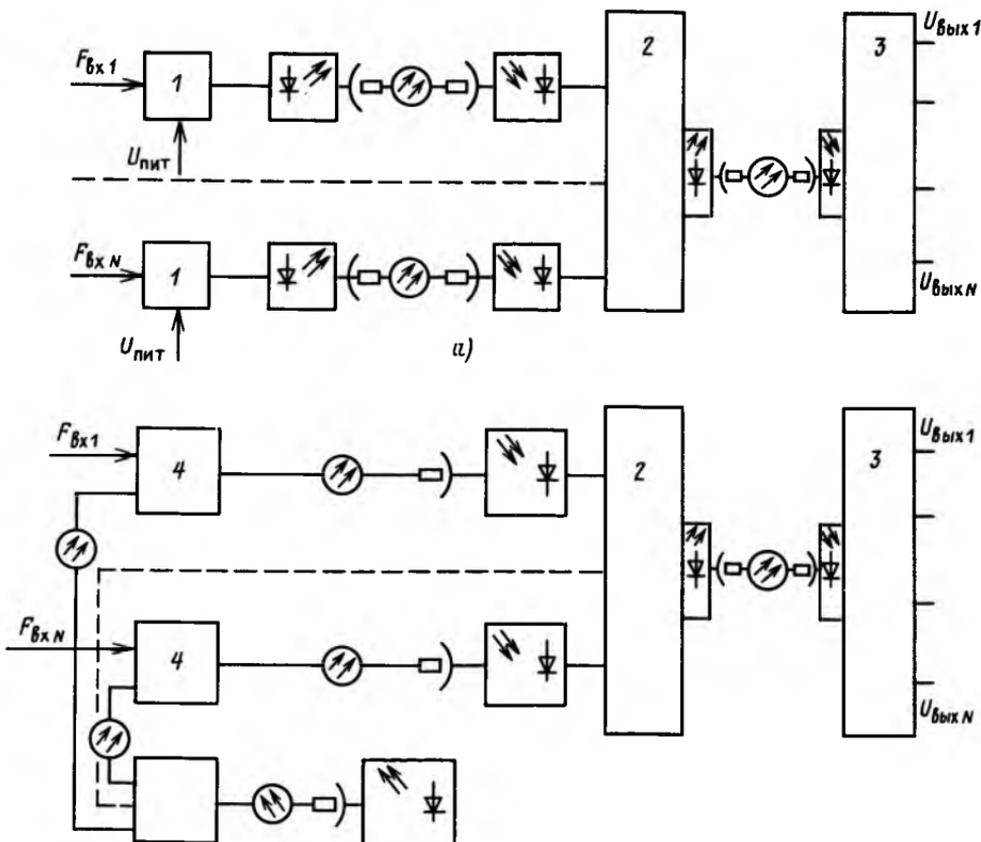


Рис. 2.1. ИИС с электронными (а) и волоконно-оптическими (б) датчиками: 1—электронный датчик; 2—мультиплексор; 3—демультиплексор; 4—волоконно-оптический датчик

в условиях взрывоопасности, высокой радиации, высоких и низких температур, агрессивных сред и т. п. (табл. 2.1).

Таблица 2.1. Промышленная потребность в пассивных оптических датчиках

Условия эксплуатации	Области использования	Регистрируемый параметр
Взрывоопасность	Газовая, нефтяная, химическая промышленность, заправочные баки	Давление, уровень жидкости, поток, температура
Высокая радиация	Атомная энергетика, медицина	Давление, температура
Сильные электромагнитные помехи	Электростанции, энергоустановки	Напряжение, ток, вибрация, вращение
Высокие температуры	Энергоустановки, двигатели, турбины	Перемещение, давление, вибрация, вращение
Необнаружимость	Специальная техника	Давление, температура, перемещение, вибрация

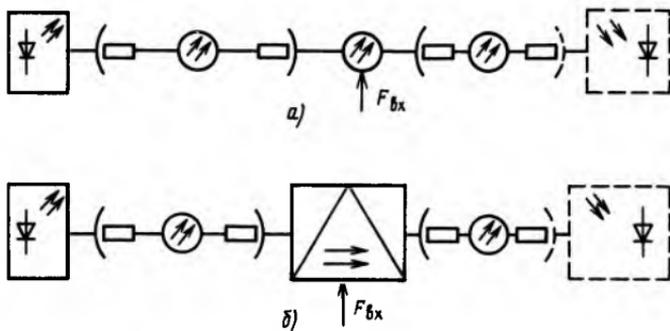


Рис. 2.2. Оптическая схема ВОД на основе распределенного ВС (а) и сосредоточенного оптического элемента (б)

Решение проблемы датчиков для таких условий эксплуатации и применений может быть достигнуто на основе использования оптических и волоконно-оптических элементов, образующих волоконно-оптический датчик (ВОД), в которых происходит прямое или многоступенчатое преобразование регистрируемой физической величины $F_{вх}$ в изменение мощности оптического излучения (рис. 2.1, б).

Начало работ в области создания ВОД относится к середине 70-х годов; с тех пор исследования и разработки по этому направлению непрерывно развиваются. По прогнозам к началу 90-х годов мировой объем производства ВОД увеличится в 20—30 раз по сравнению с началом предыдущего десятилетия—они будут составлять около нескольких процентов общего числа датчиков [3]. Датчики вообще, и волоконно-оптические в особенности, становятся все более значимыми среди других изделий электроники.

Под ВОД понимается измерительный преобразователь (рис. 2.2), содержащий отрезок волоконного световода либо оптический элемент, оптические свойства которого зависят от внешнего воздействия, а также отрезки ВС, подводящие и отводящие оптическое излучение от места взаимодействия его с внешним полем, соединенные с источником излучения и фотоприемником.

2.2. Преобразования входной физической величины в процессе ее регистрации в ВОД

Общая структура преобразований в оптическом (волоконно-оптическом) датчике представлена на рис. 2.3. В процессе измерения внешнего воздействия в ВОД происходит ряд взаимосвязанных преобразований: предварительное, физического эффекта, модуляционное и фотоприемное.

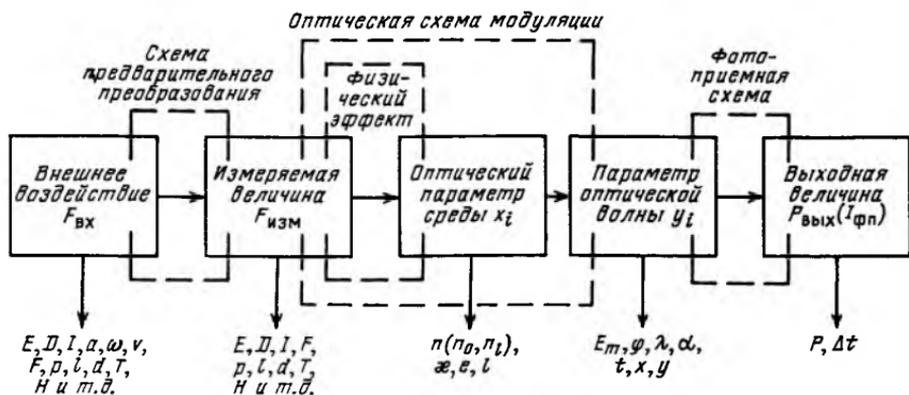


Рис. 2.3. Преобразования в ВОД

В качестве внешнего воздействия $F_{вх}$ могут выступать напряженность электрического и магнитного полей E и H , ток I , температура T , линейное ускорение a , угловая и линейная скорости (ω и v), сила F , давление p и др., т. е. внешнее воздействие может быть электрического, магнитного, теплового, механического, химического, радиационного и других типов.

Схема предварительного преобразования необходима, если нельзя непосредственно измерить внешнее воздействие (например, линейное ускорение) или если в наличии уже имеется датчик для измерения другого физического параметра.

Для того чтобы полнее использовать ВОД, важно знать методы, применяя которые, внешнее воздействие $F_{вх}$ можно преобразовать в измеряемую величину $F_{изм}$, например температуру — в давление. Здесь одним из способов является использование происходящего при нагреве расширения газа, жидкости или твердого тела, которое сдерживается каким-либо образом, благодаря чему возникает давление.

Некоторые физические величины, подлежащие измерению, показаны на рис. 2.4 с указанием, как конкретный параметр может быть определен с помощью измерения других параметров.

Одним из наиболее полезных измеряемых параметров является перемещение, которое относительно просто вызывается различными физическими эффектами.

Схема предварительного преобразования может использовать разнообразные физические принципы и быть электромеханической, магнитомеханической, механической, электромагнитной и т. д.

Измеряемая величина (E, H, I, T, F, p и др.) с помощью какого-либо физического эффекта (электро- или магнитооптического, пьезоэлектрического, акусто- или пьезооптического и др.) приводит к изменению оптических параметров x_i среды, по которой распространяется излучение (показателя

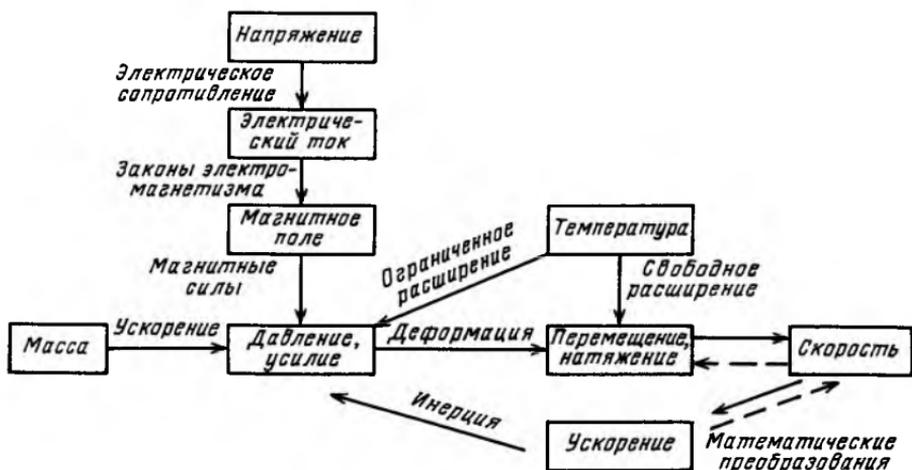


Рис. 2.4. Преобразование физических параметров

преломления n , коэффициента поглощения света κ , линейных размеров l) (табл. 2.2).

Таблица 2.2. Преобразование внешних воздействий в изменение оптических параметров среды

Измеряемая величина	Используемый физический эффект	Изменяющийся оптический параметр среды
<i>Электрическая:</i> напряженность электрического поля E электрическая индукция D электрический ток I	Электрооптические эффекты Керра и Поக்கельса	n
	Электроиндуцированное поглощение	κ
	Электролюминесценция	e
	Пьезоэлектрический эффект	l
	Электросмачиваемость	κ
<i>Магнитная:</i> напряженность магнитного поля H магнитная индукция B	Магнитооптический эффект Фарадея	n
	Магнитострикция	n, l
	Магнитопоглощение	κ

Измеряемая величина	Используемый физический эффект	Изменяющийся оптический параметр среды
<i>Механическая:</i> сила F давление p перемещение l плотность ρ скорость v угловая скорость ω	Пьезооптический эффект (фотоупругость)	n
	Пьезоабсорбция Изменение положения кристаллографических осей	κ n
	Изменение длины взаимодействия	l
	Абсорбция	κ
	Эффект Саньяка	n
<i>Тепловая:</i> температура T	Термооптические явления	n, κ, l
	Термолюминесценция	e
<i>Химическая:</i> химический состав	Физико-химические явления	n, κ
	Люминесценция	e
<i>Излучательная:</i> рентгеновское излучение радиация оптическое излучение	Индucedированное излучением изменение оптических свойств	n, κ, e
	Индucedированное излучение и поглощение	κ, e
	Оптически индуцированное изменение показателя преломления	n

Оптическая схема, в которой осуществляется амплитудная, фазовая, поляризационная, частотная, спектральная, временная или пространственная модуляция, связывает изменение оптического параметра x_i среды, индуцированное измеряемой физической величиной, с параметром проходящей через датчик оптической волны y_i (амплитудой A , фазой ϕ , поворотом плоскости поляризации α , длиной волны λ , временем задержки импульса отклика t , пространственными координатами регистрируемого излучения x, y) (табл. 2.3). Среди используемых

принципов действия оптических схем модуляции следует отметить изменение отражательной или пропускательной способности среды, нарушение полного внутреннего отражения, управляемую связь волноводов, изменение поглощения среды (амплитудная модуляция); изменение длины ячейки или оптической длины среды, поперечных размеров волновода (фазовая модуляция); поворот плоскости поляризации и изменение типа поляризации (поляризационная модуляция); смещение края полосы поглощения и перемещение светофильтров (спектральная модуляция).

Таблица 2.3. Преобразование изменений параметров оптической среды в изменение характеристик световой волны

Изменяемые оптические параметры среды	Используемая оптическая схема модуляции	Изменяющийся параметр оптической волны
n, l, κ, e	<p><i>Амплитудная:</i></p> <p>изменение отражательной (пропускательной) способности нарушение полного внутреннего отражения управляемая связь волноводов или мод многомодового ВС ослабление в среде (закон Бугера) дополнительное излучение</p>	Амплитуда A
n, l	<p><i>Фазовая:</i></p> <p>изменение оптической длины взаимодействия изменение длины ячейки изменение поперечных размеров волновода</p>	Фаза φ
n, l	<p><i>Поляризационная:</i></p> <p>поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света нарушение полного внутреннего отражения переход к эллиптической поляризации за счет двулучепреломления</p>	Поляризация α
l, n	<p><i>Частотная:</i></p> <p>перемещение светофильтров смещение края полосы поглощения (эффект Франца — Келдыша)</p>	Частота λ
l, n	<p><i>Временная:</i></p> <p>изменение времени отклика</p>	Время t
n, l	<p><i>Пространственная:</i></p> <p>изменение пространственного положения регистрируемого излучения</p>	Координаты x, y

Для детектирования и измерения изменений оптического параметра среды могут использоваться различные фотоприемные схемы (табл. 2.4). Они осуществляют непосредственное измерение мощности сигнала либо содержат дополнительные устройства: интерферометрическую схему или анализатор угла поворота плоскости поляризации, светофильтр или спектрально-чувствительный фотоприемник (для измерения длины волны), позиционно-чувствительные фотоприемник и светофильтр (для измерения пространственных координат излучения). Практически во всех случаях окончательно регистрируемой величиной является амплитуда тока на выходе фотоприемника $I_{\text{фп}}$. Многообразие физических эффектов, схем модуляции и фотоприемных схем обуславливает обилие возможных вариантов реализации даже при регистрации одной физической величины.

Таблица 2.4. Регистрация параметров оптической волны

Изменяющийся параметр оптической волны	Фотоприемная схема	Измеряемая выходная величина
A φ	Непосредственное измерение Двухплечевая или одноволоконная интерферометрическая схема	P P или количество интерференционных полос
λ	Поляризационный анализатор Светофильтр или спектрально-чувствительный фотоприемник	P P
α	Поляризационный анализатор	P
t	Анализатор временной задержки	Δt
x, y	Позиционно-чувствительные светофильтр или фотоприемник	P

В основу классификации оптических датчиков целесообразно положить различие в оптических схемах модуляции, которое во многом предопределяет существо не только преобразования измеряемого воздействия $F_{\text{изм}}$ в изменение параметров оптического излучения, но и предварительного и фотоприемного преобразований.

2.3. Параметры ВОД

Функция преобразования ВОД представляет собой сложную многоступенчатую зависимость тока фотоприемника $I_{\text{фп}}$ ВОД от внешнего воздействия $F_{\text{вх}}$:

$$I_{\text{фп}} = P_{\text{ии}}(I_{\text{ии}}) \cdot f_{\text{фп}} \{ y_i [x_i (F_{\text{изм}}(F_{\text{вх}}))] \} S_{\text{фп}} k_{\text{п}}, \quad (2.1)$$

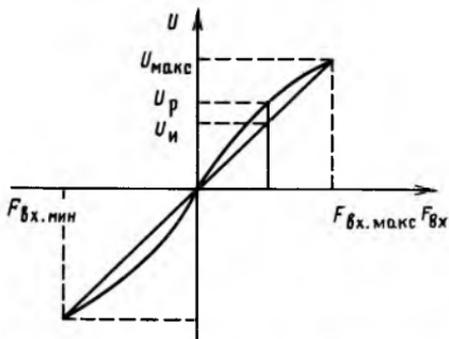


Рис. 2.5. К определению параметров ВОД

- 1) диапазону входных воздействий $F_{вх}$: $F_{вх.мин} - F_{вх.макс}$;
- 2) основной погрешности (рис. 2.5), %,

$$\delta = |(U_p - U_i)_{макс} / U_{макс}| \cdot 100, \quad (2.2)$$

где U_p , U_i — реальное и идеальное значения выходного сигнала ($I_{фп}$) датчика;

- 3) нелинейности характеристики, %,

$$\delta_{нел} = |(U_p - U_i) / U_i|_{макс} \cdot 100; \quad (2.3)$$

- 4) температурному диапазону $T_{мин} - T_{макс}$;
- 5) дополнительной температурной погрешности, %/(10 К),

$$\delta_{Тд} = |(U_{T+10К} - U_T) / U_T| \cdot 100, \quad (2.4)$$

где $U_{T+10К}$ — значение выходного сигнала при приращении температуры на 10 К;

- 6) дополнительной погрешности от давления, %/Па,

$$\delta_p = \left| \frac{U_{p_0 + \Delta p} - U_{p_0}}{U_{p_0}} \right| \frac{1}{\Delta p} 100,$$

где p_0 , Δp — начальное значение и приращение давления;

7) минимально детектируемому воздействию $F_{мин.дет}$ — определяется шумами фотоприемной схемы и (при наличии) нормирующего преобразователя;

- 8) частотному диапазону работы $f_{мин} - f_{макс}$;
- 9) динамическому диапазону датчика,

$$D = 20 \lg [(F_{вх.макс} - F_{вх.мин}) / F_{мин.дет}]; \quad (2.5)$$

- 10) собственным потерям оптического излучения в датчике, дБ,

$$B_0 = 10 \lg (P_{иИ} / P_{вых0}) = 10 \lg (1/k_n),$$

где $P_{вых0}$ — выходная мощность оптического излучения на выходе датчика при $F_{вх} = 0$;

- 11) индуцированным потерям оптического излучения, дБ,

где $P_{иИ}(I_{иИ})$ — мощность оптического излучения, создаваемого источником излучения (ИИ) при протекании по нему тока $I_{иИ}$, Вт; $f_{фп}$ — функция фотоприемного преобразования; $S_{фп}$ — интегральная чувствительность фотоприемника, мкА/Вт; k_n — коэффициент потерь мощности оптического излучения при $F_{вх} = 0$.

Качество того или иного датчика принято оценивать по следующим основным параметрам:

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

12) суммарным потерям оптического излучения, дБ,

$$B = B_0 + \Delta B.$$

К этому следует добавить важнейшие эксплуатационные характеристики, такие как влагостойкость, устойчивость к вибрационным и ударным механическим нагрузкам, долговечность, надежность. Важны, разумеется, и такие свойства датчиков, как габариты и масса, потребляемая мощность, простота эксплуатации, стоимость.

Глава 3

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ

3.1. Классификация

Амплитудная модуляция излучения (непосредственная модуляция по интенсивности) наиболее удобна для дальнейшей обработки выходного сигнала оптического датчика. Большинство схем амплитудной модуляции не требует использования когерентного излучения, но следует отметить, что некоторые из них реализуемы лишь при работе с поляризованным

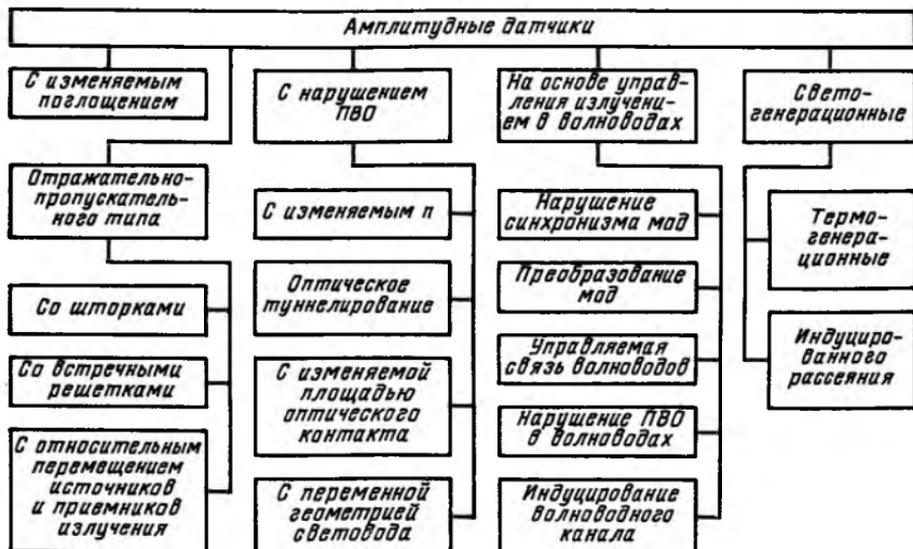


Рис. 3.1. Классификация ВОД

излучением. Схемы амплитудной модуляции не предъявляют практически никаких специальных требований ни к источнику, ни к приемнику излучения и не нуждаются в дополнительной схеме, обрабатывающей выходной сигнал датчика, так как амплитудно-модулированный сигнал непосредственно регистрируется с помощью обычного фотоприемника.

Как указано на рис. 3.1, амплитудная модуляция оптического сигнала может быть осуществлена за счет:

- 1) непосредственного ослабления света в среде при изменении коэффициента поглощения κ ;
- 2) изменения поперечного сечения оптического канала;
- 3) изменения отражательной (поглощательной) способности при вариации показателя преломления n , в том числе нарушения полного внутреннего отражения (ПВО);
- 4) управляемой связи волноводов при изменении n ;
- 5) получения дополнительного излучения при воздействии измеряемого физического фактора.

3.2. Датчики на основе модуляции излучения при прохождении через среду с переменным пропусканием

Согласно закону Бугера—Ламберта излучение, прошедшее путь l в некоторой среде с коэффициентом поглощения κ , ослабляется в $\exp(\kappa l)$ раз. Поэтому управление излучением в оптическом канале, связывающем источник и приемник излучения, может осуществляться за счет непосредственного воздействия на коэффициент κ поглощения вещества.

Регистрация изменений поглощательной способности вещества используется, например, для анализа состава газовых потоков. Специальная кювета обеспечивает большую длину пути оптического излучения в газовой среде, что позволяет обнаружить достаточно слабые линии поглощения и по ним идентифицировать газовую смесь [4]. Для измерения коэффициента поглощения κ может использоваться лазер, излучение которого вводится с помощью волоконных световодов в многопроходную кювету, расположенную в отдаленной точке измерения (рис. 3.2). Абсорбционный метод основан на строгой зависимости длины волны поглощения от состава газовой смеси. Используя лазер с перестраиваемой длиной волны, можно измерять спектральную зависимость абсорбции газовой смеси.

Волоконные световоды применяются также для детектирования радиационного излучения, которое вызывает дополнительные потери в световодах всех типов. Коэффициент поглощения пропорционален длине облучаемого участка и для большинства световодов — дозе радиации вплоть до 20 Гр [5]. Световоды из плавленого кварца с полимерным покрытием

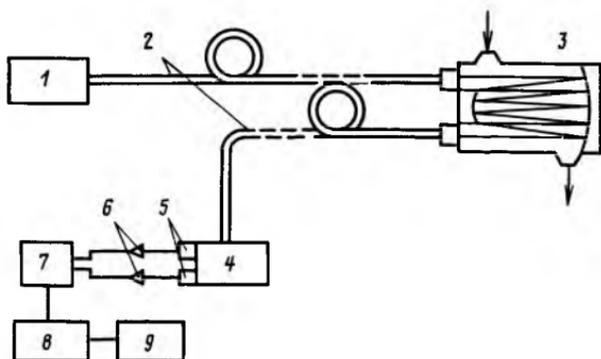


Рис. 3.2. Амплитудный датчик на основе изменяемого коэффициента поглощения среды:

1—перестраиваемый лазер; 2—волоконные световоды; 3—многопроходная кювета; 4—спектральный фильтр; 5—фотодетекторы; 6—усилители; 7—делитель; 8—вычислитель; 9—дисплей

имеют нелинейную зависимость потерь при превышении дозы в несколько грей. Индуцированные облучением потери в световоде существенно меняются с длиной волны (рис. 3.3) и частично или полностью исчезают с течением времени (рис. 3.4). Размеры потерь и скорость их уменьшения сильно зависят от материала. В общем случае справедливо, что световоды с первоначальными малыми потерями пропускания имеют и низкие индуцированные радиацией потери. Более подробные сведения о радиационно-оптических свойствах волоконных световодов и характеристиках детекторов радиации можно найти в [6, 7].

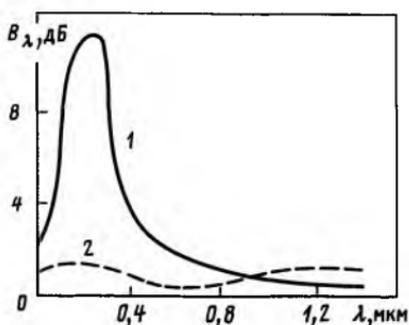


Рис. 3.3. Спектральные потери в световоде длиной 30 м после γ -облучения дозой 4 Гр [5]:

1—световод из плавяного кварца с полимерным покрытием; 2—кварцевый световод с повышенным содержанием воды в сердцевине

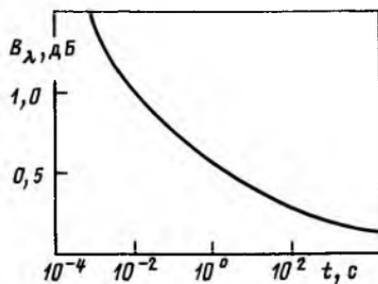


Рис. 3.4. Временная зависимость потерь в световоде, индуцированных импульсным γ -облучением (длительность импульса 1 мкс, доза 4 Гр, длина световода 30 м)

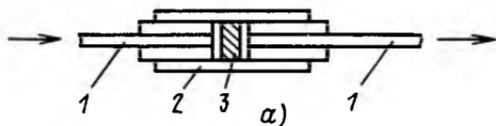
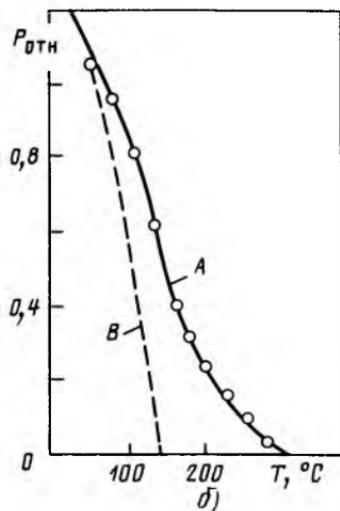


Рис. 3.5. Устройство датчика температуры с полупроводниковой поглощающей пластиной из GaAs (а) и его функция преобразования (б):

1 — волоконные световоды; 2 — корпус; 3 — полупроводниковый поглотитель; А — экспериментальная кривая; В — расчетная кривая



Для создания амплитудных датчиков напряженности электрического поля и температуры с переменным поглощением можно использовать полупроводниковые материалы, располагаемые между излучающим и приемным торцами волоконных световодов. Изменение поглощения оптического излучения полупроводником происходит в результате сдвига края полосы поглощения материала при воздействии на него электромагнитных полей или температуры.

К материалу полупроводника предъявляется требование большой крутизны края собственного поглощения материала. Наиболее сильно этот эффект проявляется в арсениде галлия. Так, использование полупроводниковой прослойки из GaAs или CdTe между торцами световодов, по которым распространялось излучение с длиной волны $\lambda = 880 \pm 150$ нм, позволило создать датчик температуры для диапазона $-10 \div +300^\circ\text{C}$ при точности около $\pm 1^\circ\text{C}$ с временем отклика 2 с (рис. 3.5) [8]. Достоинством таких датчиков являются малые габариты.

3.3. Датчики отражательно-пропускательного типа

Изменение оптического пропускания канала между источником и приемником излучения достигается не только за счет изменения свойств однородного материала, образующего оптический канал, но и при введении в него инородных элементов (шторок, диафрагм, решеток), уменьшающих поперечное сечение канала, а следовательно, и его пропускание.

Простейшим датчиком такого типа является оптический датчик давления p , в котором между источником излучения (светодиодом) и двумя фотоприемниками при вариациях давле-

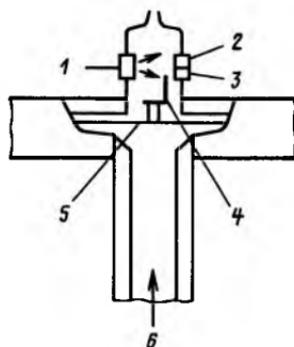
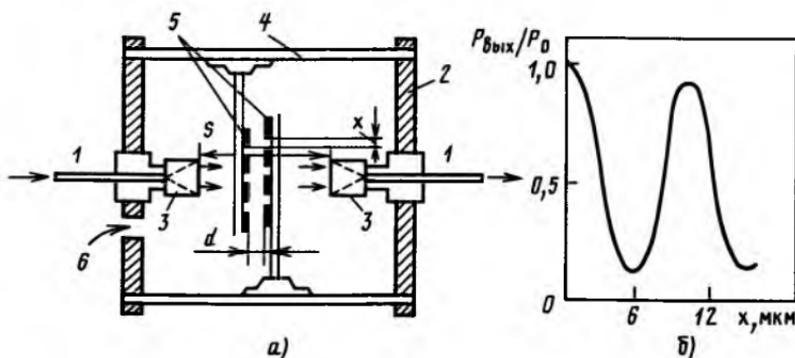


Рис. 3.6. Датчик давления со шторкой:
1—светодиод; 2, 3—контрольный и измерительный фотодиоды соответственно; 4—шторка; 5—мембрана; 6—волна давления

Рис. 3.7. Датчик давления с двумя решетками (а) и зависимость пропускания решеток датчика при их смещении (б):
1—волоконные световоды; 2—корпус; 3—фокусирующий элемент из отрезка градиентного световода; 4—диафрагма; 5—решетка; 6—отверстие для подачи воды



ния перемещается шторка, перекрывающая поток излучения, который падает на один из фотоприемников (рис. 3.6) [9]. Для перекрытия потока, падающего на измерительный фотоприемник, достаточно перемещения шторки в доли миллиметра. Для исключения зависимости от яркости светодиода обычно используют контрольный фотодиод, сигнал с которого сравнивается с выходным сигналом измерительного фотодиода. Получаемая нелинейность функции преобразования $I_{\text{фп}} = f(p)$ составляет примерно 0,6%, а стабильность — около 0,2%.

В более сложных устройствах для модуляции потока излучения используются специальные решетки, увеличивающие чувствительность к перемещению, что очень важно для создания высокочувствительных гидрофонов с амплитудной модуляцией сигнала [10]. Схема одного из таких датчиков с двумя решетками представлена на рис. 3.7, а. Излучение от подводящего многомодового световода 1 коллимируется с помощью микролинзы 3, представляющей собой отрезок градиентного световода, и пропускается через две встречные дифракционные решетки 5, после чего вводится в приемный световод с помощью второй такой же микролинзы. Встречные решетки связаны с двумя упругими диафрагмами 4, которые находятся

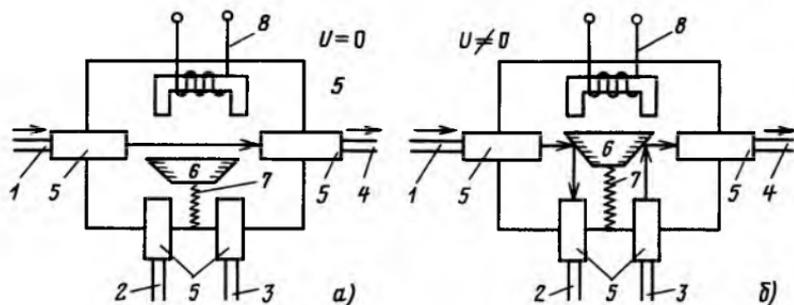


Рис. 3.8. Оптический переключатель с зеркальной шторкой в режиме пропускания (а) и отражения (б) сигнала:

1—4—волоконные световоды; 5—микролинзы из отрезка градиентного световода, 6—металлическая шторка с зеркальными гранями; 7—пружина; 8—электромагнит

сверху и снизу, соединяясь с корпусом гидрофона. Перемещение диафрагмы под действием переменного давления вызывает относительное смещение двух решеток и, таким образом, модулирует значение мощности излучения, передающегося от входного световода к выходному. Основными параметрами датчика являются расстояние между градиентными линзами S , относительное смещение решеток x и расстояние между плоскостями решеток d . Для периода решетки в несколько микрометров оптические потери при прохождении через систему зависят от потерь на связь световодов, потерь света при прохождении через решетки и дифракции света на решетках. При использовании световодов с пластиковой оболочкой, апертурой 0,4 и диаметром сердцевины 200 мкм (перед началом работы внутренняя полость гидрофона l заполнялась через отверстие b дистиллированной водой) потери излучения на связь световодов с помощью градиентных линз при расстоянии $S=1,5$ см составили 7,1 дБ ($\lambda=0,63$ мкм). Потери света на решетках при переменном x носят периодический характер (рис. 3.7, б) и максимальны при смещении x , равном ширине пропускающего штриха решетки (5 мкм в рассматриваемом случае). Расстояние между плоскостями решеток выбирается равным 0,7—1 мкм. Минимальное регистрируемое смещение $x_{\text{мин}}=3,4 \cdot 10^{-4}$ нм при перепаде выходной мощности в 19 мВт. Диапазон рабочих частот устройства 100 Гц—5,5 кГц, причем до частоты 1 кГц датчик способен определять сигналы на уровне шумов мирового океана.

В ряде случаев целесообразно использовать шторки, с отражающей поверхностью перекрывающие поток излучения. Это позволяет не только перекрывать, но и направлять поток излучения к другому фотоприемнику (рис. 3.8) [11]. При отсутствии электрического напряжения на электромагните 8 энергия излучения передается от световода 1 к световоду 4,

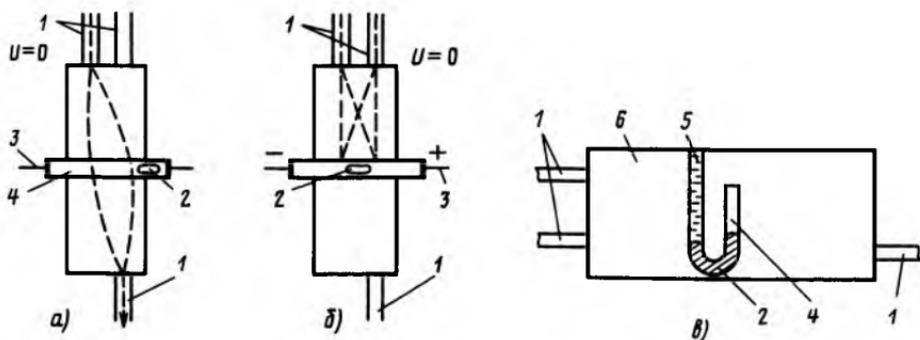


Рис. 3.9. Оптический переключатель с каплей ртути в режиме пропускания (а), отражения (б) сигнала и схема оптического управления сигналом (в): 1—волоконные световоды с выходными фокусирующими отрезками градиентного световода; 2—капелька ртути; 3—электроды; 4—герметичная капсула; 5—рабочее вещество; 6—основание

причем потери не превышают 1,2 дБ, что достигается с помощью градиентных линз диаметром 1,5 мм и длиной 5,5 мм. Расстояние между линзами — около 18 мм. При подаче напряжения на обмотку электромагнита железная шторка с парой зеркал притягивается к нему и оптическое излучение, выходящее из световода 1, отражается первым зеркалом в направлении световода 2. Одновременно через второе зеркало сигнал со световода 3 передается в световод 4. Отметим, что потери на отражение от зеркал, изготовленных вакуумным напылением хрома и золота, могут составлять всего 0,01 дБ на $\lambda = 0,86$ мкм. Прибор очень чувствителен к осевому смещению излучающего и приемного световодов: при смещении их осей на 20 мкм потери света увеличиваются на 3 дБ. Время переключения составляет 10 мс, а подавление перекрестных помех — примерно 45 дБ.

В качестве отражающей шторки может использоваться также граница раздела жидкость — воздух или жидкость — жидкость, например пузырьки ртути 2, расположенные в заполненной электролитом герметичной ячейке 4 (рис. 3.9, а, б). При подаче напряжения на электроды ячейки с пузырьком ртути он начинает двигаться к отрицательному электроду 3 и перекрывает излучение, направляя его в сторону другого приемного световода [12]. Время переключения составляет 20 мс, управляющее напряжение 1 В, потребляемая мощность 1 мкВт. В ряде случаев необходимо обеспечить управление положением коммутирующего органа с помощью оптического излучения. Для этого может быть применен оптический переключатель, построенный на использовании части энергии коммутируемого потока излучения.

Переключатель потока излучения (рис. 3.9, в) содержит основание 6, на одной из поверхностей которого торцами

установлены излучающий и параллельно ему приемный световоды 1. На противоположной поверхности основания установлен другой приемный световод, который связан по оптическому лучу с излучающим световодом. На пути распространения оптического луча в основание встроен коммутирующий орган, содержащий рабочее вещество 5 и отражающий элемент 2.

Поток излучения из световода через коммутирующий орган попадает на приемный световод. При определенном уровне потока излучения рабочее вещество изменяет свое фазовое состояние за счет поглощения части энергии потока и перемещает отражающий элемент, который переключает поток, мощность которого превышает допустимую, на другой приемный световод. Когда уровень мощности потока излучения возвращается к нормальному, рабочее вещество за счет охлаждения совершает обратный фазовый переход и переключатель переходит в исходное состояние.

Коммутирующий орган может быть выполнен в виде полого стеклянного изогнутого капилляра. В качестве рабочего вещества со слабым поглощением потока излучения может быть использован подкрашенный этиловый эфир. Отражающий элемент представляет собой пузырек ртути. Время срабатывания переключателя составляет десятки миллисекунд.

Применение такого переключателя, основанного на управлении, использующем часть энергии коммутируемого потока, и не содержащего внешних управляющих электронных устройств, обеспечивает надежное переключение потока излучения.

Управляемая связь излучающего и приемного волоконных световодов может быть достаточно эффективной при расположении их торцов в одной плоскости (рис. 3.10, а). Модулирующим элементом в этом случае является зеркало или упругая мембрана 1, перемещаемая под действием силы или давления относительно плоскости торцов световодов 2 [9, 13, 134].

Предположим, что мембрана имеет идеальную зеркальную поверхность, т. е. потерями на отражение пренебрежем. Рассмотрим лучи, покидающие излучающий торец ВС под некоторым углом (рис. 3.10, б). На экране, расположенном на расстоянии d от излучающего торца, большим некоторого номинального значения d_0 , освещенная зона будет представлять собой кольцо. Ширина кольца равна диаметру сердцевины ВС $2a$.

Для малых значений d освещенная зона будет представлять собой яркую точку, окруженную менее ярким кольцом. Для параллельных излучающего и приемного ВС расположение центра кольца относительно приемного ВС определяется расстоянием между ВС. Если ВС расположены под углом друг к другу, положение центра кольца зависит от расстояния до отражающего экрана.

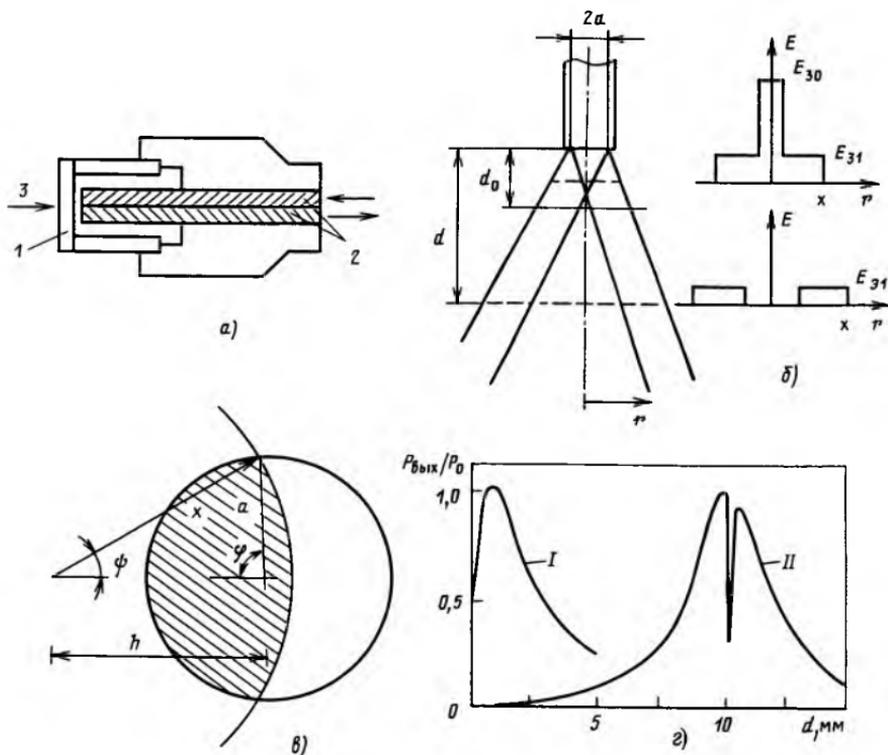


Рис. 3.10. Конструкция (а), расчетные схемы (б, в) и функция преобразования (з) отражательного датчика перемещения:

1 — мембрана; 2 — световоды; 3 — волна давления; I — при непосредственной связи световодов с отражающей поверхностью мембраны; II — при использовании фокусирующих линз

Центральная яркая точка, появляющаяся на малых расстояниях до отражающего экрана, имеет энергетическую освещенность E_{30} , равную поверхностной плотности мощности излучения M_{30} для излучающего торца ВС. Энергетическая освещенность E_{31} менее яркого кольца, окружающего яркую точку, может быть определена из разности мощностей излучения торца ВС и яркой точки:

$$E_{31} = M_{30}(4x/a - x^2/a^2 - 3)/[4(x/a - 1)], \quad x \leq 2a;$$

$$E_{31} = M_{30}/[4(x/a - 1)], \quad x > 2a,$$

где x — внешний радиус освещенной зоны; a — радиус сердцевины ВС.

Мощность излучения, передаваемая во второй ВС, определяется как произведение энергетической освещенности его приемного торца на площадь S освещенной области этого торца.

Площадь световодной жилы приемного ВС, перекрываемая кругом радиуса x , центр которого смещен на расстояние h от оси ВС, равна (рис. 3.10, в) [13]

$$\begin{aligned}
 S &= 0 \text{ при } h-x \geq a; \\
 S &= \pi a^2 \text{ при } x-h \geq a; \\
 S &= \pi x^2 \text{ при } x+h < a; \\
 S &= a^2 [\beta - (\sin 2\beta)/2] + x^2 [\psi - (\sin 2\psi)/2],
 \end{aligned}$$

где

$$\psi = \arccos [(h^2 + x^2 - a^2)/2xh]; \quad \beta = \arccos [(h^2 - x^2 + a^2)/2ha].$$

Площадь неярко освещенного кольца равна

$$S_x = S(x) - S(x-2a).$$

Для параллельных ВС значение h постоянно.

Если ВС расположены под углом 2θ относительно друг друга, то

$$h = 2(a + d_{об}) (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) - 2d \sin \theta,$$

где $d_{об}$ — толщина оболочки ВС.

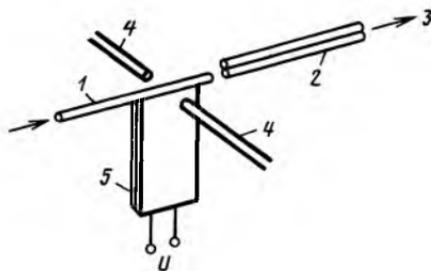
Полученные выше выражения дают возможность определить мощность излучения, передаваемую в приемный ВС.

В схеме могут использоваться различные конфигурации расположения торцов излучающих и приемных световодов. Обычно излучающий световод окружается приемными. Иногда применяют произвольное расположение в плоскости торцов излучающих и приемных световодов. Последний случай характеризуется типичной функцией преобразования с резким максимумом приблизительно в районе одной трети диаметра световода (рис. 3.10, *г*, кривая *I*), которая может быть смещена и растягнута с помощью линз (кривая *II*).

Разновидностью оптических преобразователей с переменным светопропусканием канала являются такие датчики, использующие непосредственное взаимное механическое перемещение источника излучения и фотоприемника (или торцов ВС), которое может быть получено, например, при использовании инерционных свойств некоторой массы, пьезоэлектрических свойств модулирующей пластины, соединенной с источником излучения или фотоприемником. В случае использования пьезоэлектрических свойств (рис. 3.11) для переключения может использоваться пластина 5, состоящая из двух скрепленных друг с другом слоев PZT-керамики (свинец-цирконий-титан) размером, например, $20 \times 5 \times 0,2$ мм [14]. Смещение незакрепленного торца световода *I* (в метрах) при этом равно $x = 1,5 \cdot 10^{-6} U$, где U — прикладываемое напряжение (в вольтах). Для переключения сигнала из приемного многомодового волоконного световода с диаметром сердцевины 60 мкм и внешним диаметром 150 мкм достаточно приложить напряжение порядка ± 50 В. Резонансная частота такого датчика составляет сотни герц. Главной проблемой в этих переключателях является

Рис. 3.11. Оптический датчик смещения:

1 — перемещаемый световод; 2 — закрепленные приемные световоды; 3 — сигнал к фотоприемнику; 4 — упоры; 5 — пьезокерамическая пластина



строгая фиксация положения световода, обеспечивающего передачу сигнала в приемный световод. При использовании специальных упоров 4, ограничивающих перемещение световодов, достигнуто время переключения 12 мс. Наиболее сложно осуществить хорошую связь в случае одномодовых волоконных световодов; минимальные потери при связи составляют 0,5 дБ. Перемещение за счет инерционных свойств позволяет создавать простые акселерометры с амплитудной модуляцией при минимально детектируемом перемещении менее 10^{-12} м [15].

3.4. Датчики на основе нарушения полного внутреннего отражения

Принцип действия этих датчиков основан на уменьшении световой энергии, передаваемой по оптическому каналу в виде направляемых мод, при нарушении полного внутреннего отражения (ПВО) излучения от границ протяженного световода. Условие ПВО излучения, определяемое неравенством $\theta > \arcsin(n_2/n_1)$, где θ — угол распространения излучения в световоде; n_1, n_2 — показатели преломления световода и внешней среды (рис. 3.12), легко нарушить при изменении n_1 или n_2 , изменении переменного зазора d между световодом и внешней средой (разделенных, например, воздушным промежутком) или переменной площади оптического контакта S внешней среды со световодом [16], а также при изменении геометрии оптического канала.

Изменения показателя преломления световода или внешней среды (последнее зачастую более удобно) под действием

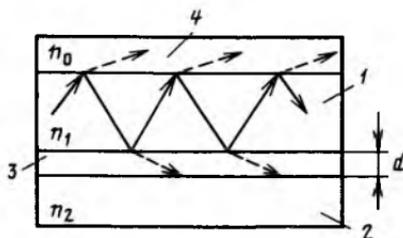


Рис. 3.12. К пояснению принципа действия датчика с нарушением полного внутреннего отражения:

1 — волноводный канал; 2 — внешняя среда; 3 — промежуток; 4 — подложка

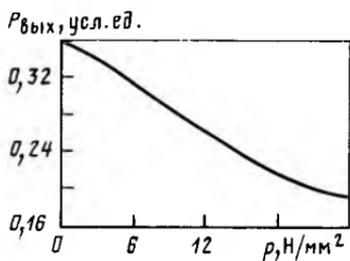


Рис. 3.13. Зависимость мощности излучения на выходе стеклянного волоконного световода с полимерным покрытием от внешнего давления

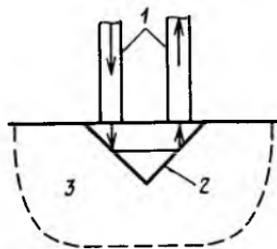


Рис. 3.14. Призмный датчик с двумя отражениями:

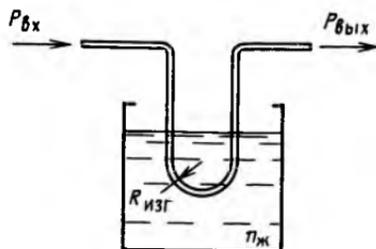
1 — волоконные световоды;
2 — призма;
3 — внешняя контролируемая среда

внешнего возмущения можно добиться как при использовании материалов с переменным показателем преломления (электрооптических, магнитооптических, фотоупругих и т. д.), так и при механическом перемещении внешней среды (замене одной среды на другую). Применение материалов с переменным показателем преломления позволяет создавать модуляторы оптического излучения, переключатели, дефлекторы. Для управления световым лучом часто используются жидкие кристаллы, которые вследствие большого электрооптического эффекта не столь чувствительны к направлению распространения излучения и допускают работу со слабо коллимированными световыми потоками.

Фотоупругие свойства некоторых материалов позволяют создавать датчики давления и усилия с нарушением ПВО. Так, если использовать волоконные световоды с полимерным покрытием, то флуктуации давления, воздействующего на световод, приведут к амплитудной модуляции выходного оптического сигнала. Это связано с тем, что изменение показателя преломления полимерной оболочки увеличивается при приложении давления значительно сильнее, чем у стеклянной сердцевины. В результате растет критический угол на границе сердцевина — оболочка, что приводит к выходу части световой энергии из сердцевины в оболочку (рис. 3.13) [17].

Замена одной внешней среды, контактирующей с волноводом, на другую (с отличным от первой показателем преломления) также приводит к изменению условий отражения лучей на границе. Показатели преломления внешних сред могут существенно отличаться друг от друга ($\Delta n > 0,1$), что позволяет создавать датчики с нарушением ПВО, работающие на одном-двух отражениях и выполненные в виде призм (рис. 3.14). Такие датчики могут быть использованы в индикаторах уровня и вида жидкости, бесконтактных переключателях, реагирующих на прикосновение (тактильных датчиках) [18].

Рис. 3.15. Волоконный датчик уровня или типа жидкости, использующий крутой изгиб световода ($P_{\text{вых}}$ зависит от показателя преломления жидкости $n_{\text{ж}}$ и радиуса изгиба световода $R_{\text{изг}}$)



Если необходимо регистрировать внешнее воздействие, приводящее к незначительному изменению показателя преломления внешней среды, то, как и в случае электро- и магнитооптических материалов, нужно увеличивать протяженность области взаимодействия излучения с перестраиваемой внешней средой.

Для регистрации изменений показателя преломления внешней среды используются также ВС с крутыми изгибами, на которых направляемые моды световода преобразуются в оболочечные и излучательные, что приводит к уменьшению сигнала на выходе световода.

Известно, что светопропускание прямолинейных участков ВС практически неизменно в области положительных температур T и уменьшается (особенно сильно для кварц-полимерных волокон) при отрицательных температурах. Однако для изогнутых участков кварц-полимерных световодов зависимость светопропускания от температуры явно выражена и в области $T > 0^\circ \text{C}$. При нагреве участка изгиба показатель преломления светоотражающей полимерной оболочки уменьшается заметно быстрее, чем кварцевой сердцевины, что приводит к увеличению числовой апертуры изогнутого участка и к увеличению светопропускания всего световода. Температурная зависимость светопропускания волоконных световодов может быть положена в основу работы ряда амплитудных датчиков температуры, действующих как при отрицательных, так и при положительных температурах.

Как правило, применяются изгибы с радиусом $R_{\text{изг}}$, меньшим некоторого критического $R_{\text{кр}}$, при котором все излучение покидает сердцевину ВС и выходит в оболочку (рис. 3.15) [19].

Пусть в ВС, имеющий изгиб с радиусом $R_{\text{изг}} \leq R_{\text{кр}}$, вводится излучение со спектральным распределением мощности $P_{\text{вх}}(\lambda)$. На участке с изгибом после выхода излучения в оболочку оно падает на границу раздела оболочка — внешняя среда в некотором диапазоне углов падения $\theta_1 \leq \theta_i \leq \theta_2$.

Граничные углы падения θ_1 и θ_2 определяются с использованием показателя преломления внешней среды $n_t = n_{t1}$, при котором начинается ослабление сигнала на выходе ВС, и показателя $n_t = n_{t2}$, при котором сигнал на выходе ВС обращается в ноль:

$$\theta_{1,2} = \arcsin(n_{t1,t2}/n_2),$$

где n_2 — показатель преломления оболочки ВС.

Если вся мощность распределяется по углам падения θ_i в этом диапазоне в соответствии с некоторой функцией распределения $f(\theta_i)$, то, не учитывая потери в материале ВС, для $n_t < n_i$ имеем

$$\frac{1}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} f(\theta_i) d\theta_i = 1. \quad (3.1)$$

Если изогнутый ВС погружен во внешнюю среду, то спектр мощности излучения на его выходе определится как

$$P_{\text{вых}}(\lambda) = \frac{P_{\text{вх}}(\lambda)}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} f(\theta_i) R(\theta_i, \lambda) d\theta_i, \quad (3.2)$$

где $R(\theta_i, \lambda)$ — отражательная способность границы раздела оболочка — внешняя среда, определяемая формулами Френеля.

Как показано в [19], функция $R(\theta_i, \lambda)$ может быть с достаточной точностью аппроксимирована выражением

$$R(\theta_i, \lambda) \approx 1 - \frac{4n_2 \cos \theta_i n_t}{(n_2^2 - n_t^2)(n_2^2 \sin^2 \theta_i - n_t^2)^{1/2}} k_n, \quad (3.3)$$

где k_n — показатель поглощения внешней среды ($n_t^* = n_t - ik_n$).

Выражение (3.3) справедливо для TE - и TH -поляризации оптического излучения в области углов $\theta_i \geq \theta_{\text{кр}}$, где $\theta_{\text{кр}} = \arcsin(n_t/n_2)$, и при $k_n \leq 0,004$.

Если $k_n = 0$ и принято, что при $\theta_i \geq \theta_{\text{кр}}$ $R(\theta_i, \lambda) = 1$, а при $\theta_i < \theta_{\text{кр}}$ $R(\theta_i, \lambda) = 0$, то выражение (3.2) запишется в виде

$$P_{\text{вых}}(\theta_{\text{кр}}, \lambda) = \frac{P_{\text{вх}}(\lambda)}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_{\text{кр}}}^{\theta_2} f(\theta_i) d\theta_i. \quad (3.4)$$

Определить зависимость распределения мощности излучения по углам, равным критическим, $f(\theta_{\text{кр}})$ можно, используя выражение

$$\frac{\partial P_{\text{вых}}(\theta_{\text{кр}}, \lambda)}{\partial \theta_{\text{кр}}} = -P(\lambda) f(\theta_{\text{кр}}) \frac{1}{(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (3.5)$$

Если предположить, что мощность излучения на изгибе равномерно распределена по углам падения, т. е. при $\theta_1 \leq \theta_i \leq \theta_2$ $f(\theta_i) = \text{const}$, а вне этого диапазона $f(\theta_i) = 0$, то мощность на выходе ВС

$$P_{\text{вых}}(\lambda) = P_{\text{вх}}(\lambda) (\theta_2 - \theta_1)^{-1} [\theta_2 - \arcsin(n_t/n_2)]. \quad (3.6)$$

В случае изменения показателя преломления внешней среды n_t на Δn мощность выходного излучения приближенно можно представить в виде

$$P_{\text{вых}}(\lambda) = P_{\text{вх}}(\lambda)(\theta_2 - \theta_{\text{кр}})[1 - A \Delta n(\lambda)]/(\theta_2 - \theta_1), \quad (3.7)$$

где

$$A = 1/[(\theta_2 - \theta_{\text{кр}})(n_2^2 - n_t^2)^{1/2}].$$

Таким образом, при отсутствии поглощения во внешней среде мощность излучения на выходе ВС линейно зависит от малых изменений ее показателя преломления.

При слабом поглощении ($k_n \approx 0,001$) выражение (3.2) можно представить в виде

$$P_{\text{вых}}(\lambda) = \begin{cases} P_{\text{вх}}(\lambda) \frac{\theta_2 - \theta_{\text{кр}}}{\theta_2 - \theta_1} [1 - B_n k_n(\lambda)], & \theta_1 \leq \theta_{\text{кр}} \leq \theta_2, \\ P_{\text{вх}}(\lambda) [1 - B_n k_n(\lambda)], & \theta_{\text{кр}} < \theta_1, \end{cases} \quad (3.8)$$

где B_n — некоторая постоянная.

Следовательно, в линейном приближении мощность на выходе изогнутого ВС, окруженного внешней поглощающей средой, будет пропорциональна дисперсии ее показателя преломления $\Delta n(\lambda)$ и поглощению $k_n(\lambda)$, т. е.

$$P_{\text{вых}}(\lambda) = P_{\text{вх}}(\lambda)(\theta_2 - \theta_{\text{кр}})[1 - A \Delta n(\lambda) - B_n k_n(\lambda)]/(\theta_2 - \theta_1). \quad (3.9)$$

Для получения сведений о поглощении вещества в оптический канал вводят поглощающий фильтр с раствором той же концентрации, что и в случае определения $P_{\text{вых}}(\lambda)$. Мощность на выходе ВС в этом случае

$$P_{\text{вых.ф}}(\lambda) = P_{\text{вх}}(\lambda)(\theta_2 - \theta_{\text{кр}})\exp(-2k_n k_0 l_\phi)/(\theta_2 - \theta_1), \quad (3.10)$$

где l_ϕ — размер фильтра.

Мощность $P_{\text{вых}}(\lambda)$ ввиду малости $\Delta n(\lambda)$ и $k_n(\lambda)$ представим в виде

$$P_{\text{вых}}(\lambda) = P_{\text{вх}}(\lambda)(\theta_2 - \theta_{\text{кр}})\exp[A \Delta n(\lambda) - B_n k_n(\lambda)]/(\theta_2 - \theta_1) \quad (3.11)$$

или

$$\ln[P_{\text{вых}}(\lambda)/P_{\text{вых.ф}}(\lambda)] = -A \Delta n(\lambda) - [B_n - 2k_0 l_\phi]k_n(\lambda). \quad (3.12)$$

Таким образом, при значении $l_\phi = B_n/2k_0$ логарифм отношения мощностей излучения $P_{\text{вых}}(\lambda)$ и $P_{\text{вых.ф}}(\lambda)$ на выходе ВС будет пропорционален дисперсии поглощающего вещества.

Для количественной оценки различных конструкций датчиков на основе изогнутых многомодовых ВС требуется определять зависимость светопропускания ВС от радиуса изгиба, апертуры ВС, диаграммы направленности вводимого излучения.

Число направляемых ВС мод

$$N = (ak_0 n_1 \theta_m)^2/2, \quad (3.13)$$

где a — радиус сердцевины ВС; $k_0 = 2\pi/\lambda$; $\theta_m = \arcsin [1 - (n_2/n_1)^2]^{1/2}$ — критический угол распространения высшей моды; n_1 — показатель преломления сердцевины ВС.

Светопропускание ВС оценим с помощью *относительного коэффициента передачи мощности возбужденных мод*

$$b = \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{изг}}} \Delta P_i \right) / \sum_{i=1}^N \Delta P_i, \quad (3.14)$$

где ΔP_i — парциальная мощность i -й моды; N и $N_{\text{изг}}$ — число мод прямого и изогнутого ВС.

Парциальная мощность ΔP_i зависит от диаграммы направленности источника излучения. В ряде случаев диаграмму направленности можно аппроксимировать функциями вида $I(\theta) = \cos^m \theta_i$, где θ_i — угол распространения излучения относительно оптической оси; m — константа, зависящая от направленности излучения. Поэтому выражение (3.14) можно привести к виду [20]

$$b = \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{изг}}} \cos^m \theta_{\text{и}i} \right) / \sum_{i=1}^N \cos^m \theta_{\text{и}i}, \quad (3.15)$$

где $\theta_{\text{и}i}$ — угол ввода излучения в ВС, при котором возбуждается i -я мода.

Общее количество мод изогнутого ВС

$$N_{\text{изг}} = (ak_0 n_1 \theta_{\text{эф}i})^2 / 2, \quad (3.16)$$

где $\theta_{\text{эф}i}$ — эффективный пороговый угол i -й моды низшего порядка в прямом ВС, энергия которой в результате изгиба с радиусом $R_{\text{изг}i}$ перешла в высшую моду с критическим углом θ_m :

$$\theta_{\text{эф}i} = \theta_m [1 - 2(n_2/n_1) a / R_{\text{изг}i} \theta_m^2]^{1/2}. \quad (3.17)$$

Следовательно,

$$N_{\text{изг}} = N [1 - 2(n_2/n_1) a / R_{\text{изг}i} \theta_m^2], \quad (3.18)$$

т. е.

$$b = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{изг}}} \left\{ \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta_m [1 - 2(n_2/n_1) a / R_{\text{изг}i} \theta_m^2]^{1/2}} \right\}^m}{\sum_{i=1}^N \left\{ \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta_m [1 - 2(n_2/n_1) a / R_{\text{изг}i} \theta_m^2]^{1/2}} \right\}^m}. \quad (3.19)$$

Таким образом, светопропускание ВС зависит от радиуса изгиба $R_{\text{изг}}$ и параметров ВС и не зависит от длины волны используемого излучения.

При изотропном возбуждении мод ($m=0$)

$$b = N_{\text{изг}}/N. \quad (3.19a)$$

Изменение пропускания оптического канала при управлении его геометрией может быть положено в основу работы ряда ВОД перемещения, давления, усилия. Пропускание в этом случае изменяется, например, при обжатии, а также при возникновении изгиба или микроизгиба световода.

Ослабление выходного сигнала связано с разностью показателей преломления сердцевин и оболочки световода, которая может быть значительно менее чувствительной к температуре, чем для отдельно взятого показателя преломления сердцевин. Это выгодно отличает модулятор на основе изогнутого световода от фазовых модуляторов света, в которых чувствительностью к изменению температуры на 1°C выше чувствительности к изменению давления на 1 Па в 10^6 раз. Модулятор на основе изогнутого световода наиболее удобен для работы при низких (до нескольких килогерц) акустических частотах. Применение профилированных пластинок увеличивает общее усилие на световод, число его изгибов и, следовательно, потери излучения в нем. В датчиках давления такого типа могут быть использованы обычные ВС, однако для получения наилучшей чувствительности необходимо конструировать специальные световоды.

Для регистрации процессов, приводящих к микроперемещениям тел относительно друг друга, удобно использовать также оптический туннельный эффект. Известно, что при полном внутреннем отражении электромагнитная волна проникает в среду, граничащую со световодом, на некоторое расстояние h , различное для ТЕ- и ТН-волн [21]. Глубина проникновения n имеет порядок длины волны излучения. Перемещения внешних тел на таком небольшом расстоянии от чувствительной поверхности световода будут изменять исходные условия ПВО, что приведет к модуляции отраженного потока излучения. Так как высокий коэффициент модуляции достижим даже при однократном взаимодействии луча с внешней средой, то для дальнейшей обработки можно использовать как отраженный, так и преломленный поток излучения. В качестве перемещаемых сред часто используются металлические пленки, хорошо поглощающие энергию оптического излучения при определенном размере зазора (рис. 3.16) [22]. Зазор d можно изменять с помощью пьезоэлектрических устройств и акустических полей [23].

Несомненный интерес представляет датчик на основе двух волоконных световодов, разделенных воздушным промежутком. Коэффициент пропускания τ устройства, состоящего из двух световодов с одинаковыми показателями преломления $n_1 = n_2$, разделенных зазором d с малым показателем преломления n_3 (пусть $n_3 = 1,0$) (рис. 3.17), определяется по формуле [24]

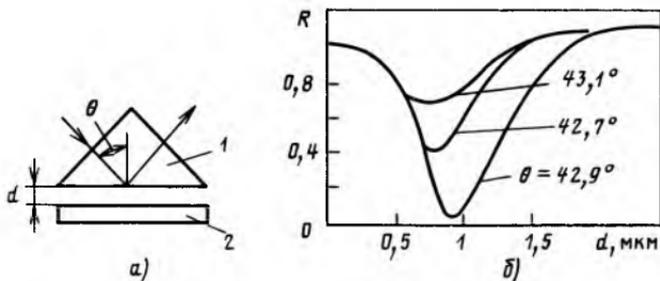


Рис. 3.16. Оптический датчик микроперемещения на основе эффекта туннелирования света (а) и зависимость коэффициента отражения сигнала от размера зазора между стеклянной призмой ПВО 1 и серебряной пленкой 2 (б)

$$\tau = 1 - |(\mu^2 + \delta^2) [(\mu^2 - \delta^2)^2 + 4\delta^2\mu^2 \operatorname{cth}(\beta d)]^{-1}|, \quad (3.20)$$

где

$$\beta = (\pi/\lambda)(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1)^{1/2}; \quad \mu_{\perp} = 1/n_1 \cos \theta_1;$$

$$\mu_{\parallel} = (\cos \theta_1)/n_1; \quad \delta_{\perp} = -(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1)^{1/2}; \quad \delta_{\parallel} = (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1)^{1/2},$$

а индексы \perp и \parallel указывают на направление поляризации излучения относительно плоскости рисунка.

В датчике давления с изменяемым зазором d может быть использовано два многомодовых световода, например с диаметром сердцевины 85 мкм, торцы которых скошены под углом (рис. 3.17, а). Относительное перемещение световодов приводит к изменению зазора d и связи световодов (рис. 3.17, б). Это позволило создать гидрофон с минимальным регистрируемым давлением 62 дБ относительно 1 мкПа на частоте 500 Гц [24]. При этом регистрировались перемещения до $4,8 \cdot 10^{-4}$ нм. Частотный диапазон устройства составлял 10^2 — 10^4 Гц. Полное перекрытие оптического канала, наблюда-

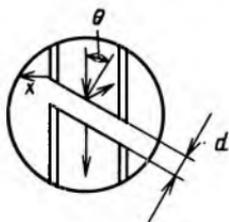
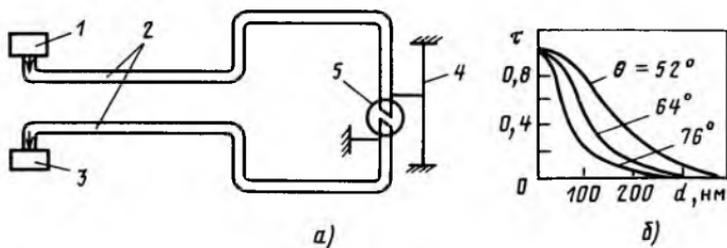
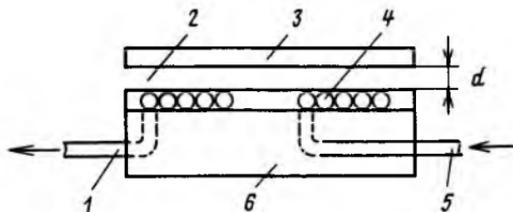


Рис. 3.17. Волоконно-оптический датчик на основе связи двух световодов (а) и зависимость коэффициента пропускания сигнала от зазора между световодами (б):

1 — источник излучения; 2 — волоконные световоды, 3 — фотоприемник; 4 — мембрана; 5 — схема связи световодов; x — направление перемещения световода

Рис. 3.18. Волоконно-оптический датчик давления на основе туннелирования излучения из световода в мембрану:

1—отводящий световод; 2—воздушный зазор; 3—мембрана; 4—уложенный по спирали световод; 5—подводящий световод; 6—основание



емое экспериментально, имело место при вертикальном смещении около 5 мкм.

Для увеличения области оптического контакта более удобно осуществлять туннелирование энергии оптического излучения из световода непосредственно в мембрану, воспринимающую изменение внешнего давления. Световод в этом случае должен быть без оболочки, эффективный оптический контакт может быть обеспечен, если световоду придать форму плоской спирали, расположенной под мембраной (рис. 3.18) [25].

Чувствительность к весьма малым перемещениям предъявляет высокие требования к технологии изготовления датчиков с нарушением ПВО за счет переменного зазора d .

Амплитудные датчики с переменной площадью оптического контакта световода или световедущего канала с внешней средой, зависящей от значения внешнего воздействия, предполагают наличие протяженной чувствительной поверхности канала. Условие ПВО выполняется на той ее части, которая не входит в контакт с внешней перемещающейся средой и нарушается в зоне оптического контакта. Расширение этой зоны приводит к уменьшению каналируемого потока излучения, регистрация которого позволяет определять значение внешнего воздействия. Использование протяженной чувствительной поверхности приводит к необходимости анализа распределения полей излучения по этой поверхности. В качестве примеров преобразователей с переменной площадью оптического контакта можно привести уровнемеры жидкости и датчики давления и усилия [26]. В уровнемерах такого типа площадь контакта световедущего канала с жидкостью зависит от ее уровня; профилирование полей излучения по

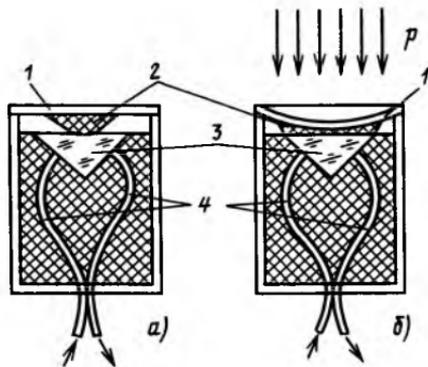


Рис. 3.19. Оптический датчик давления с переменной площадью оптического контакта в отсутствие внешнего давления на мембрану (а) и при наличии давления (б):

1—мембрана; 2—внешняя среда; 3—стеклянная призма; 4—подводящие и отводящие волоконные световоды

поверхности световода позволяет реализовать желаемую функцию преобразования. Датчики давления и усилия (рис. 3.19) используют в качестве перемещающейся внешней среды упругие материалы, площадь контакта которых с поверхностью световедущего канала зависит от прикладываемого к ним усилия. При анализе работы датчиков с упругими материалами следует учитывать вклад микро- и макронеровностей внешней среды и увеличение площади оптического контакта.

Амплитудные датчики с нарушением ПВО допускают работу с пространственно некогерентным и неполяризованным, а в ряде схем и с неколлимированным излучением, что позволяет использовать в качестве источников излучения не только лазеры, но и светодиоды.

3.5. Датчики на основе управляемой связи мод в одном или нескольких волноводах

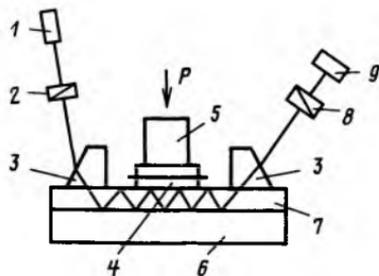
Большой интерес вызывает использование управляемой связи мод в одном или нескольких плоских или круглых волноводах для построения высокоэффективных ВОД. Модуляция светового потока осуществляется либо вследствие нарушения синхронизма мод, распространяющихся по волноводу, либо за счет передачи энергии в соседний волновод. Модуляция светового потока из-за нарушения синхронизма мод в плоских волноводах осуществляется при управлении свойствами электрооптического материала, образующего волновод или подложку. Передача энергии из одной моды в другую, например из TE - в TH -моду, может быть достигнута при создании оптического контакта с анизотропным материалом. Преобразование мод происходит потому, что в случае контакта с анизотропным материалом по волноводу не могут распространяться чистые TE - или TH -моды, а распространяются только их комбинации [27]. Поэтому при соответствующей длине взаимодействия между волноводными модами и анизотропным материалом можно, имея на входе TE -волну, на выходе получить TH -моду. Такое преобразование может быть реализовано в тонкопленочном стеклянном волноводе при его оптическом контакте с кварцевой пластинкой, который обеспечивается приложением к ней давления (рис. 3.20). Так как кварц анизотропен, то наблюдается преобразование мод с эффективностью до 60% (при длине пластинки 2,6 мм).

Отметим также, что преобразование мод имеет место и при взаимодействии между акустической и оптической волнами в волноводе.

К сожалению, для регистрации такого преобразования недостаточно простого фотоприемника. Перед ним должен

Рис. 3.20. Интегрально-оптический датчик давления, использующий контакт волновода с анизотропным материалом:

1—лазер; 2—поляризатор; 3—вводная и выводная призмы; 4—кварцевая пластина (анизотропный материал); 5—плунжер; 6—подложка; 7—волновод; 8—анализатор; 9—фотоприемник



быть расположен поляризационный анализатор. Поэтому для построения амплитудных ВОД целесообразно использовать схемы, обеспечивающие управляемую передачу оптической энергии, распространяющейся по волноводу, в соседний волновод или подложку (оболочку ВС). Для регистрации этого процесса передачи достаточно одного или двух фотоприемников, располагаемых на выходных торцах волноводов.

Так, для модуляции излучения в тонкопленочных волноводах иногда используется нарушение ПВО, причем нарушение в этом случае осуществляется в плоскости волновода [28]. Модулятор состоит из подложки, волноводной пленки со встроенным каналом с меньшим показателем преломления, разделительного слоя и перемещаемого диэлектрического тела (рис. 3.21, а). Для показателей преломления элементов переключателя (рис. 3.21, б) выполняется неравенство $n_2 > n'_2 > n_0 > (n_1, n_3)$. Профиль показателя преломления поперек канала подчиняется га-

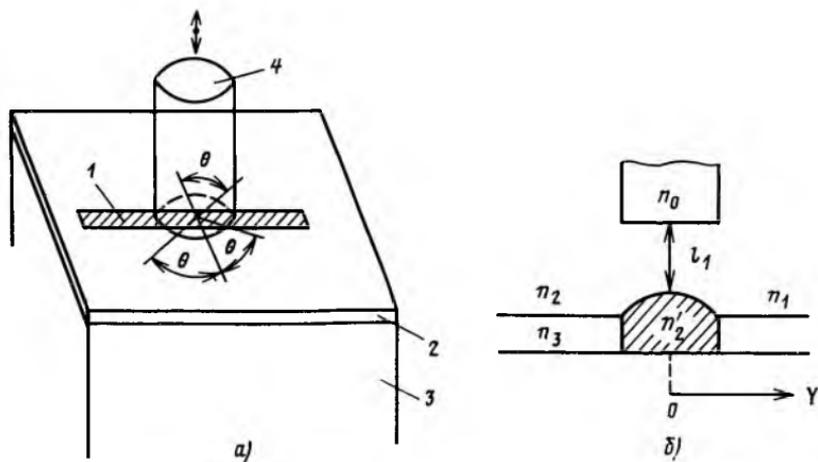


Рис. 3.21. Волноводный датчик перемещения на основе нарушения ПВО (а) и пояснение принципа его действия (б):

1—встроенный канал; 2—тонкопленочный волновод; 3— подложка; 4— диэлектрическое тело

уссовому распределению $n'_2(y) = n_2 [1 - \Delta \exp(-2y^2/d^2)]$, где $\Delta = (n_2 - n'_2)/n_2$; d — ширина канала с меньшим показателем преломления.

Эффективный показатель преломления канала $n'_{2\text{эф}}$ зависит от толщины разделительного слоя l_1 между перемещаемым диэлектрическим телом и волноводной пленкой. Если излучение, распространяющееся по волноводу, падает на канал с меньшим показателем преломления под углом θ , который больше критического угла ПВО $\theta_{\text{кр}}$, то оно отражается от канала; в противном случае оно пересекает канал. Критический угол $\theta_{\text{кр}}$ определяется отношением эффективных показателей преломления канала и волновода.

При приближении диэлектрического тела к каналу критический угол $\theta_{\text{кр}} = f(l_1)$ монотонно увеличивается. Если угол падения θ выбрать таким, что $\theta_{\text{кр}}(0) < \theta < \theta_{\text{кр}}(\infty)$, то при расстоянии $l_1 > l$, когда $\theta_{\text{кр}}(l) = \theta$, падающий луч будет полностью отражаться от канала. При $l_1 < l$ луч пересекает канал. Переключение излучения осуществляется на угол 2θ . Практическая реализация такого датчика перемещения может быть осуществлена на основе $\text{SiO}_2 - \text{Ta}_2\text{O}_5$ -пленки, в которой с помощью CO_2 -лазера образован канал с меньшим показателем преломления. Угол $\theta_{\text{кр}}$ составляет $11,5^\circ$ при $\theta_{\text{кр}}(0) - \theta_{\text{кр}}(\infty) = 1,5^\circ$. Расстояние l_1 регулируется с помощью давления. Для обеспечения оптического контакта при размерах диэлектрического тела $5 \times 5 \times 0,5$ мм требовалось усилие примерно 1,6 Н, которое обеспечивалось электромагнитом. Ослабление отраженного сигнала для TE -моды на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм составляло 12 — 16 дБ.

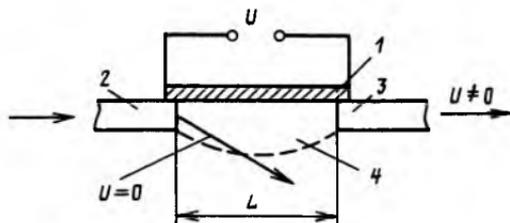
Оптические свойства канала с низким показателем преломления можно изменить и непосредственным электрическим воздействием на него, если волноводную пленку изготовить из электрооптического материала. Управляющие электроды можно напылить под некоторым углом к направлению распространения излучения на поверхности волновода на основе, например, $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ [29]. Ориентация электрооптического материала должна быть такова, что при подаче на электроды напряжения уменьшается показатель преломления области волновода, расположенной между электродами. Падающий на эту область луч начинает претерпевать ПВО при достижении электрическим полем напряженности

$$E_{\text{ПВО}} = U/d = (n_1^2 \gamma_{33})^{-1} (\psi/2)^2,$$

где n_1 — показатель преломления при напряжении $U = 0$; d — расстояние между электродами; γ_{33} — электрооптический коэффициент; $\psi/2$ — угол между направлением излучения и линией электродов. Была достигнута глубина модуляции 95% на

Рис. 3.22. Схема термооптического волноводного переключателя с электрическим управлением:

1 — никель-хромовая полоска; 2, 3 — волноводы; 4 — термоиндуцированная часть волновода; расстояние между торцами волновода $L = 400$ мкм



частоте в несколько гигагерц при напряжении $U = 5$ В и $\lambda = 0,63$ мкм.

Оптическими свойствами области, связывающей торцы двух планарных волноводов, можно управлять с помощью как теплового, так и электрического воздействия на материал. Температурное изменение показателя преломления составляет для стекол примерно 10^{-3} при изменении температуры от нуля до 100° С. Такой перепад вполне достаточен для управления оптическим излучением в тонкопленочных волноводных преобразователях. Это использовано для построения переключателя оптического излучения (рис. 3.22). Нагрев области, связывающей торцы волноводов 2 и 3, изготовленных ионным обменом в стеклах, производится с помощью тонкопленочного никель-хромового нагревателя 1. Время переключения не превышает 0,5 мс. Относительная интенсивность прошедшего в волновод 3 сигнала увеличивается благодаря возникновению термоиндуцированного волновода между торцами волноводов приблизительно в 10 раз (при $U \approx 20$ В) [30].

Уменьшение выходной мощности ВС происходит также за счет индуцированного микроизгибами преобразования мод и выхода энергии мод высших порядков в оболочку и окружающую среду (рис. 3.23).

Доказано, что периодические микроизгибы, создаваемые вдоль оси ВС, приводят к возникновению связи между модами, постоянные распространения которых β и β' удовлетворяют условию

$$\beta - \beta' = \pm 2\pi/\Lambda, \quad (3.21)$$

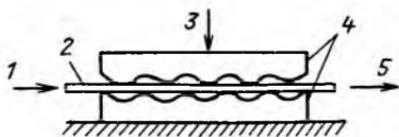
где Λ — период микроизгибов, м.

Для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления разность между постоянными распространения β_m и β_{m+1} соседних мод

$$\beta_{m+1} - \beta_m = (2\Delta^{1/2}/a)(m/M), \quad (3.22)$$

Рис. 3.23. Волоконно-оптический датчик усилия на основе микроизгибов световода:

1 — входное излучение; 2 — световод; 3 — прикладываемое усилие; 4 — профилированные пластины; 5 — выходное излучение



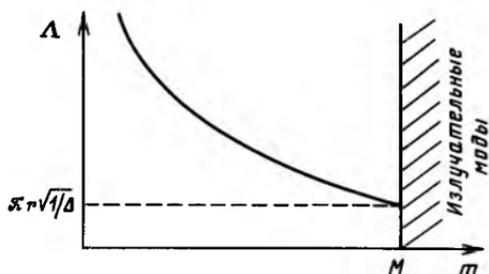


Рис. 3.24. Зависимость требуемой периодичности микроизгибов для связи соседних мод от номера моды (для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления)

в то время как моды низших порядков (малое значение m) взаимодействуют при большом Λ (рис. 3.24) [31].

В случае градиентных ВС с показателем преломления $n(r)$, зависящим от расстояния r от оси ВС по закону

$$n^2(r) = n^2(0) [1 - 2\Delta(r/a)^\alpha], \quad (3.23)$$

где α — постоянная величина ($\alpha = \infty$ для ступенчатого профиля показателя преломления), разность между постоянными пространствами

$$\beta_{m+1} - \beta_m = \frac{\alpha}{\alpha+2} \frac{2\sqrt{\Delta}}{a} \left(\frac{m}{M}\right)^{(\alpha-2)/(\alpha+2)}. \quad (3.24)$$

Высокая чувствительность ВС к микроизгибам достигается лишь при такой периодичности $\Lambda_{\text{изг}}$, при которой возникает взаимодействие мод высших порядков с излучательными модами. Эта периодичность $\Lambda_{\text{изг}}$ может быть получена из (3.21) и (3.22) при $m=M$:

$$\Lambda_{\text{изг}} = \pi a / \Delta^{1/2}. \quad (3.25)$$

Эффективность микроизгибных ВОД зависит не только от описанного механизма возникновения потерь, но и от так называемого механического коэффициента $k_m = \Delta x / \Delta F_{\text{вх}}$, где Δx — приращение амплитуды микроизгибов; $\Delta F_{\text{вх}}$ — приращение внешнего воздействия, например усилия, давления и т. п.

Механический коэффициент при акустическом взаимодействии

$$k_m \approx G \frac{\Lambda^3}{E d_{\text{ВС}}^4 n_{\text{изг}}} S, \quad (3.26)$$

где G — константа, зависящая от вида укладки волоконного световода; E — модуль Юнга ВС; $d_{\text{ВС}}$ — диаметр ВС; $n_{\text{изг}}$ — число деформируемых участков; S — площадь взаимодействия акустического поля с ВС.

где $\Delta = [n^2(0) - n^2(a)] / 2n^2(0)$; a — радиус сердцевины ВС; m — номер рассматриваемой моды; M — число мод ВС.

С помощью выражений (3.21) и (3.22) можно определить периодичность микроизгибов, требуемую для связи соседних мод. Моды высших порядков (большое значение m) взаимодействуют при малом значении Λ ,

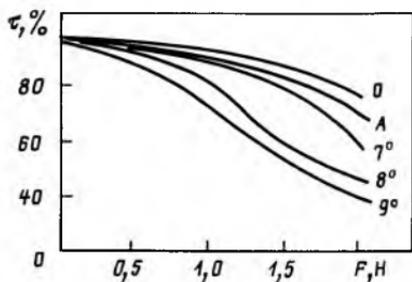


Рис. 3.25. Зависимость коэффициента пропускания световода от прикладываемого усилия при различных углах ввода излучения в световод (A — равномерное возбуждение световода в пределах апертурного угла)

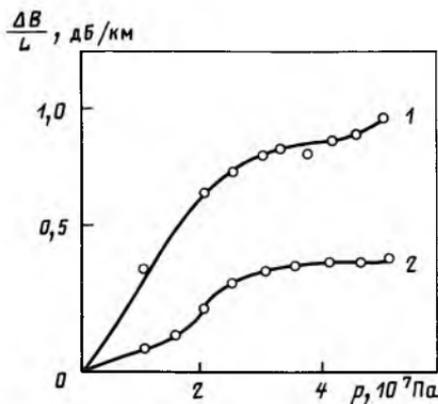


Рис. 3.26. Зависимость наведенных потерь в световоде с пластиковым покрытием от гидростатического давления:

1 — полипропиленовое покрытие; 2 — нейлоновое покрытие

Следовательно, выходная мощность оптического излучения микроизгибного ВОД

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \frac{\Delta\tau}{\Delta x} G \frac{\Lambda^3}{Ed_{\text{BC}}^4} \frac{1}{n_{\text{изг}}} S, \quad (3.27)$$

где $\Delta\tau/\Delta x$ — чувствительность ВС к микроизгибам. Этот принцип модуляции света использовался при построении датчиков перемещения и гидрофонов [29, 31]. Для профилированных пластинок размером $6 \times 2,5$ см и периода изгибов 7 мм отношение коэффициента пропускания к прилагаемому усилию при длине световода 2 м составило $0,2 \text{ Н}^{-1}$, а наибольшее ослабление выходного сигнала было 60% (рис. 3.25). Наименьшее регистрируемое давление $p_{\text{мин}} = 0,2 \text{ С}^{-1}$ мкПа, где S — площадь профилированной пластины (в квадратных метрах). Для приведенных выше размеров $p_{\text{мин}} \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$ Па, что примерно соответствует чувствительности интерферометрических акустооптических датчиков с длиной световода в несколько метров.

Увеличение потерь в световодах вследствие микроизгибов при высоком давлении было обнаружено в образцах с пластиковым покрытием при исследовании их в условиях глубоководной эксплуатации [32]. В многомодовых световодах с внешним диаметром световода 125 мкм, диаметрами сердцевины 50 мкм, буферного слоя 450 мкм и пластикового покрытия 1,0 мм начальные потери перед подачей давления составили 2,5 дБ/км (на длине волны излучения $\lambda = 0,85$ мкм). С подачей давления потери в световоде длиной 2 м увеличиваются практически

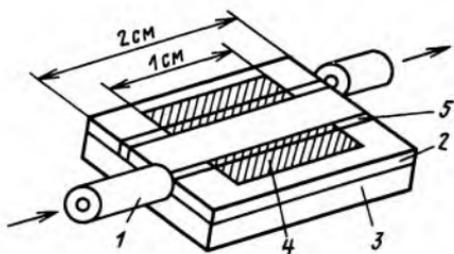


Рис. 3.27. Схема планарного волноводного переключателя света с электрическим управлением на основе управляемой связи каналов: 1—подводящий и отводящий оптические сигналы световоды; 2—тонкопленочный волновод Ti:LiNbO_3 ; 3—подложка LiNbO_3 ; 4—управляющие электроды; 5—канальные волноводы

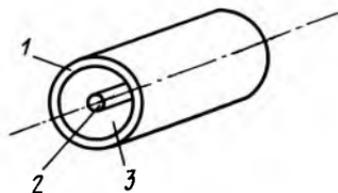
линейно до $p \approx 2 \cdot 10^7$ Па (рис. 3.26). Индуцированное увеличение потерь на единицу длины L световода составило 10—30% в зависимости от материала покрытия. Период изгибов световода равнялся приблизительно 5,4 мм при амплитуде 35 мкм.

Весьма перспективной разновидностью оптических датчиков, имеющих высокую чувствительность к изменению оптических свойств материала, являются модуляторы на основе управляемой связи волноводов, располагаемых параллельно друг другу [33]. Передача оптической энергии от одного волновода к другому может осуществляться, если равны постоянные распространения волн β_1 и β_2 в каждом из них. Непременным условием связи является достаточно близкое расположение волноводов, обеспечивающее перекрытие распространяющихся электромагнитных волн. Передача энергии достигает максимума при определенной длине взаимодействия. Постоянные распространения β_1 и β_2 существенно зависят от показателей преломления волноводов и окружающих сред, что явилось физической основой для построения датчиков с управляемой связью волноводов.

Типичным примером таких устройств является управляемая электрическим полем система двух плоских канальных волноводов, изготовленных методом диффузии в подложке LiNbO_3 (рис. 3.27) [34]. Для исключения потерь света на напыленных Cr—Al электродах толщиной 0,5 мкм на волновод предварительно должен наноситься буферный слой из SiO_2 толщиной 0,3 мкм. При напряжении примерно 10 В и зазоре между волноводами 5 мкм выходной сигнал увеличивался на 9 дБ. Частота модуляции достигала 1 ГГц для электродов размером 1 см \times 20 мкм.

Непосредственное использование тонкопленочных волноводов для создания на их основе датчиков с управляемой связью в составе волоконно-оптической системы не вполне удобно, так как возникают трудности сочленения планарных и цилиндрических световодов. Оптимальна в этом отношении конфигурация управляемой волноводной структуры с коаксиально расположенными волноводными слоями (рис. 3.28), центральный из которых может являться продолжением сердцевины передающего световода, что существенно уменьшает потери на соединение с датчиком. Если в исходном состоянии

Рис. 3.28. Волноводный коаксиальный переключатель энергии на основе связи мод: 1—волноводная трубка; 2—волноведущий центральный стержень; 3—внутренняя оболочка



вся энергия излучения сосредоточена в волноводном стержне, то при равенстве постоянных распространения волн по стержню и соосной трубке излучение начинает проникать в трубку и полностью переходит в нее после прохождения некоторого пути. Равенство постоянных распространения волн по стержню и по трубке достигается вследствие изменения постоянной распространения волны по трубке, которое осуществляется при изменении показателя преломления окружающей трубку внешней среды на 0,001 — 0,003. Проведены эксперименты, подтверждающие работоспособность таких датчиков и их высокую чувствительность [35, 36].

Если с двух волоконных световодов удалить часть оболочки и сблизить их на достаточное для взаимодействия расстояние, то также можно получить перекачку энергии. Относительная доля оптической энергии, находящейся в каждом из световодов, существенно зависит от расстояния между ними. Были исследованы свойства такого соединения, в котором использовались одномодовые волоконные световоды с эллиптической оболочкой (рис. 3.29) [37]. Показано, что при диаметре сердцевин

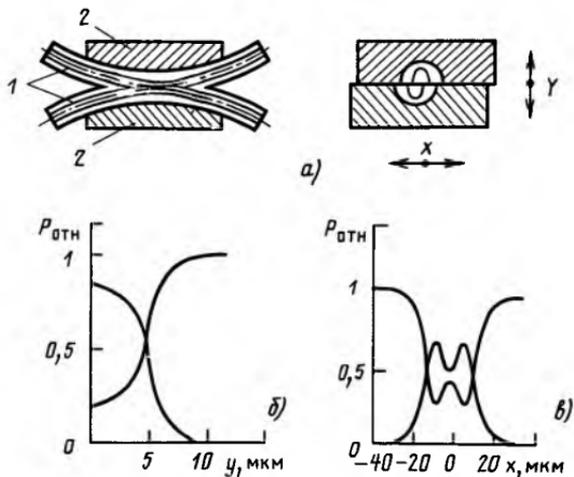


Рис. 3.29. Передача сигнала между двумя оптически связанными эллиптическими волоконными световодами (а) при их вертикальном (б) и горизонтальном (в) смещениях:

1—волоконные световоды; 2—стеклянные подложки; $P_{отн}$ —доля мощности излучения в каждом световоде

5 мкм и длине взаимодействия 3,8 мм другому световоду передается 70—80% подводимой первым световодом мощности излучения. Более сильную связь можно обеспечить, используя световоды с идеально одинаковыми постоянными распространения излучения.

Передача энергии между оптически связанными волноводными структурами осуществима и при использовании многомодовых световодов. Первичный преобразователь датчика такого типа представляет собой два скрученных друг с другом отрезка многомодовых световодов без оболочки длиной, например, 10 см, являющихся частью двух более длинных световодов с пластиковой оболочкой [38]. Для регистрации акустических полей скрученная пара монтировалась при предварительном натяжении вдоль плексигласового обруча диаметром 15 см. Использование многомодовых световодов делает возможным применение не только лазерных излучателей, но и светоизлучающих диодов. Выходной сигнал в последнем случае более стабилен, так как исключается нестабильность вследствие фазовой модуляции. Однако коэффициент передачи энергии из одного волновода составляет около 30%, из которых лишь 20% передается другому. Динамический диапазон составляет 70—80 дБ относительно 1 мкПа. Улучшение параметров управляемой связи многомодовых волокон может быть достигнуто подбором оптимальных показателей преломления оптических элементов и их геометрических размеров.

3.6. Светогенерационные датчики

Этот тип датчиков использует излучение, которое индуцировано в образующем его материале при тепловом, оптическом или радиационном воздействии.

Так, в температурных датчиках непосредственно используется излучение, которое возникает в некоторой нагретой области ВС. Преимущество такого датчика в том, что для его работы не требуется никакого источника (лазера, светодиода) и температура горячей точки определяется вне зависимости от места ее расположения. Даже очень чистые стекла, используемые в световодах для оптической связи, имеют заметные абсорбционные потери в средней инфракрасной (ИК) области, где сосредоточена наибольшая часть теплового излучения для температур 100—1000° С. Излучаемая мощность на всех длинах волн очень сильно возрастает с температурой.

Излучаемая поверхностью тела S тепловая мощность определяется выражением

$$P_{\tau} = \varepsilon_{\text{ч}} c_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] S, \quad (3.28)$$

где $\varepsilon_{\text{ч}}$ — степень черноты охлаждаемой поверхности ($\varepsilon = 0,04 \div \div 0,96$ для полированного алюминия и окисленных поверх-

ностей металлов или темных лаков и красок соответственно); $c_0 = 5,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела; T_1, T_2 — температуры охлаждаемой поверхности и неограниченного окружающего пространства, К.

Длина волны $\lambda_{\text{макс}}$ в спектре излучения абсолютно черного тела, соответствующая наибольшей спектральной плотности излучения, обратно пропорциональна абсолютной температуре тела T_1 :

$$\lambda_{\text{макс}} = c_B / T_1, \quad (3.29)$$

где $c_B = 2,896 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

Выражение (3.29) называется *законом смещения Вина*, определяющим смещение максимума спектральной плотности в сторону меньших длин волн при увеличении температуры тела.

Для плоских круглых источников тепла максимальный перегрев определяется из эмпирического выражения

$$\Theta = \frac{P_\Sigma - P}{2\pi\lambda_T d} \left(1,9d/r_0 + \ln \frac{L}{1,5d} + 2\pi\lambda_T d R_T \right), \quad (3.30)$$

где P_Σ — суммарная мощность, потребляемая источником тепла; P — мощность оптического потока излучения; $R_T = 26,3 (LD_T)^{0,26}$ — тепловое сопротивление; λ_T — длина волн теплового излучения; L, d, D_T — длина, толщина и ширина тела с источником тепла, см; r_0 — радиус источника тепла, см.

С помощью германиевого фотоприемника, используемого для регистрации излучения с длинами волн 1—1,8 мкм, можно определять температуры до 80° С (нижняя граница), если использовать специальные световоды с потерями до 1000 дБ/км [39]. Обычные ВС пригодны для измерения температур от 135 до 725° С.

Волоконно-оптические датчики могут с успехом применяться в системах контроля температуры объектов удаленных, труднодоступных или находящихся в поле сильных электромагнитных помех. Большие возможности для снижения нижней границы диапазона измеряемых температур объектов (вплоть до 100 К) открывает использование волоконных световодов на основе флюоридных и халькогенидных стекол, а также кристаллов КРС5, AgCl, CsI и др. Это связано с тем, что световоды из перечисленных материалов могут быть достаточно прозрачными в ИК области спектра (3—25 мкм) и могут передавать для последующего детектирования тепловое излучение слабо нагретых тел [40].

Использование флюоресцентных добавок в составе материала ВС, например ионов Nd^{3+} , позволяет применить косвенный метод измерения температуры T с помощью регистрации постоянной флюоресценции $\tau_{\text{фн}}(T)$.

Известно, что при оптическом возбуждении ВС с флюоресцентной добавкой основная доля излучения будет создаваться

на определяемой этой добавкой длине волны $\lambda_{\text{фл}}$. Так, для Nd^{3+} это 1,06 мкм. Если ВС с такой добавкой будет возбуждаться в течение времени $t_{\text{возб}}$, то на его выходе будет наблюдаться излучение флюоресценции мощностью $P_{\text{фл}}$ на длине $\lambda_{\text{фл}}$. После снятия оптического возбуждения, т. е. для времени $t > t_{\text{возб}}$, мощность излучения флюоресценции $P_{\text{фл}}(t)$ уменьшается согласно выражению

$$P_{\text{фл}}(t) = K \exp[-t/\tau_{\text{фл}}(T)],$$

где K — постоянная величина.

Форма импульса возбуждения не влияет на вид приведенного выражения. Следовательно, постоянная флюоресценции $\tau_{\text{фл}}$ может быть определена с помощью двух измерений $P_{\text{вых}}(t)$. По значению $\tau_{\text{фл}}$ определяется температура T , имеющая с постоянной флюоресценции связь, зависящую от конкретного материала. Использование такого метода измерения температуры позволяет обеспечить работу датчиков в диапазоне от 293 до 450—500 К (для Nd^{3+}) [41].

Дополнительное излучение в световоде может быть получено и при облучении его мощным световым потоком. При этом сам световод является источником оптического потока, так как в нем создается оптический сигнал, пропорциональный падающему на его внешнюю поверхность потоку. Хотя идеальный световод не должен собирать излучение, распространяющееся через него в направлении, перпендикулярном его оси, реальный стеклянный световод будет собирать малую часть этого излучения и передавать его на выходной торец. Этому способствуют процессы рассеяния, поглощения и переизлучения, которые существенно зависят от состава и качества стекла. Датчики оптического потока на основе стеклянных световодов пригодны для регистрации очень большой световой мощности. Так, например, они используются для работы в составе системы регулирования положения солнечного коллектора. В этом случае волоконный световод длиной несколько метров при боковом освещении, в десятки раз превышающем солнечное, каналирует излучение, которое преобразовывается на фотоприемнике (кремниевом фотодиоде) в ток порядка 1 мкА.

3.7. Выводы

Рассмотренные амплитудные оптические и волоконно-оптические датчики в силу своей простоты и подготовленности элементной базы вполне доступны для промышленного внедрения.

Хотя амплитудные датчики на основе модуляции излучения переменным коэффициентом поглощения среды отличаются простотой конструкции, в которой отсутствуют механически

перемещающиеся части, область применения этой схемы модуляции ограничена лишь измерением температуры, дозы радиации, напряженности электрического поля. Это обусловлено отсутствием материалов, эффективно изменяющих свое поглощение при других физических воздействиях.

Датчики отражательно-пропускательного типа используются для измерений перемещения, усилия, давления и воздействий, приводимых к ним. Они обладают хорошей линейностью, могут использовать многомодовые световоды, что позволяет существенно уменьшить потери при стыковке. Одним из основных их недостатков является наличие механической системы, которая требует точной юстировки, так как в ряде случаев необходимое перемещение составляет несколько микрометров.

Датчики на основе нарушения полного внутреннего отражения обладают высокой чувствительностью, позволяют использовать однократное отражение, что в значительной степени уменьшает габариты устройства. Как и в предыдущем случае, недостатком их является наличие механической системы. Область применения в основном ограничена измерением давления, перемещения, усилия.

Датчики на основе управляемой связи волноводов обладают высокой чувствительностью, хорошими массогабаритными показателями. Отсутствие механической системы является существенным достоинством этих датчиков, однако технология их изготовления достаточно сложна.

Светогенерационные датчики отличаются простотой конструкции, не требуют источника излучения (лазера, светодиода). Недостатком их является ограниченная область применения, охватывающая измерение температуры по длине световода и определение координаты наиболее горячей точки. Для этих датчиков необходимы и специальные ВС. Оценивая достоинства и недостатки различных вариантов оптических схем амплитудной модуляции, следует иметь в виду, что общим их недостатком является зависимость выходного сигнала от мощности источника излучения, которая в свою очередь может сильно зависеть от температуры окружающей среды (например, для светодиодов до $1,5\%/^{\circ}\text{C}$), что неприемлемо для нормального функционирования амплитудных датчиков. Поэтому в состав таких датчиков должны входить устройства стабилизации мощности оптического излучения. Наиболее эффективным решением является применение схем, использующих обратные связи по оптическому излучению, что позволяет улучшить термостабильность амплитудных датчиков почти на два порядка. Надо отметить, что первичные преобразователи амплитудных датчиков могут быть изготовлены полностью из стекла, в том числе кварцевого. Это позволяет использовать

их в экстремальных условиях, к которым относятся взрывоопасность, сильные электромагнитные помехи, высокие температуры и т. п.

Глава 4

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

4.1. Классификация

Наиболее чувствительные датчики, использующие оптическое излучение, могут быть построены на основе схем, регистрирующих изменения фазы электромагнитной волны, распространяющейся по оптическому каналу. Эти изменения возникают при внешнем воздействии на материал канала и регистрируются интерферометрическим методом при наложении сигналов измерительного и контрольного каналов. Техника оптической интерферометрии позволяет фиксировать изменение фазы колебания вплоть до 10^{-8} рад. Поскольку используются оптические сигналы с длинами волн порядка микрометра, можно регистрировать ничтожно малые изменения оптической длины канала.

В общем случае изменение фазы $\Delta\varphi$, обусловленное внешним воздействием на световод, складывается из изменения постоянной распространения волны β и изменения его длины L :

$$\Delta\varphi \sim \beta\Delta L + L\Delta\beta. \quad (4.1)$$

В свою очередь $\Delta\beta$ зависит от разности показателей преломления сердцевины и оболочки световода Δn , а также от поперечных геометрических размеров и для световода с радиусом сердцевины a равно

$$\Delta\beta = \Delta n \frac{\partial \beta}{\partial n} + \Delta a \frac{\partial \beta}{\partial a}. \quad (4.2)$$

В ряде случаев приложение механического напряжения вызывает незначительные изменения поперечного сечения световода и его показателей преломления. Основной вклад в изменение фазы вносит изменение длины световода. Изменение таких внешних воздействий, как температура, давление, магнитное поле, частота вращения витка световода и т. д., также приводит к изменению фазы колебания.

Датчики фазовой модуляции строятся по одной из следующих наиболее распространенных схем (рис. 4.1): 1) на основе гомодинного и гетеродинного интерферометра Маха—Цендера; 2) на основе межмодовых интерферометров; 3) на основе

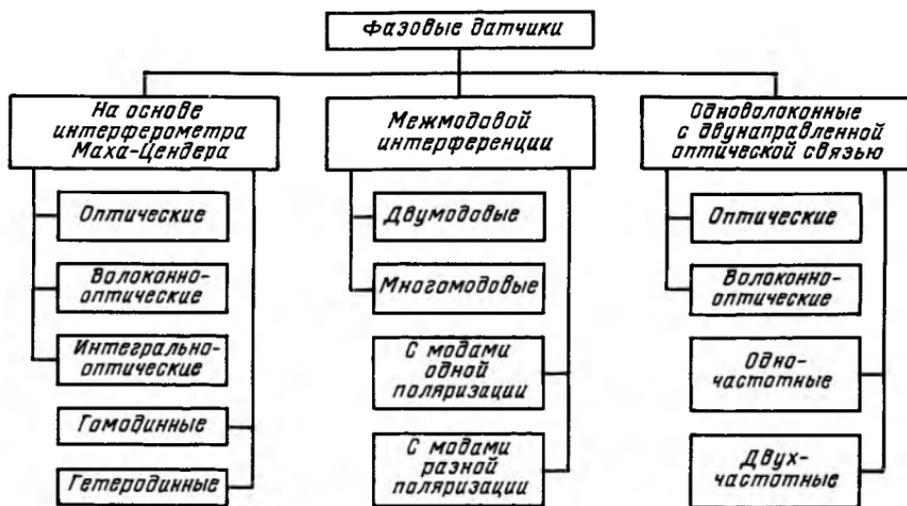


Рис. 4.1. Классификация фазовых (интерферометрических) оптических датчиков

одноволоконного интерферометра Саньяка с двунаправленной оптической связью; известно также использование схемы интерферометра Фабри-Перо и Майкельсона.

4.2. Волоконно-оптические датчики на основе гомодинного и гетеродинного интерферометров Маха—Цендера

В оптических фазовых датчиках наиболее часто используется интерферометр Маха—Цендера. Если оптические длины плеч интерферометра отличаются на $\Delta L_{\text{опт}}$, то регистрируемая фотодетектором мощность сигнала

$$P_{\text{вых}} \sim (1 + \cos \Delta\varphi),$$

где $\Delta\varphi = 2\pi\Delta L_{\text{опт}}/\lambda$.

Функция $P_{\text{вых}} = f(\Delta\varphi)$ практически линейна вблизи $\Delta\varphi = \pm\pi/2$. Поэтому для проведения точных измерений желательно поддерживать $\Delta\varphi$ строго вблизи $\pm\pi/2$. Это одно из основных условий работы гомодинных интерферометрических датчиков. От этого ограничения свободны гетеродинные интерферометры. Для гетеродинирования используется обычно брэгговский акустооптический модулятор, который устанавливается в одном из плеч интерферометра. В этом случае небольшие изменения фазы сигнала, появившиеся в измерительном плече, могут достаточно просто с помощью электроники регистрироваться на разностной частоте.

В зависимости от технической реализации интерферометра Маха—Цендера фазовые датчики на его основе могут быть

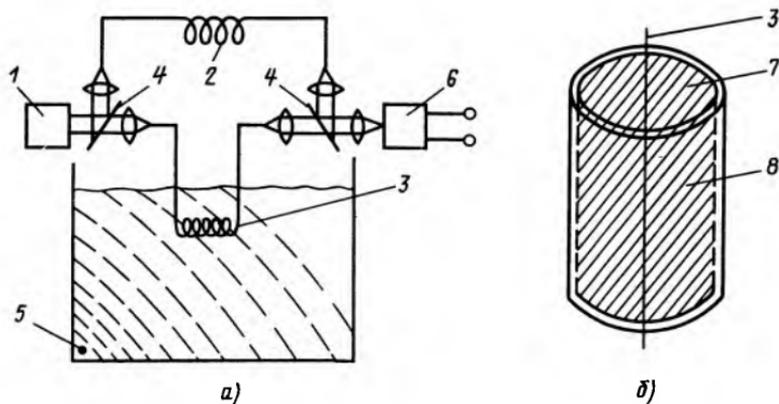


Рис. 4.2. Волоконный фазовый (интерферометрический) датчик звуковых колебаний (гидрофон) (а) и акустический фазосдвигающий элемент (б): 1—лазер; 2—контрольный световод; 3—чувствительный световод; 4—полупрозрачные зеркала; 5—источник звуковых колебаний; 6—фотоприемник; 7—связывающая среда (жидкость); 8—PZT-цилиндр

оптическими, волоконно-оптическими или интегрально-оптическими.

Наиболее характерными примерами фазовых датчиков на основе гомодинного интерферометра Маха—Цендера являются спектрофон и гидрофон—устройство для детектирования подводного звукового поля (рис. 4.2, а) [42]. Лазерное излучение в фазовом датчике делится, например, полупрозрачным зеркалом на две части, одна из которых направляется в одномодовый световод, расположенный в зоне измерения, например в подводном звуковом поле. Другая часть излучения пропускается через контрольный световод, изолированный от влияния внешнего сигнала. Результирующий интерференционный сигнал на светочувствительной поверхности фотоприемника зависит от разности оптических путей, проходимых излучением в двух плечах интерферометра. Фототок приемника

$$I_{\text{фп}} = P_{\text{вх}} \tau S_{\text{фп}} [1 + \cos(\Delta\varphi)], \quad (4.3)$$

где $P_{\text{вх}}$ —мощность излучения лазера, Вт; τ —коэффициент пропускания оптического канала; $S_{\text{фп}}$ —коэффициент чувствительности фотоприемника, А/Вт.

Для малых вариаций фазы $\Delta\varphi$ вблизи $\pm\pi/2$ изменение фототока

$$\Delta I_{\text{фп}} = \pm P_{\text{вх}} \tau S_{\text{фп}} (\Delta\varphi). \quad (4.4)$$

Значение фототока зависит от внешнего воздействия на ВС.

Так, зависимость изменений фототока от давления p в окружающей световод среде имеет следующий вид:

$$\Delta I = \pm 2\pi \left(\frac{L}{\lambda} \right) P_{\text{вх}} S_{\text{фп}} \tau \left(\frac{\partial n}{\partial p} + \frac{n}{L} \frac{\partial L}{\partial p} \right) \Delta p, \quad (4.5)$$

где L — длина ВС.

Таким образом, выходной сигнал фотоприемника зависит от изменений показателя преломления и длины световода, находящегося под действием давления. В анизотропной среде световода показатель преломления зависит от направления распространения света и его поляризации. Изменения показателя под действием внутренних напряжений, вызываемых давлением, могут быть представлены с помощью изменения эллипсоида показателей преломления. Можно показать, что изменение показателя преломления световода под действием давления представимо как

$$\Delta n = -n^3 [(p_{11} + p_{12}) \sigma_t + p_{12} \sigma_l] / 2E, \quad (4.6)$$

где σ_t , σ_l — продольные и поперечные напряжения в световоде соответственно; p_{11} , p_{12} — коэффициенты Поккельса (фотоупругости); E — модуль Юнга световода.

В более общем случае вместо (4.6) должно быть использовано тензорное представление p_{ij} и σ , а соответственно и n .

Относительное изменение длины световода также зависит от внутренних напряжений σ_t и σ_l :

$$\Delta L/L = (\sigma_t + 2\sigma_l) / 9K_M + [\sigma_l - 1/3(\sigma_t + 2\sigma_l)] / 2\mu_M, \quad (4.7)$$

где K_M ; μ_M — объемный и относительный модули упругости материала.

Внутренние напряжения являются функцией внешнего давления, и для волоконного световода $\sigma_t = -p$, $\sigma_l = 0$.

Следовательно,

$$\Delta L/L = (p/3K_M)(K_M/\mu_M - 2/3); \quad \Delta n = n^3 p (p_{11} + p_{12}) / 2E.$$

Таким образом,

$$\frac{\partial n}{\partial p} + \frac{n}{L} \frac{\partial L}{\partial p} = \frac{n^3}{2} (p_{11} + p_{12}) + \frac{n}{3K_M} \left(\frac{K_M}{\mu_M} - 2/3 \right). \quad (4.8)$$

Для реализации гидрофонов можно использовать ВС длиной в несколько метров с диаметром сердцевины, обеспечивающим одномодовый режим ВС. Один такой световод наматывается на цилиндр диаметром в несколько сантиметров и помещается в сосуд с водой, другой (контрольный) находится вне сосуда. При использовании источника излучения с длиной волны $\lambda = 0,5145$ мкм и ВС длиной 4 м и диаметром 2,5 мкм была достигнута чувствительность 40—180 дБ/1 В/мкПа [43], что намного лучше результатов для пьезоэлектрических гидрофонов.

В зависимости от частотного диапазона акустических волн можно выделить три характерные области, которые соответствуют различному механизму взаимодействия акустической

волны и ВС [44]. На низких частотах, где длина акустической волны $\Lambda_{\text{ак}}$ значительно больше диаметра витка волоконного световода D , акустическая волна оказывает на ВС переменное гидростатическое давление.

В области средних частот $\Lambda_{\text{ак}}$ сравнимо с диаметром витка D , но значительно меньше диаметра ВС $d_{\text{ВС}}$, градиент давления по направлению распространения колебаний становится значительным.

На ультразвуковых частотах, где значение $\Lambda_{\text{ак}}$ сравнимо с $d_{\text{ВС}}$ или меньше его, распределение напряжений в ВС становится неодинаковым по его поперечному сечению и во внимание должна приниматься возникающая при этом анизотропия свойств ВС.

Теоретическое и экспериментальное исследование частотной характеристики интерферометрических гидрофонов показало, что рабочий диапазон частот составляет 0,1—50 кГц для световода длиной 10—20 м, намотанного на катушку диаметром около 5 см [45].

Для расширения частотного диапазона (свыше 100 кГц) фазосдвигающих элементов (длиной около 1 см), применяемых в интерферометрических датчиках, можно использовать полые акустические резонаторы, вдоль оси которых располагается ВС [46, 47]. В качестве среды, связующей полый акустический резонатор со световодом, можно применять, например, минеральное масло (рис. 4.2, б). Такая конструкция при толщине цилиндра 0,56, длине 13,0 и диаметрах 3,2 и 6,0 мм позволяет создать фазосдвигающие элементы, работающие при частотах до 5 МГц.

Чувствительность гидрофонов сильно зависит от размеров и свойств как сердцевины и оболочки, так и внешнего покрытия световода, причем для ее повышения применяются специальные многослойные покрытия. Наилучшие результаты были получены при использовании резиновых покрытий световодов, значительно превышающих диаметр сердцевины.

Возникновение фазового сдвига в световоде под действием внутренних напряжений используется также для построения акселерометров на основе интерферометров Маха—Цендера. В качестве первичного преобразователя такого акселерометра применяются один или два световода, соединенных с инерционной массой m (рис. 4.3, а). Если ускорение прикладывается вдоль оси световода, то изменение его относительной длины $\Delta L/L$ пропорционально ускорению a_g . Это удлинение для чувствительного элемента, показанного на рис. 4.3, б, равно

$$\Delta L/L = ma_g/ES,$$

где E —модуль Юнга материала световода; S —площадь поперечного сечения световода.

Если пренебречь изменением показателя преломления при продольном воздействии усилия на световод, то из-

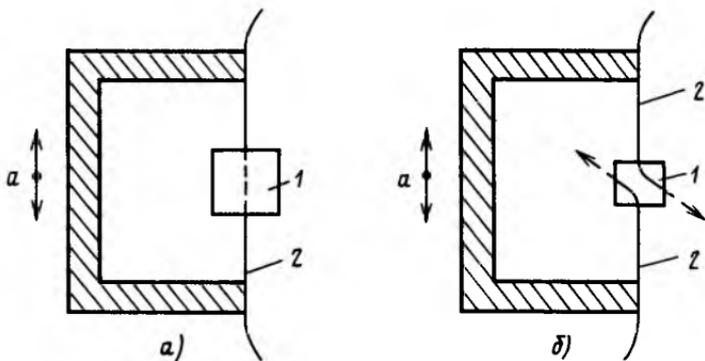


Рис. 4.3. К принципу действия волоконно-оптического акселерометра, одноволоконного (а) и двухволоконного с дифференциальной регистрацией сигналов со световодов (б):

1—инерционная масса; 2—световод

менение фазы $\Delta\varphi$, возникающее в результате удлинения световода, равно

$$\Delta\varphi/L = (2\pi n/\lambda)(\Delta L/L).$$

Следовательно, чувствительность к ускорению, рад/г,

$$\Delta\varphi/a_g = 8Lmn/\lambda E d_{\text{вс}}^2, \quad (4.9)$$

где $d_{\text{вс}}$ —диаметр световода. Для световода с $n=1,5$; $E=7,3 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $d_{\text{вс}}=80$ мкм и $\lambda=632,8$ нм

$$\Delta\varphi/a_g = 4 \cdot 10^{15} Lm/g$$

(здесь L —в метрах, m —в килограммах, $g=9,81$ м/с²—ускорение свободного падения).

В инерционном элементе с двумя световодами (рис. 4.3, б) каждый из них включается в плечи интерферометра, что увеличивает чувствительность акселерометра. Максимальная чувствительность интерферометра должна поддерживаться электронной системой компенсации фазового сдвига, регулирующей температуру световода. Полученная частотная характеристика чувствительности для датчика массой 0,4 г и длиной световода 1,6 см (рис. 4.3, б) имеет горизонтальный участок до частот примерно 200 Гц (рис. 4.4, а), а ускорения до $0,5 \cdot 10^{-6}g$ могут быть различимы до нижней частоты примерно 30 Гц. Выходной сигнал акселерометра прямо пропорционален прикладываемому ускорению на всех частотах (рис. 4.4, б), кроме резонансной области.

Максимальная рабочая частота такого акселерометра определяется нижней частотой его механического резонанса. Основная резонансная частота для продольных вибраций $f_{\text{пр}}$, соответствующих рис. 4.3, б, определяется как

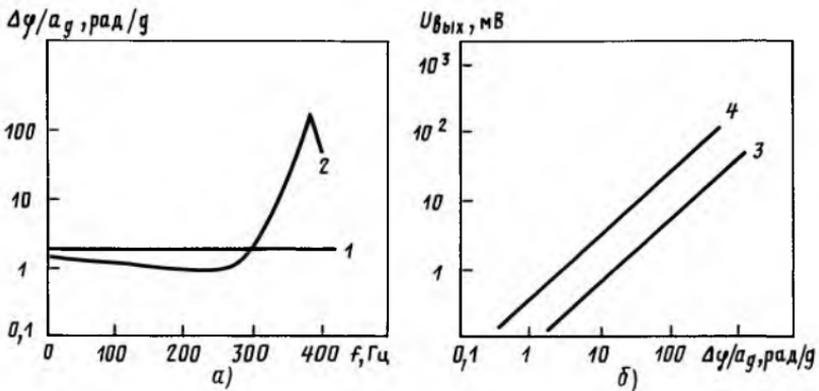


Рис. 4.4. Частотная зависимость чувствительности (а) и функция преобразования интерферометрического акселерометра (б): 1 — теория; 2 — эксперимент; 3 — одноволоконный при $f = 300$ Гц; 4 — двухволоконный при $f = 600$ Гц

$$f_{\text{пр}} = (1/4) \sqrt{Ed_{\text{ВС}}^2 / \pi L m}$$

или

$$f_{\text{пр}} = \sqrt{n/2\pi\lambda} / \sqrt{\delta\phi/a_g}$$

Для случая рис. 4.3, а $f_{\text{пр}}$ в $\sqrt{2}$ раз больше, чем для случая рис. 4.3, б. Из приведенных выражений следует, что при увеличении чувствительности акселерометра происходит уменьшение резонансной частоты, что ограничивает и диапазон рабочих частот датчика.

Кроме продольных колебаний, очевидно, будут возникать и поперечные, основную частоту которых $f_{\text{пн}}$ можно определить с помощью выражения

$$f_{\text{пн}} = (1/26) \sqrt{\sigma_l / \rho_n}$$

где σ_l — продольное напряжение волоконного световода, Н/м²; ρ_n — линейная плотность волоконного световода, кг/м.

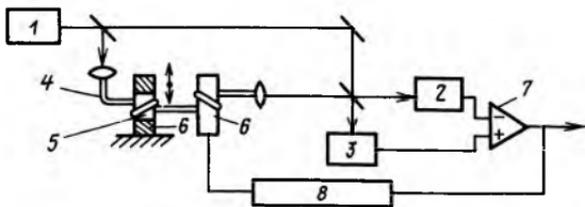
Поскольку частота $f_{\text{пн}}$ возрастает при увеличении продольного напряжения ВС, его можно специально создавать в конструкции акселерометра, например чтобы частота поперечных колебаний была больше частоты продольных колебаний.

Так как интерферометр реагирует на механические напряжения, возникающие в ВС, то выходной сигнал акселерометра изменяется с двойной частотой относительно частоты механических колебаний.

Значительно более высокая чувствительность световодных фазовых акселерометров достигается при использовании конструкции катушечного типа, когда вызванные ускорением изменения геометрических размеров упругого резинового цилиндра передаются намотанному на него световоду (рис. 4.5).

Рис. 4.5. Схема интерферометрического акселерометра:

1—лазер; 2, 3—фотоприемники; 4—световод; 5—упругий цилиндр; 6—пьезокерамика; 7—дифференциальный усилитель; 8—компенсатор



Изменение длины ΔL ВС, намотанного N раз вокруг цилиндра диаметром D , под действием ускорения a_g составляет

$$\Delta L = 4\sigma_{\text{ц}} N M a_g / E D,$$

где $\sigma_{\text{ц}}$ —коэффициент Пуассона цилиндра; M —инерционная масса на цилиндре.

Кроме изменения длины ВС происходит изменение его показателя преломления в результате возникающих в ВС напряжений.

Результирующий фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ определяется как

$$\Delta\varphi = \beta \Delta L \left\{ 1 + \frac{1}{2} n^2 [\sigma_{\text{вс}} (p_{11} + p_{12}) - p_{12}] \right\},$$

где $\beta = 2\pi n / \lambda$; p_{11} , p_{12} —коэффициенты Поггеля (фотоупругости); $\sigma_{\text{вс}}$ —коэффициент Пуассона ВС.

Фазовый сдвиг от продольного напряжения, возникающего в ВС, прямо пропорционален числу витков ВС.

Таким образом, чувствительность к ускорению определяется как

$$\frac{\Delta\varphi}{a_g} = \frac{8\pi\sigma_{\text{ц}} n M N}{E D \lambda} \left\{ 1 + \frac{1}{2} n^2 [\sigma_{\text{вс}} (p_{11} + p_{12}) - p_{12}] \right\}.$$

Основная частота продольного резонанса рассматриваемой механической системы зависит от гибкости цилиндра c_r :

$$f_{\text{пр}} = (1/2\pi) \sqrt{c_r / M}.$$

Акселерометр такого типа способен регистрировать фазовый сдвиг менее 10^{-6} рад на частотах от 10 Гц до 10 кГц при чувствительности $5 \cdot 10^3$ рад/г. Это означает, что минимальное регистрируемое ускорение составляет менее 10^{-9} g (для массы 660 г). Компенсация фазового сдвига достигается за счет пьезоэлектрического элемента [49].

Соответствующий выбор материала покрытия и сердцевины световода позволяет создавать датчики электрического и магнитного полей. При использовании преобразователей пьезоэлектрического типа, связанных со световодом, получена чувствительность $2,3 \cdot 10^{-5}$ рад/(В/м) (рис. 4.6). В качестве первичного преобразователя был применен световод с сердцевиной из двуокиси кремния с добавкой германия и с оболочкой из

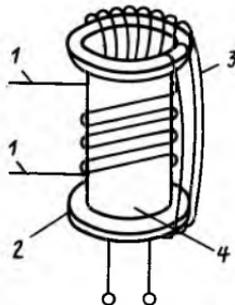
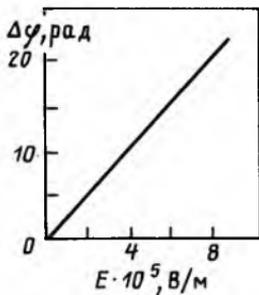


Рис. 4.6. Функция преобразования интерферометрического датчика электрического поля (длина световода 1 м)

Рис. 4.7. Конструкция датчика магнитного поля:

1—световод; 2—пластиковое кольцо; 3—проводник; 4—никелевая катушка

двуокиси кремния с добавкой фтора и фосфора; оболочка была покрыта пьезоэлектрическим полимером [50].

Если в одно из плеч интерферометра Маха—Цендера помещен световод, намотанный на цилиндр из магнитоотрицательного материала (например, никеля или металлического стекла), то в результате изменения размеров цилиндра и соответственно световода в магнитном поле в этом плече интерферометра возникает дополнительный набег фазы, что позволяет в конечном итоге создавать датчики магнитного поля (рис. 4.7). Фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, индуцируемый магнитным полем, равен [51]

$$\Delta\varphi = k_0 L \{n + n^3 [\sigma_{\text{BC}}(p_{11} + p_{12}) - p_{12}]/2\} \Delta r/r, \quad (4.10)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ —волновое число; L —длина ВС; r —радиус магнитоотрицательной катушки.

Для статического магнитного поля с напряженностью H

$$\Delta r/r \approx (\partial \varepsilon_k / \partial H) H, \quad (4.11)$$

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

Магнитооптическая чувствительность $c_{\text{маг}}$ определится как отношение фазового сдвига $\Delta\varphi$ к оптической длине световода, нормированное на напряженность магнитного поля, т. е. $c_{\text{маг}} \propto \Delta\varphi / k_0 L H$.

Частотная характеристика чувствительности датчика магнитного поля, использующего, например, никелевый цилиндр диаметром 3,7 см, длиной 5,1 см и толщиной стенки 0,38 мм, на который намотан световод длиной 0,25 м и диаметром сердцевины 4,5 мкм, имеет горизонтальный участок в диапазоне от 15 до 600 Гц (рис. 4.8).

Конструкцию датчика магнитного поля можно значительно упростить, если магнитоотрицательный материал нанести не-

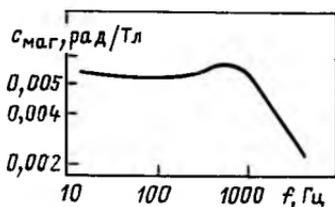


Рис. 4.8. Магнитооптическая чувствительность интерферометрического датчика

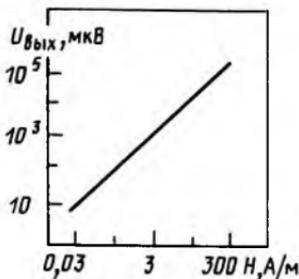


Рис. 4.9. Функция преобразования интерферометрического магнитометра на основе световода с магнитострикционным покрытием

посредственно на световод. В качестве такового можно использовать никель, что обеспечивает чувствительность к магнитному полю около $1,5 \cdot 10^{-9}$ рад/(А/м) при толщине никелевого покрытия 90—200 мкм [52]. Рабочий диапазон частот в этом случае расширяется до 10 кГц. Типичная функция преобразования интерферометрического магнитометра показана на рис. 4.9.

Фазовые интерферометрические датчики пригодны также для измерения температуры. Индуцируемый температурой T фазовый сдвиг на единицу длины световода может быть определен с помощью формулы [53]

$$\frac{d\varphi}{LdT} = k_0 \left(\frac{1}{k_0} \frac{\partial(k_0 n)}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{n}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \right), \quad (4.12)$$

где a — радиус сердцевины ВС. Первое слагаемое здесь описывает чувствительность фазы к изменению температуры за счет вариации поперечного сечения световода и связанного с этим изменения его эффективного показателя преломления. Второе и третье слагаемые описывают вклад в термочувствительность температурных изменений показателя преломления n и длины ВС L . Анализ показывает, что основной вклад в изменение фазы вносят температурные изменения показателя преломления n .

Переходя к продольной ($\varepsilon_l = \delta L$) и поперечной ($\varepsilon_r = \delta a$) относительным деформациям, возникающим при изменении температуры закрепленного световода, получаем [54]

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi\Delta T} = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) + \frac{1}{\Delta T} \left\{ \varepsilon_l - \frac{n^2}{2} [(p_{11} + p_{12}) \varepsilon_r + p_{12} \varepsilon_l] \right\}. \quad (4.13)$$

Деформация ε_l определяется через коэффициент линейного расширения α_l : $\varepsilon_l = \alpha_l \Delta T$.

Температурный интерферометрический датчик может быть реализован на одномодовом световоде, например, с диаметром сердцевинки 5 мкм и разностью длин плеч 2 см, что допускает

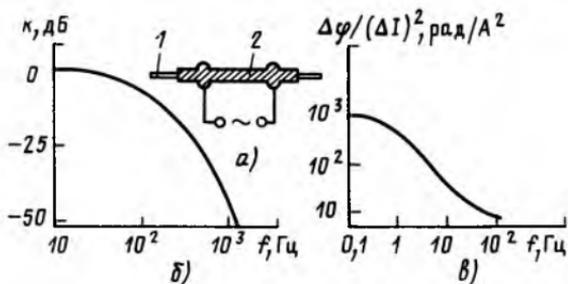


Рис. 4.10. Датчик температуры (электрического тока) (а), частотная зависимость относительного температурного отклика световода (б) и частотная зависимость нормированной чувствительности датчика электрического тока (в): 1—световод; 2—алюминиевое покрытие

гомодинную демодуляцию сигнала. Нагрев одного из плеч интерферометра может осуществляться за счет пропускания тока через алюминиевое покрытие, нанесенное на световод (рис. 4.10, а). Хотя теплопроводность материала световода низка, из-за малости его размеров такой датчик может отслеживать изменения температуры с частотой до сотен герц (рис. 4.10, б) [55].

Поскольку изменение температуры световода обусловлено джоулевыми потерями электрической энергии в алюминиевом покрытии, такой элемент может служить датчиком электрического тока [52]. Минимально детектируемый им ток на частоте 10 Гц составляет примерно $5 \cdot 10^{-6}$ А при длине подвергающейся воздействию части световода 1 м. Частотная характеристика датчика тока показана на рис. 4.10, в.

Среди различных типов фазовых датчиков на основе гомодинного интерферометра Маха—Цендера следует отметить также преобразователи, совмещенные с системой линз, которые обеспечивают построение графических образов, и датчики, использующие в качестве контрольного плеча адаптивную голограмму.

В интегрально-оптическом исполнении оба плеча интерферометра Маха—Цендера изготавливаются в виде полосковых волноводов (чаще всего из материала Ti:LiNbO_3), что позволяет объединить несколько элементов на одной подложке, повышая степень их надежности и повторяемости. Датчик состоит из одномодового полоскового волновода, который после Y-образного разветвления образует два плеча интерферометра; по каждому распространяется примерно половина общей мощности излучения. Второе Y-образное соединение формирует выходной волновод.

На одно из плеч интегрально-оптического интерферометра подается внешнее воздействие (температура, электрическое напряжение и т. п.), вследствие чего изменяется набег фазы

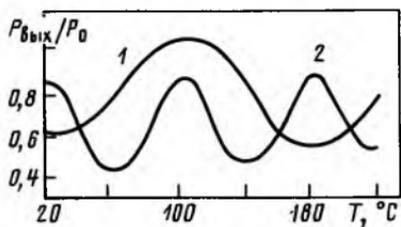


Рис. 4.11. Зависимость относительной мощности излучения на выходе интерферометра от температуры при разности плеч $\Delta L = 0,06$ мм (кривая 1) и $0,12$ мм (кривая 2)

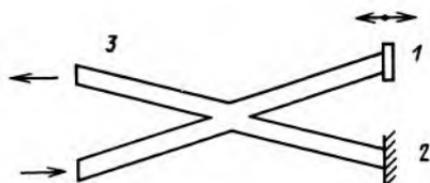


Рис. 4.12. Фазовый интегрально-оптический датчик микроперемещений: 1—отражающий свет объект; 2—зеркало; 3—пересекающиеся волноводы

проходящего по нему излучения. Это приводит к фазовому сдвигу между волнами, интерферирующими во втором Y-образном соединении. Если волны из обоих плеч приходят к Y-образному соединению в фазе, то результирующее излучение будет передаваться на выход; в противном случае свет излучается в подложку и теряется.

В датчике температуры плечи интерферометра изготавливаются разной длины, что достаточно просто реализовать в интегральном исполнении. Фазовый сдвиг, возникающий в каждом из плеч при вариациях температуры, будет пропорционален их длине, и, следовательно, результирующий выходной сигнал будет изменяться с периодом, пропорциональным разности длин плеч интерферометра (рис. 4.11). Такой датчик способен регистрировать температуры до 700°C с разрешающей способностью $2 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ [56].

Датчики электрического поля используют электрооптический эффект в кристаллическом волноводе для изменения фазовой скорости света в одном из плеч интерферометра.

Интересное решение предложено для создания интегрально-оптического датчика микроперемещений [57]. Схема датчика использует гибридное X-образное соединение волноводов (рис. 4.12). Контрольное плечо волноводного интерферометра включает в себя зеркало, которое отражает излучение назад в волновод для передачи его на выход. Длина второго плеча интерферометра регулируется при перемещении отражающего объекта вблизи торца другого волновода. Результирующее изменение фазового сдвига преобразуется в интенсивность выходного сигнала в гибридном X-образном соединении, где происходит наложение двух волн. Период модуляции выходного сигнала равен $\lambda/2$. Перемещение отражающего объекта вблизи торца чувствительного плеча интерферометра может осуществляться с помощью пьезокерамических элементов.

Для поддержания в световоде постоянной поляризации излучения, необходимой для эффективного функционирования

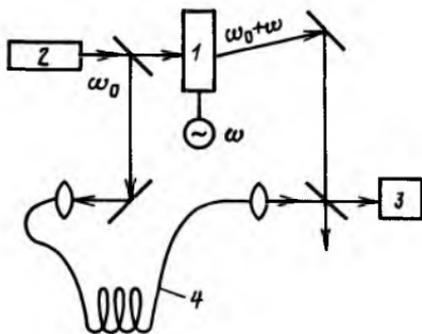


Рис. 4.13. Схема оптического гетеродинного детектирования:
1 — ячейка Брэгга; 2 — лазер; 3 — фотодетектор; 4 — волоконный световод

рацию о фазовой модуляции, что и излучение в измерительном световоде, и его можно легко демодулировать. Такая гетеродинная схема детектирования строится на основе интерферометра Маха—Цендера со световодом в одном плече и ячейкой Брэгга в другом (рис. 4.13). Ячейка Брэгга используется для того, чтобы создать сдвиг частоты оптических колебаний в контрольном плече [60]. Гетеродинное детектирование оптического сигнала позволяет получить выходной сигнал не только в аналоговой, но и в цифровой форме.

4.3. Волоконно-оптические датчики на основе межмодовой интерференции

Датчик интерферометрического типа совсем не обязательно должен иметь два волоконно-оптических плеча, по каждому из которых распространяется одна мода. Он может иметь лишь один световод, работающий в двухмодовом или маломодовом режиме. Изменения фазы каждой моды по-разному зависят от внешнего воздействия; моды могут иметь разные поляризации. Преимущество такого межмодового интерферометрического датчика состоит в том, что взаимодействующие моды распространяются в среде с одной и той же температурой и подвергающейся одним и тем же воздействиям. Выходной сигнал изменяется только тогда, когда внешнее воздействие по-разному влияет на каждую из мод. Другое преимущество одноволоконного многомодового интерферометра — простота конструкции (только световод и два поляризатора в случае использования мод разной поляризации). Регистрация внешнего воздействия осуществляется обработкой картин спеклов на выходе интерферометра.

фазовых датчиков, можно использовать световоды эллиптического сечения, что повышает отношение сигнал/шум [58].

Оптическое гетеродинное детектирование фазовой модуляции и его разновидности используют периодическое изменение интенсивности излучения, падающего на фотодетектор с частотой, равной разности распространяющихся по плечам интерферометра частот излучения [59]. Разностный сигнал на выходе фотодетектора несет ту же инфор-

Важной проблемой для волоконно-оптических датчиков является устранение паразитной чувствительности к неизмеряемому воздействию (например, волоконно-оптические термометры чувствительны к давлению и, наоборот, волоконно-оптические гидрофоны имеют ненулевой температурный коэффициент).

Одноволоконные межмодовые интерферометры позволяют частично устранить влияние паразитных воздействий. Так, если использовать световод с боковым внутренним напряжением, то в нем возникнет двулучепреломление и будут распространяться две взаимно перпендикулярные линейно поляризованные моды. Изменения температуры непосредственно влияют на внутреннее боковое напряжение в световоде и его двулучепреломление. В то же время световод достаточно нечувствителен к изотропным изменениям давления. Двулучепреломляющие световоды могут быть построены также на основе ВС со значительной эллипсовидностью сердцевины.

Фазовая чувствительность к внешнему воздействию $F_{\text{вх}}$ на единицу длины световода определяется чувствительностью к изменению длины L и показателя преломления n :

$$\frac{1}{L} \frac{d\varphi}{dF_{\text{вх}}} = k_0 \frac{dn}{dF_{\text{вх}}} + k_0 n \frac{1}{L} \frac{dL}{dF_{\text{вх}}}. \quad (4.14)$$

Это равенство выполняется для каждой из двух мод. Разность эффективных показателей преломления Δn удобно описывать с помощью длины биения $L_0 = \lambda / \Delta n$. Разность фаз двух мод $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ определяет суммарную чувствительность. Если внешним воздействием является температура, то [61]

$$\frac{1}{L} \frac{d(\Delta\varphi)}{dT} = \frac{k_0}{L} \left[L \frac{\Delta n}{n} \frac{dn}{dT} + \Delta n \frac{dL}{dT} + L \frac{\Delta n T_c}{T_c - T_{\text{пл}}} \right], \quad (4.15)$$

где T_c — температура окружающей среды; $T_{\text{пл}}$ — температура плавления материала оболочки.

Для двулучепреломляющего световода с $\Delta n = 7,35 \cdot 10^{-5}$ и длиной 2,15 м, используемого в многомодовом интерферометре, получена чувствительность 0,9 рад/(К·м). При интерференции между ортогональными модами функция преобразования датчика имеет периодический вид.

Такой же многомодовый интерферометр может быть использован для детектирования звуковых колебаний. При этом выходной сигнал обусловлен взаимодействием двух волноводных мод, распространяющихся по световоду с различными акустически индуцированными фазовыми сдвигами. Экспериментальное и теоретическое исследование показало, что чувствительность к акустическим колебаниям пропорциональна разности постоянных распространения мод [62]:

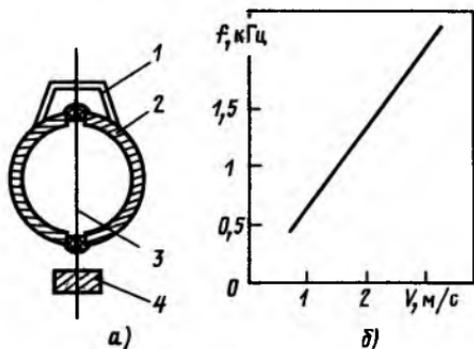


Рис. 4.14. Устройство (а) и функция преобразования (б) поперечного волоконно-оптического расходомера:

1—зажим; 2—трубка; 3—BC; 4—груз

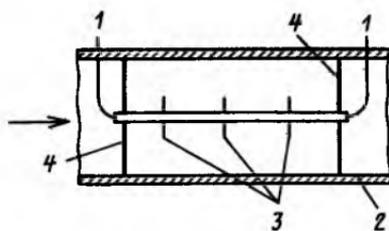


Рис. 4.15. Продольный расходомер с регулируемым взаимодействием потока с BC:

1—BC; 2—трубка; 3—лопасти; 4—элементы крепления

$$\Delta\varphi/p = \Delta\beta(1/L) \partial L/\partial p. \quad (4.16)$$

Чувствительность и минимально детектируемое воздействие такого датчика звуковых колебаний в 10^3 раз и на 6—18 дБ меньше соответствующих параметров одномодовых интерферометров, а функция преобразования многомодового акустического датчика существенно нелинейна.

Принцип межмодовой интерференции можно применить при построении расходомеров жидкости. Если поперек трубки, по которой течет жидкость, расположить напряженный вдоль оси световод (рис. 4.14, а), то под действием потока жидкости он будет совершать колебания с частотой [64] $f = Shv/d_{BC}$, где v —скорость движения жидкости; d_{BC} —диаметр волоконного световода; Sh —число Струхала ($Sh \approx 0,2$).

Когерентное излучение, распространяющееся по многомодовому световоду, будет модулироваться по фазе с частотой колебаний световода в потоке жидкости. Поскольку моды в световоде распространяются различными путями, каждый путь модулируется по-разному. На выходе световода моды образуют интерференционную картину. В состоянии покоя световода положение минимумов и максимумов в этой картине спеклов постоянно. Любое колебание световода вызовет изменения части или всей интерференционной картины из-за фазовой модуляции волноводных мод. Поместив в изменяемой части интерференционной картины фотоприемник, можно регистрировать перемещение ярких и темных областей или, другими словами, регистрировать влияние внешнего воздействия на волноводные моды.

При использовании многомодового световода с диаметром сердцевины 200 мкм и числовой апертурой 0,5, расположенного поперек трубки диаметром 2,5 см, была получена линейная

зависимость частоты колебаний выходного сигнала фотоприемника, находящегося на расстоянии 15 см от выходного торца световода, от скорости потока воды (рис. 4.14, б). Такой датчик может использоваться для множества жидкостей и газов независимо от их агрессивности и прозрачности. Малое поперечное сечение световода практически не вносит никаких изменений в поток.

Многомодовый интерферометрический датчик скорости потока может располагаться не только поперек трубки с жидкостью или газом, но и параллельно ее оси. Степень взаимодействия ВС с потоком регулируется с помощью дополнительных лопастей, устанавливаемых на измерительном световоде (рис. 4.15). Погрешность измерения скорости потока составляет $\pm 5\%$ [65].

Межмодовая интерференция используется и для построения датчиков электрического тока. Многомодовый световод (например, с диаметром жилы 70 мкм и оболочки 175 мкм) покрывается тонким слоем алюминия с сопротивлением несколько ом на метр длины ВС (см. рис. 4.10, а). Когда электрический ток пропускается через алюминиевую оболочку, световод оказывается в магнитном поле. Оно действует на оболочку и вызывает в световоде микроизгибы. Последние индуцируют различные фазовые задержки волноводных мод. Модуляция оптического пропускания световода может быть измерена путем регистрации перемещающейся части картины спеклов [66]. Потери в световоде длиной 9 см, намотанном на цилиндрическую катушку, составили около 1 дБ. Магнитное поле, создаваемое при пропускании тока по алюминиевой оболочке, достигало примерно 0,1 Тл. Выходной сигнал фотоприемника (после усилителя) линейно изменялся при увеличении тока от 5 до 2000 мА (рис. 4.16). Частотный диапазон таких датчиков составляет несколько килогерц.

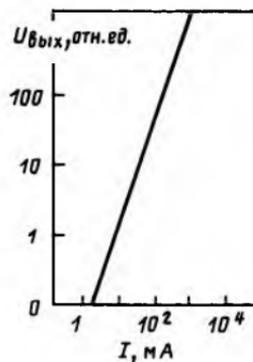


Рис. 4.16. Функция преобразования датчика электрического тока на основе волоконного световода с алюминиевым покрытием

4.4. Одноволоконные интерферометры Саньяка с двунаправленной оптической связью (датчики угловой скорости)

Принцип действия одноволоконных интерферометров, предназначенных для измерения угловой скорости, основан на эффекте Саньяка, который состоит в том, что две электромагнитные

волны, распространяющиеся навстречу друг другу по замкнутому оптическому пути (волоконно-оптической петле), пройдут его за разное время, если эта петля вращается в инерциальном пространстве. Разность времен прохождения петли волнами выражается в относительном смещении интерферирующих волн.

Если две волны одинаковой частоты и поляризации пропустить через одномодовый ВС длиной L , намотанный на катушку диаметром D , то наблюдаемый фазовый сдвиг при вращении катушки вокруг оси с угловой скоростью Ω определится по формуле

$$\varphi_{\text{вр}} = 2\pi D L \Omega / \lambda c = 8\pi S N \Omega / \lambda c, \quad (4.17)$$

где c — скорость света в вакууме; S — площадь поперечного сечения катушки; N — число витков световода; λ — длина волны излучения.

Если частоты рассматриваемых волн различны, то фазовый сдвиг будет постоянно меняться со временем, что уменьшает фазовый сдвиг из-за эффекта Саньяка. Тем не менее в некоторых случаях может быть полезна компенсация фазового сдвига из-за эффекта Саньяка фазовым сдвигом за счет разности частот электромагнитных волн Δf , т. е.

$$2\pi n L \Delta f / c + 2\pi D L \Omega / \lambda c = 0 \quad \text{или} \quad \Delta f = \Omega D / n L,$$

где n — показатель преломления сердцевины световода. Фазовый сдвиг из-за вращения катушки и разности частот в двух направлениях относительно оси вращения линейно зависит от длины световода; разностная частота Δf также зависит от числа витков волноводной катушки. Кроме того, чувствительность к угловой скорости зависит от поляризации излучения [67].

Волоконно-оптические интерферометрические датчики на основе эффекта Саньяка разделяются на два типа:

- одночастотные интерферометры, в которых индуцируемый фазовый сдвиг пропорционален угловой скорости катушки;
- двухчастотные интерферометры, для которых частота биеения пропорциональна угловой скорости.

В одночастотном интерферометре излучение лазера 1 вводится в одномодовый волоконный световод и подается на делителю 2 (например, направленные ответвители) (рис. 4.17). После первого делителя половина мощности излучения остается в основном световоде, другая часть теряется. Далее излучение в световоде подводится ко второму делителю, где оно также делится на две равные части, и затем направляется в два конца волоконно-оптической катушки 4, причем одна часть предварительно проходит через фазовый компенсатор 3, предназначенный, как и в других фазовых датчиках, для поддержания наиболее выгодного режима работы. После прохождения через волоконно-оптическую катушку две части излучения интерферируют на втором и первом делителях. Выходной сигнал может регистрироваться с помощью фотоприемников 5

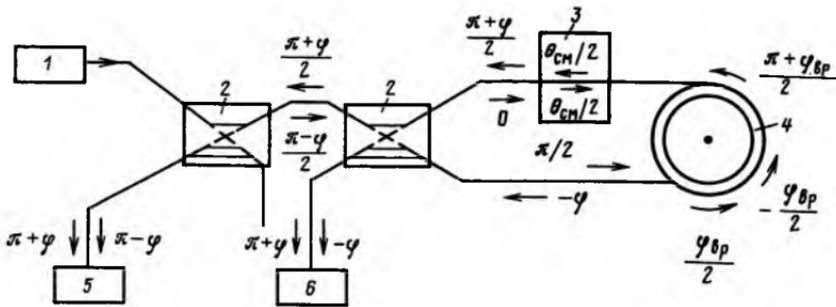


Рис. 4.17. Схема одночастотного одноволоконного интерферометрического датчика угловой скорости:

1—лазер; 2—делители; 3—фазосдвигающий элемент; 4— N -витковая катушка с волоконным световодом; 5 и 6—фотоприемники

и 6 или только 5. В случае двух фотоприемников отношение разности регистрируемых ими мощностей P_1 и P_2 к их сумме с учетом возникающих фазовых сдвигов (см. рис. 4.17) равно

$$(P_2 - P_1)/(P_2 + P_1) = \sin \varphi_{вр}. \quad (4.18)$$

В отличие от одночастотного интерферометра Саньяка, который дает аналоговый сигнал, пропорциональный угловой скорости катушки, двухчастотные интерферометрические датчики имеют цифровой выход. Он определяется биениями частоты, которые представляют собой дискретные приращения угла поворота. Результирующий фазовый сдвиг от вращения и от разности частот должен поддерживаться равным нулю (рис. 4.18).

Акустооптические модуляторы на основе ячейки Брэгга сдвигают частоту лазерного излучения f_0 , вводимого в волоконно-оптическое кольцо 2. Устройство управления длиной оптического пути 3 поддерживает резонанс в волоконно-оптическом кольце для одной из частот лазерного излучения, полученной после прохождения ячейки Брэгга. Другая частота поддерживается на уровне, соответствующем определенной моде волоконно-оптического кольца. Отклонения длины пути и частоты излучения, фиксируемые фазовыми детекторами 6, формируют сигналы управления. Такая схема датчика угловой скорости свободна от ряда трудностей, связанных с построением активных кольцевых лазерных преобразователей, и обеспечивает эффективную развязку волн, распространяющихся по кольцевому световоду. Но весьма серьезной остается проблема создания термостабильного устройства управления длиной оптического пути.

Изменения выходного сигнала одноволоконного интерферометра, связанные с угловой скоростью катушки со световодом, используются в качестве основы для построения волоконно-оптических датчиков угловой скорости. Экспериментальные

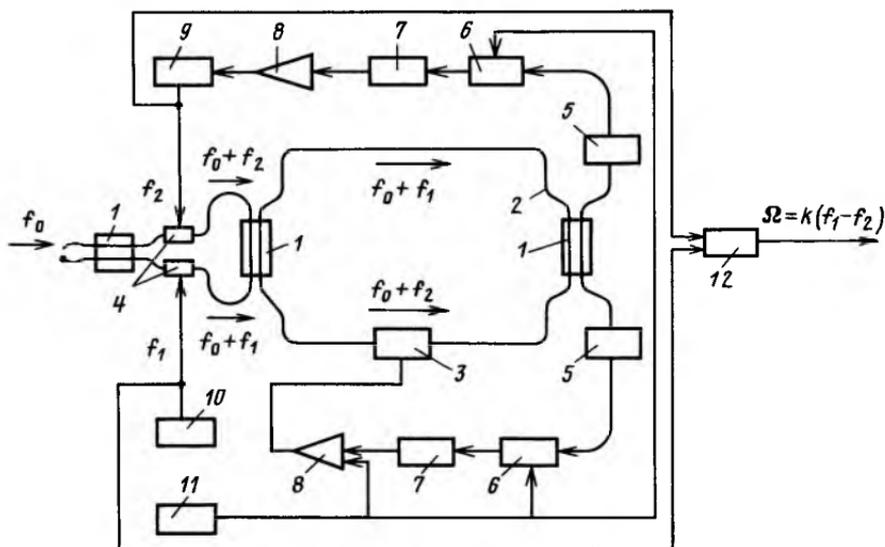


Рис. 4.18. Схема двухчастотного одноволоконного интерферометрического датчика угловой скорости:

1—делители; 2—один виток волоконного световода; 3—устройство управления длиной оптического пути; 4—акустооптические модуляторы; 5—фотодетекторы; 6—фазовые детекторы; 7—интеграторы; 8—усилители; 9—управляемый генератор; 10—генератор; 11—модулятор; 12—вычислитель

образцы таких датчиков имеют минимально детектируемую угловую скорость несколько градусов за час.

Для повышения чувствительности необходимо дальнейшее усовершенствование делителей, устройств контроля поляризации и частоты, фазовых модуляторов, поляризаторов и деполаризаторов, что позволит уменьшить уровень шумов. Описанный в [68] датчик угловой скорости имел световод длиной 850 м, намотанный на катушку диаметром 30 см. Время интегрирования сигналов для таких датчиков составляет приблизительно 30 с при их погрешности не более 0,2 град/ч.

Одной из причин, ограничивающих чувствительность волоконно-оптических датчиков угловой скорости, является взаимодействие отраженных волн. Установлено, что в результате оптического эффекта Керра в нелинейной среде может возникнуть неодинаковая фазовая задержка для взаимнопротивоположных направлений распространения волн, причем индуцируемый эффектом Керра сдвиг фаз в датчике на основе световодов из кварцевого стекла может быть значительно больше, чем фазовый сдвиг из-за эффекта Саньяка. Уменьшение влияния эффекта Керра на характеристики датчика угловой скорости достигается модуляцией мощности источника излучения, что позволяет регулировать нелинейное взаимодействие между волнами, распространяющимися в противоположных

направлениях. Это обеспечивает равенство между средними значениями их фазовых задержек [69].

Влияние температуры на дрейф нуля в гетеродинных волоконно-оптических датчиках угловой скорости можно уменьшить в десятки раз, если контрольное плечо в схеме компенсации подвергнуть таким же температурным воздействиям, что и измерительное [70]. В ряде датчиков в качестве источника излучения используется не лазер, а светодиод, что исключает применение в приборе элемента контроля поляризации.

При анализе свойств волоконно-оптических датчиков угловой скорости обнаружено, что внешнее магнитное поле может внести значительную погрешность в определение угловой скорости из-за эффекта Фарадея. Однако это явление может служить основой для построения датчиков магнитного поля (тока). Изменения выходного сигнала будут возникать, если интеграл $\int \mathbf{H} dl$ вдоль волоконно-оптической петли не равен нулю (\mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля). Если волоконно-оптический датчик угловой скорости сконструирован правильно и на него будет действовать только внешнее магнитное поле Земли, то $\int \mathbf{H} dl = 0$ и дополнительная погрешность от магнитного поля не возникает [71].

Наибольшее применение датчики на основе эффекта Саньяка находят в волоконно-оптических гироскопах [72].

4.5. Выводы

Фазовые (интерферометрические) датчики являются наиболее чувствительными к изменению показателей преломления и конструктивных размеров световода. Это обуславливает возможность эффективного измерения многих внешних воздействий, приводящих к индуцированному изменению показателя преломления, поперечных размеров и длины волоконного световода.

Наиболее широкое распространение получили фазовые датчики на основе интерферометра Маха — Цендера, однако они имеют такие недостатки, как сложность оптической схемы, необходимость использования одномодовых волоконных световодов. Кроме того, такие датчики чувствительны к вибрациям [73, 74].

Требования, предъявляемые к покрытиям ВС таких датчиков, зависят от вида измеряемого физического воздействия. Поэтому материалы покрытий для различных ВОД должны быть разными. Для измерения температуры наиболее часто используются алюминиевые покрытия, магнитного поля — никелевые и никель-кобальтовые, акустических колебаний — тефлоновые; электрического поля — поливинилиденхлоридные и т. д.

Датчики с межмодовой интерференцией в отличие от датчиков на основе интерферометра Маха — Цендера позволяют использо-

вать не два, а одно волокно, причем мало- или многомодовое. Применение одного световода позволяет частично устранить влияние внешних вредных воздействий. Датчики обладают достаточно простой конструкцией. Однако математическое описание характеристик этого вида фазовых датчиков в большинстве случаев отсутствует, что существенно затрудняет их расчет.

Одноволоконные интерферометрические датчики с двунаправленной оптической связью являются единственным типом волоконно-оптических преобразователей, позволяющих измерять угловую скорость. Они отличаются хорошей чувствительностью, позволяют получить как аналоговый, так и цифровой выходной сигнал, значительно проще и дешевле по сравнению с известными инерционными гироскопами [75]. Теоретические расчеты показывают возможность достижения минимально детектируемой угловой скорости 0,1 град/ч и меньше.

В целом фазовые (интерферометрические) датчики являются весьма сложными оптическими преобразователями, практическая реализация которых в определенной мере сдерживается наличием фазовых шумов, возникающих из-за ухода частоты излучения лазерных источников и изменений эффективной длины пути оптических лучей в контрольном плече интерферометра.

Глава 5

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ВОД

5.1. Классификация

При прохождении через оптические среды состояние поляризации излучения может меняться, причем это изменение зависит от внешнего воздействия на оптическую среду магнитного и электрического полей, давления и т. п. Состояние поляризации может изменяться в результате индуцированного вращения эллипсоида поляризации излучения или индуцированного двулучепреломления. Указанные зависимости являются основой для построения поляризационных датчиков (рис. 5.1).

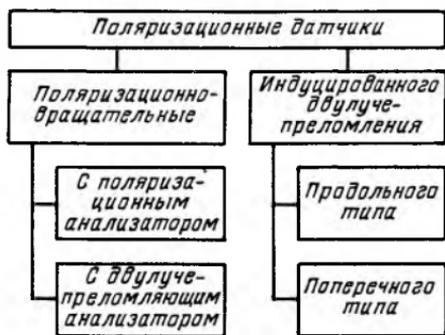


Рис. 5.1. Классификация поляризационных датчиков

5.2. Поляризационно-вращательные датчики

В поляризационно-вращательных датчиках используются специальные оптически активные материалы, в которых наблюдается или возникает индуцированный внешним воздействием поворот эллипсоида поляризации без изменения формы эллипса. В случае линейно поляризованного излучения происходит поворот плоскости его поляризации без изменения линейности.

При воздействии магнитного поля на некоторые материалы в них возникает индуцированная оптическая активность, если магнитное поле имеет компоненту в направлении распространения излучения в материале (эффект Фарадея) [76]. Угол поворота плоскости поляризации

$$\alpha = V_B \int_0^{L_{\text{опт}}} \mathbf{H} dl, \quad (5.1)$$

где $L_{\text{опт}}$ — оптическая длина пути, проходимого излучением в материале, м; V_B — постоянная Верде, рад/А.

Существенным отличием собственной оптической активности материала от оптической активности, возникающей вследствие эффекта Фарадея, является то, что при прохождении активной среды в обратном направлении плоскость поляризации возвращается в исходное положение, а для эффекта Фарадея угол поворота удваивается. Эффект Фарадея проявляется в диамагнитных, парамагнитных и ферромагнитных материалах, однако только для диамагнитных материалов он не зависит от температуры, что и используется для создания измерителей магнитного поля и электрического тока. В таком датчике линейно поляризованное излучение лазера вводится в многомодовый световод, который несколько раз обмотан вокруг токопроводящего цилиндра. Поляризация выходного излучения анализируется с помощью призмы Волластона путем выделения двух взаимно ортогонально поляризованных лучей (рис. 5.2). Распространяющееся по световоду S излучение при взаимодействии с создаваемым током магнитным полем (имеющим компоненту вдоль оси световода) поворачивает плоскость своей поляризации на угол, пропорциональный значению электрического тока.

Для многомодового ВС, имеющего N витков на токопроводящем цилиндре 4 , поворот плоскости поляризации составит с учетом (5.1)

$$\alpha = V_B IN, \quad (5.2)$$

где I — электрический ток, А.

В рассматриваемой конструкции датчика его выходной сигнал не зависит от внешнего поля. Датчик будет реагировать лишь на магнитное поле, создаваемое электрическим током, протекающим по проводящему цилиндру.

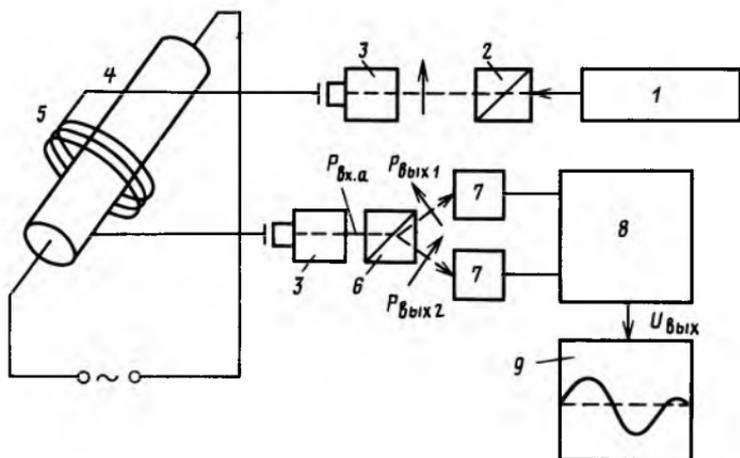


Рис. 5.2. Поляризационный датчик магнитного поля (электрического тока): 1 — лазер; 2 — поляризатор; 3 — микрообъективы; 4 — токопроводящий цилиндр; 5 — световод; 6 — анализатор; 7 — фотодетекторы; 8 — аналоговая электронная схема; 9 — выходной регистратор

Эффект вращения плоскости поляризации может быть зарегистрирован по излучению на выходном торце ВОД. Так как отсутствуют средства непосредственной регистрации положения плоскости поляризации излучения, выходной сигнал должен быть предварительно преобразован в сигнал по интенсивности. Это может быть сделано с помощью поляризационно-оптического анализатора (поляризатора, призмы Волластона).

Максимальная чувствительность и линейность преобразования в сигнал по интенсивности достигаются при угле между плоскостью поляризации анализатора и положением исходной плоскости поляризации (при $I=0$) $\alpha_0=45^\circ$. В этом случае мощность оптического излучения, прошедшего через анализатор, равна

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх.а}} (1 + \sin 2\alpha) / 2, \quad (5.3)$$

где $P_{\text{вх.а}}$ — мощность оптического излучения на входе анализатора.

Из (5.2) и (5.3) следует, что выходной сигнал поляризационно-вращательного датчика нелинейно связан с входным сигналом (электрическим током I), а также что выходной сигнал ВОД зависит не только от входного сигнала, но и от мощности на входе анализатора $P_{\text{вх.а}}$, которая определяется мощностью источника излучения, качеством ввода излучения в ВС и потерями в ВС. Поэтому любое изменение $P_{\text{вх.а}}$ будет приводить к нежелательным изменениям выходного сигнала ВОД.

Для устранения этого явления применяется специальная конфигурация схемы анализатора (см. рис. 5.2). Анализатор (например, призма Волластона) осуществляет разделение подводимого к нему линейно поляризованного излучения на две компоненты $P_{\text{вых}1}$, $P_{\text{вых}2}$, поляризованные взаимно перпендикулярно.

Пусть призма Волластона выделяет поляризации с углом $\alpha_0 = \pm 45^\circ$, тогда мощности излучения, регистрируемые двумя фотоприемниками 7 на ее выходе, равны

$$P_{\text{вых}1} = P_{\text{вх.а}}(1 + \sin 2\alpha)/2; \quad (5.4)$$

$$P_{\text{вых}2} = P_{\text{вх.а}}(1 - \sin 2\alpha)/2. \quad (5.5)$$

Это дает возможность сформировать с помощью дифференциальной электронной схемы сигнал

$$U_{\text{вых}} = k_d (P_{\text{вых}1} - P_{\text{вых}2}) / (P_{\text{вых}1} + P_{\text{вых}2}) = k_d \sin 2\alpha, \quad (5.6)$$

где k_d — постоянная величина, значение которой не зависит от мощности падающего на анализатор излучения. Однако нелинейная связь между $U_{\text{вых}}$ и α ограничивает диапазон углов поворота плоскости поляризации, а следовательно, и измеряемых внешних воздействий (электрического тока I).

Для расширения диапазона разрешенных углов поворота плоскости поляризации, удовлетворяющих требованиям по линейности преобразования, можно использовать следующее выражение [77]:

$$U_{\text{вых.лин}} = U_{\text{вых}} + a U_{\text{вых}}^3 / k_d^2, \quad (5.7)$$

где для малых $U_{\text{вых}}$ $a = 1/6$.

Из (5.6) и (5.7) получим

$$U_{\text{вых.лин}} = k_d (\sin 2\alpha + a \sin^3 2\alpha). \quad (5.8)$$

При этом если для $a = 0$ и линейности преобразования не ниже $\pm 0,15\%$ диапазон углов составляет $2\alpha = \pm 5,5^\circ$, то для $a = 1/6$ он увеличивается до $2\alpha = \pm 21,7^\circ$.

Подобные измерители тока могут работать в условиях сильных электрических полей (измеряемые токи достигали 14 кА); нелинейность измерения была меньше 1%, а рабочая полоса частот простиралась до 5 МГц [78].

Чтобы создать компактный датчик магнитного поля, световод наматывают на катушку; при этом длина ее окружности должна быть равна длине биения мод, обусловленной двулучепреломлением из-за изгиба световода. Так, для 40-витковой катушки диаметром 15 мм, помещенной в поле постоянного магнита 0,29 Тл, поворот плоскости поляризации составляет $1,5^\circ$ [79]. Для улучшения характеристик датчиков магнитного поля применяются также закрученные световоды.

С целью повышения стабильности и чувствительности датчиков магнитного поля используется многократное прохождение

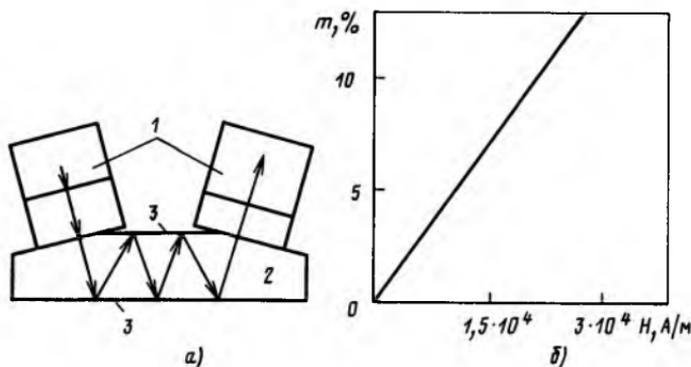


Рис. 5.3. Оптический датчик магнитного поля (а) и коэффициент модуляции m выходного сигнала в зависимости от приложенного магнитного поля (б): 1—устройство для ввода и вывода поляризованного излучения; 2—кристалл силиката висмута; 3—светоотражающие слои

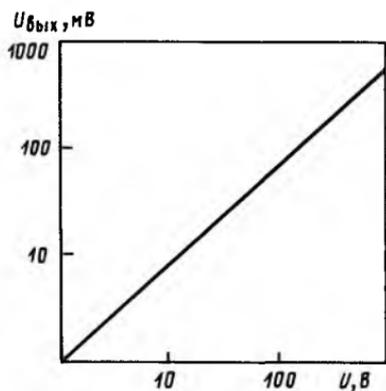
излучения по кристаллам силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SO}_{20}$ (BSO), в которых постоянная Верде (0,03 угл. мин/А при $\lambda = 870$ нм) в 2 раза больше, чем у свинцовых стекол. Они также более стабильны ($1,5 \cdot 10^{-4} \text{ 1/}^\circ\text{C}$) к температурным воздействиям (рис. 5.3, а) [80]. Такие датчики имеют хорошую линейность (погрешность нелинейности примерно 0,25%) при значениях магнитного поля до 21 000 А/м, хотя модуляция оптического сигнала невелика (рис. 5.3, б). Частотный диапазон работы датчика составляет 0,01—20 кГц по уровню 1 дБ, температурная погрешность $+0,75\%$ в интервале от -20 до $+80^\circ\text{C}$, потери 12 дБ.

На основе BSO созданы оптические датчики для измерения сильных электрических полей. Силикат висмута проявляет как оптическую активность, так и электрооптический эффект. С учетом изменения оптической активности относительная выходная мощность излучения после анализатора определяется как

$$\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \pi \frac{U \sin [(\pi U/U_\pi)^2 + (2\psi l)^2]^{1/2}}{U_\pi [(\pi U/U_\pi)^2 + (2\psi l)^2]^{1/2}} \right\},$$

где ψ — показатель оптической активности; l — толщина монокристалла; $U_\pi = \lambda_0 / (2n_0^3 r_{41})$ — полуволновое напряжение; $r_{41} = 4,35 \cdot 10^{-12}$ м/В — электрооптический коэффициент; U — прикладываемое напряжение.

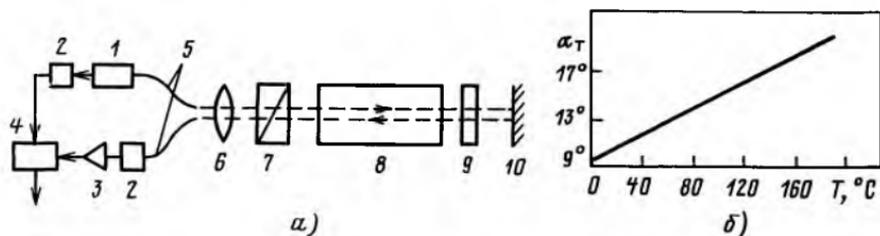
Функция преобразования оптического поляризационного датчика электрического поля [81] имеет нелинейность не более 1% в диапазоне прикладываемых напряжений 0—300 В (рис. 5.4), что соответствует напряженности электрического поля до 2,0 кВ/см. Температурный уход составляет не более $\pm 3\%$ при изменениях температуры от -15 до $+70^\circ\text{C}$.



←
Рис. 5.4. Функция преобразования оптического датчика электрического напряжения

Рис. 5.5. Схема поляризационно-вращательного датчика температуры (а) и зависимость угла поворота плоскости поляризации для кварца от температуры ($\lambda = 0,63$ мкм) (б):

1—лазер; 2—фотодиоды; 3—усилитель; 4—электронная схема сравнения; 5—световоды; 6—объектив; 7—поляризатор-анализатор; 8—кварцевый блок; 9—четвертьволновая пластинка; 10—зеркало



Изменение оптической активности материалов под действием температуры лежит в основе действия поляризационного датчика температуры. Такой датчик состоит из источника когерентного излучения, которое вводится в многомодовый (или одномодовый) световод, подводящий излучение к собственно оптическому датчику. Выходящее из световода излучение коллимируется и поляризуется, а затем проходит через оптически активную среду, например кварц, которая поворачивает плоскость поляризации излучения на угол α_T (рис. 5.5, а). После прохождения четвертьволновой пластинки плоскость поляризации излучения поворачивается дополнительно на угол $\alpha_T - \theta$, где θ —угол поворота быстрой оси четвертьволновой пластинки относительно оси Ox . Двойное прохождение излучения через кварц и эту пластинку, осуществляемое с помощью зеркала, обеспечивает на входе анализатора суммарный угол поворота плоскости поляризации $-2(\alpha_T - \theta)$. Для работы в линейной области должно выполняться условие

$$\theta = \alpha_T(T_0) - \pi/8,$$

где T_0 —среднее значение температуры рассматриваемого температурного диапазона.

Угол поворота α_T (для кварца) линейно зависит от температуры (рис. 5.5, б). Длина кварцевого блока может

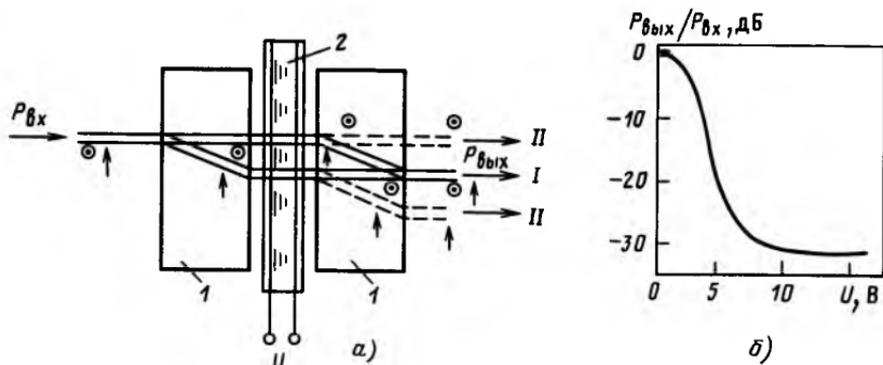


Рис. 5.6. Жидкокристаллическое поляризационно-вращательное устройство ввода излучения в световод (а) и его функция преобразования (б): 1—пластины кальцита; 2—жидкокристаллическая ячейка; положение I: $U=0$; положение II: $U \neq 0$; значки \odot и \uparrow обозначают направления поляризации

составлять 1—2 см. Поляризационно-вращательный датчик показывает хорошую линейность функции преобразования в диапазоне температур 20—180° С и позволяет измерять температуру с точностью $\pm 2^\circ$ С в условиях сильных электрических и магнитных полей [82]. Использование в качестве активной среды некоторых стекол, например флинта, дает возможность также создавать датчики магнитных полей.

Важным условием хорошей работы поляризационно-вращательного датчика является поддержание поляризации введенного в передающий световод излучения, для чего разрабатываются специальные виды ВС, например эллиптическое или плоское с воздушной оболочкой.

Возможность управления поворотом плоскости поляризации излучения используется также для построения электрооптических переключателей. Большинство этих приборов основано на использовании жидкокристаллической твист-структуры в сочетании с двулучепреломляющими кристаллами. Характерным примером является управляемое устройство ввода излучения в волоконный световод (рис. 5.6, а) [83]. Оно состоит из жидкокристаллической твист-структуры 2, расположенной между двумя двулучепреломляющими пластинами 1, выполненными, например, из кальцита. Вводимое излучение падает перпендикулярно на двулучепреломляющую пластину и делится на два луча с взаимно перпендикулярной поляризацией, один из которых распространяется в прежнем направлении, а другой — под некоторым углом к нормали ($6,23^\circ$ для кальцита). После прохождения через двулучепреломляющую пластинку толщиной 5 мм оба луча будут распространяться опять в исходном направлении, но между ними появится зазор примерно в 550 мкм. Жидкокристаллическая ячейка с твист-

структурой поворачивает плоскость поляризации каждого луча на 90° . Далее лучи проходят через второй кристалл кальцита, причем в результате изменения их поляризации на 90° отклоняется первый из них, а второй проходит перпендикулярно. На выходе кристалла лучи соединяются и направляются в торец передающего световода. При подаче управляющего напряжения на ячейку молекулы жидкого кристалла поворачиваются вдоль силовых линий электрического поля, т. е. параллельно направлению распространения излучения через ячейку. Это приводит к потере ее оптической активности, и нижний луч вновь отклоняется при прохождении через вторую пластинку кальцита, в то время как верхний проходит перпендикулярно всей структуре. Таким образом, ни один из лучей не попадает в точку, из которой его можно ввести в торец передающего световода. Напряжения 10 В достаточно, чтобы уменьшить эффективность ввода излучения в световод (независимо от поляризации исходного излучения) на 30 дБ (рис. 5.6, б). Время переключения каналов определяется жидким кристаллом и составляет около 100 мс.

Аналогично строятся переключатели типа 2×2 канала и т. п., в которых в качестве управляемого оптически активного материала также используются жидкие кристаллы. В качестве поляризаторов используются двулучепреломляющие кристаллы, обеспечивающие пространственное разделение взаимно перпендикулярных поляризаций излучения. Подобное жидкокристаллическое поляризационно-вращательное устройство для переключения световодных каналов можно использовать и как весьма чувствительный датчик напряженности электрического поля.

5.3. Поляризационные ВОД с индуцированным двулучепреломлением

Эти датчики основаны на изменении двулучепреломления в оптических средах под действием внешнего возмущения, которое приводит к изменению эллиптичности поляризации излучения и ее пространственной ориентации.

Значительное индуцированное двулучепреломление в ВОД может быть легко достигнуто в результате создания механических напряжений (как продольных, так и поперечных) в материале световода. Поэтому ряд поляризационных датчиков с индуцированным двулучепреломлением (за исключением датчиков электрических полей на основе материалов, в которых проявляется электрооптический эффект Керра и Погкельса) строится по схеме приведения регистрируемого физического воздействия к механическому растяжению или сжатию световода.

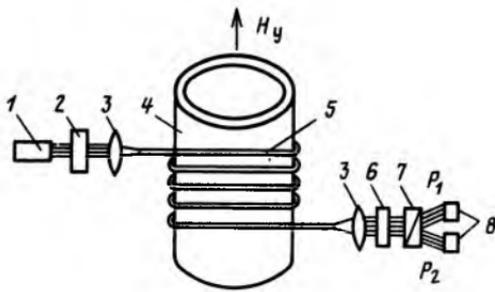


Рис. 5.7. Поляризационный датчик магнитного поля на основе индуцированного двулучепреломления в световоде:

1 — лазер; 2 — поляризатор; 3 — микрообъектив; 4 — никелевый цилиндр; 5 — волоконный световод; 6 — компенсатор; 7 — призма Волластона; 8 — фотоприемники

Для двулучепреломляющего элемента в виде ВС длиной L , к которому приложено поперечное внешнее воздействие, например механическое напряжение в одном направлении, индуцируемая им разность оптических длин пути для двух взаимно перпендикулярных поляризаций излучения равна

$$\Delta L_{\text{опт}} = (n_{\perp} - n_{\parallel})L, \quad (5.9)$$

где n_{\perp} , n_{\parallel} — показатели преломления для излучения, поляризованного перпендикулярно и параллельно фронту внешнего воздействия.

Если исходное излучение, вводимое в оптический элемент, в котором отсутствует наведенное двулучепреломление, поляризовано под углом 45° к фронту внешнего воздействия и анализатор установлен так, что при нулевом внешнем воздействии наблюдается максимальный сигнал после прохождения анализатора, то оптическая мощность на выходе ВОД определится как

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \tau_{\Sigma} \cos^2(\pi \Delta L_{\text{опт}} / \lambda), \quad (5.10)$$

где τ_{Σ} — суммарный коэффициент светопропускания в тракте ВОД.

При приложении внешнего воздействия будет изменяться фаза:

$$\varphi = 2\pi \Delta L_{\text{опт}} / \lambda.$$

Для того чтобы получить выходной сигнал $P_{\text{вых}}$ (или пропорциональный ему ток фотоприемника $I_{\text{фп}}$), линейно зависящий от изменения фазы φ , необходимо обеспечить дополнительный фазовый сдвиг, равный $\pi/4$. Тогда

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \tau_{\Sigma} \cos^2(\varphi/2 + \pi/4) = P_{\text{вх}} \tau_{\Sigma} (1 - \sin \varphi)/2.$$

Если подводимая к ВОД мощность постоянна, то изменение выходной мощности

$$\Delta P_{\text{вых}} = -0,5 P_{\text{вх}} \tau_{\Sigma} \sin \Delta \varphi.$$

Если $\Delta \varphi$ мало, то

$$\Delta P_{\text{вых}} \approx -0,5 P_{\text{вх}} \tau_{\Sigma} \Delta \varphi.$$

При приложении внешнего воздействия в некотором поперечном направлении для исходно изотропной среды можно записать [17]

$$n_{\perp} = n_0 - (n_0^3/2) \varepsilon_t (p_{11} - 2\sigma_{\text{BC}} p_{12}); \quad (5.11)$$

$$n_{\parallel} = n_0 - (n_0^3/2) \varepsilon_t [p_{12} - \sigma_{\text{BC}} (p_{11} + p_{12})], \quad (5.12)$$

где n_0 — показатель преломления при $\varepsilon_t = 0$ (ε_t — относительная деформация в поперечном направлении).

Соответственно

$$\Delta L_{\text{опт}} = -L(n_0^3/2) \varepsilon_t (p_{11} - p_{12})(1 + \sigma_{\text{BC}}). \quad (5.13)$$

Для двулучепреломляющего элемента из двуокиси кремния $n_0 = 1,46$; $p_{11} = 0,27$; $p_{12} = 0,12$ и $\sigma_{\text{BC}} = 0,2$ получаем

$$\Delta L_{\text{опт}} = 0,3L\sigma_t/(\gamma E), \quad (5.14)$$

где σ_t — поперечное механическое напряжение вблизи оси ВС; γ — коэффициент, зависящий от схемы приложения воздействия.

Для измерения магнитного поля используется отрезок одномодового волоконного световода, плотно навитого на катушку из магнестрикционного материала (рис. 5.7) [84]. При подаче магнитного поля катушка деформируется, что приводит к возникновению продольных и поперечных механических напряжений в световоде. Анализ мощностей излучения P_1 и P_2 взаимно перпендикулярных поляризаций, выделенных с помощью призмы Волластона, показывает, что их комбинация $(P_1 - P_2)/(P_1 + P_2)$, которую можно рассматривать как относительное изменение выходного сигнала $P_{\text{вых. отн}}$, есть

$$P_{\text{вых. отн}} = -\sin \Delta\varphi, \quad (5.15)$$

где

$$\Delta\varphi = \Delta(\beta r_k) = \Delta\varphi_{\text{пр}} + \Delta\varphi_{\text{п}};$$

здесь

$$\Delta\varphi_{\text{пр}} = -4,9 \cdot 10^6 \left(1 - 0,27 \frac{r_{\text{в}}}{r_{\text{к}}} \right) \frac{r_{\text{в}}}{r_{\text{к}}} L \frac{\Delta r_{\text{к}}}{r_{\text{к}}};$$

$$\Delta\varphi_{\text{п}} = -2,72 \cdot 10^6 (1 - \sigma_{\text{м}} \varepsilon_y) L \varepsilon_y;$$

$r_{\text{в}}$ — радиус ВС; $r_{\text{к}}$ — радиус катушки; $\Delta\varepsilon_y$ — относительное удлинение катушки вдоль оси Oy ; $\sigma_{\text{м}}$ — коэффициент Пуассона магнестрикционного материала.

Для типичных параметров датчика ($2r_{\text{в}} = 80$ мкм, $r_{\text{к}} = 4,9$ мм, $\Delta r_{\text{к}}/r_{\text{к}} = -0,5\Delta\varepsilon_y$) $P_{\text{вых. отн}}$ определяется осевым напряжением цилиндра, приводящим к боковому сжатию световода и к возникновению $\Delta\varphi_{\text{п}}$. Для достижения хорошей чувствительности датчика его необходимо поместить в смещающее магнитное поле: в случае одномодового световода диаметром 8 мкм и длиной 12,3 см, навитого на никелевый полый цилиндр диаметром 9,8 мм с толщиной стенок 0,5 мм, оно должно

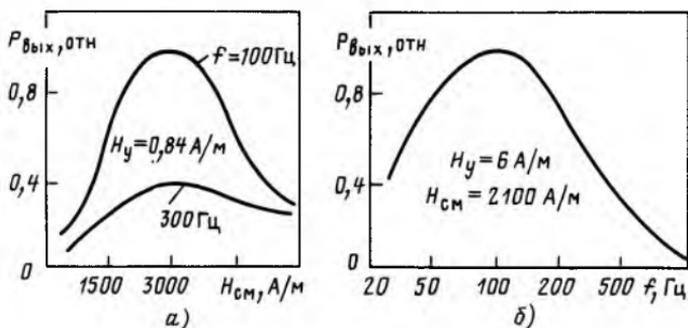


Рис. 5.8. Зависимость относительного выходного сигнала поляризационного датчика от смещающего магнитного поля $H_{см}$ (а) и частоты (б)

быть около 3000 А/м (рис. 5.8, а). Рабочие частоты такого датчика достигают нескольких сотен герц (рис. 5.8, б), а чувствительность составляет около $6 \cdot 10^{-4}$ рад/(А/м), что примерно на три порядка выше, чем при использовании эффекта Фарадея.

Подобную схему можно также применить для датчика акустических колебаний, необходимо лишь изменить материал цилиндра и обеспечить герметизацию внутренней его полости [85]. Под действием акустического давления цилиндр деформируется, но поскольку он изготовлен из эластичного материала, можно рассматривать только изменение внешнего радиуса цилиндра Δr_k . Поэтому

$$\Delta \varphi = (\beta dL/dr_k + Ld\beta/dr_k) \Delta r_k. \quad (5.16)$$

Это означает, что основной вклад в $\Delta \varphi$ вносит $\Delta \varphi_{пр}$. Подобный датчик акустических колебаний с полиэтиленовым цилиндром позволил зарегистрировать изменение $\Delta r_{к. мин}$, соответствующее давлению $p_{мин} = 4,2 \cdot 10^2$ мкПа на метр световода, что ниже уровня шумов мирового океана.

Если же световод разместить между жесткими пластинами, на которые воздействует акустическое поле, то появится возможность использовать боковое напряжение, как и в датчике магнитного поля.

Для создания двулучепреломляющих поляризационных датчиков, в которых отсутствует воспринимающий внешнее воздействие цилиндр, применяются световоды с фотоупругими покрытиями, изменяющие свои параметры под действием усилия. Для регистрации температуры используются закрученные одномодовые световоды.

Двулучепреломляющие свойства материалов можно использовать при изготовлении из них оптических деталей (брусков, балок и т. д.), воспринимающих прикладываемое усилие. Это

служит основой для создания акселерометров, гидрофонов, преобразователей усилия, температуры [86, 87], которые включают в себя кроме двулучепреломляющего блока анализатор, поляризатор, четвертьволновую пластинку, а также волоконные световоды, подводящие и отводящие излучение.

5.4. Поляризационная оптическая рефлектометрия с временным разделением

Для измерения распределения потерь вдоль всей длины ВС, возникающих при вариациях внешних полей (электрического, магнитного, температурного и т. д.), удобно использовать метод оптической рефлектометрии с временным разделением (ОРВР) и его разновидность — поляризационную ОРВР. В поляризационно-оптическом рефлектометре с временным разделением (ПОРВР) (рис. 5.9) [76] узкий лазерный импульс запускается в одномодовый ВС через поляризационно-независимый разделитель мод, который может быть выполнен в виде Y-ответвителя или двулучепреломляющей пластины. Возбуждение лазера происходит при помощи запускающего импульса, который одновременно запускает осциллограф. Рэлеевское отражение, которое испытывает импульс при прохождении через ВС, является изотропным и не изменяет основного поляризационного состояния. Тем не менее внешним полем может быть вызвано изменение поляризации, которое является функцией положения вдоль оптической оси $F_{\text{вн}}(l)$. Предположим, что влияние внешнего поля $F_{\text{вн}}(l)$ проявляется в виде двулучепреломления, которое линейно связано с $F_{\text{вн}}(l)$. В этом случае разность показателей преломления двух нормальных

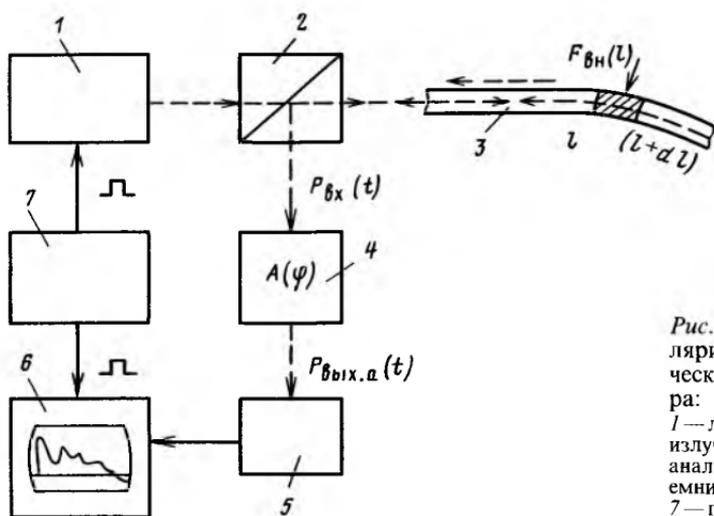


Рис. 5.9. Схема поляризационно-оптического рефлектометра:

1 — лазер; 2 — делитель излучения; 3 — ВС; 4 — анализатор; 5 — фотоприемник; 6 — осциллограф; 7 — генератор импульсов

мод представляется в виде $\Delta n(l) = k' F_{\text{вн}}(l)$. Для элемента ВС на участке от l до $l+dl$ это приведет к разнице между нормальными модами:

$$d\varphi(l) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(l) dl = k_\lambda F_{\text{вн}}(l) dl, \quad (5.17)$$

где $k_\lambda = 2\pi k' / \lambda$ — постоянная для данной длины волны. Следовательно, для разности фаз при длине ВС l имеем

$$\varphi(l) = k_\lambda \int_0^l F_{\text{вн}}(l) dl. \quad (5.18)$$

Если фазовая задержка не зависит от направления распространения излучения, т. е. $d\varphi(l) = d\varphi(-l)$, то такая же фазовая задержка имеет место для отраженного света, возвращающегося в начало пути ($l=0$). Следовательно, общая фазовая задержка вернувшегося в начало пути света, прошедшего через световод длиной l , составляет $2\varphi(l)$. Для практических целей целесообразно наблюдаемую фазовую задержку представить как функцию времени:

$$2\varphi(l) \rightarrow \varphi(t), \quad (5.19)$$

где $t = 2l/c_{\text{ВС}}$; $c_{\text{ВС}}$ — скорость света в ВС; $c_{\text{ВС}} = c/n_{\text{ВС}}$.

Предположим теперь, что для того, чтобы измерить $\varphi(t)$, используется поляризационный анализатор. Для него зависимость пропускания сигнала от фазы $\varphi(t)$ представим в виде $A\{\varphi\}$. Поэтому мощность, прошедшая через поляризационный анализатор, будет равна

$$P_{\text{вых. а}}(t) = P_{\text{вх}}(t) A\{\varphi(t)\}. \quad (5.20)$$

Теперь из уравнений (5.18) и (5.19) следует, что

$$\varphi(t) = 2k_\lambda \int_0^{c_{\text{ВС}}t/2} F_{\text{вн}}(l) dl,$$

а

$$F_{\text{вн}}(l) = F_{\text{вн}}(0) + \frac{1}{c_{\text{ВС}}k_\lambda} \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad (5.21)$$

Из уравнения (5.20) получим

$$\varphi(t) = A^{-1} [P_{\text{вых. а}}(t) / P_{\text{вх}}(t)],$$

где A^{-1} представляет собой инверсию A . Следовательно,

$$F_{\text{вн}}(l) = F_{\text{вн}}(0) + \frac{1}{c_{\text{ВС}}k_\lambda} \frac{d}{dt} \left\{ A^{-1} \left[\frac{P_{\text{вых. а}}(t)}{P_{\text{вх}}(t)} \right] \right\}. \quad (5.22)$$

Таким образом, знание вида A вместе с измерением мощности перед анализатором $P_{\text{вх}}(t)$ и мощности после анализатора $P_{\text{вых. а}}(t)$ позволяет определить распределенную функцию $F_{\text{вн}}(l)$.

Рассмотрим случай, когда функция $F_{\text{вн}}(l)$ описывает распределенное магнитное поле вдоль оси ВС. При использовании магнитооптического эффекта Фарадея происходит вращение направления поляризации линейно поляризованного луча, распространяющегося по ВС. Это вращение пропорционально линейному интегралу от магнитного поля вдоль оси ВС.

Поворот плоскости поляризации на угол $\alpha(l)$, который возникает после прохождения излучения до l и обратно, соответствует половине суммарной задержки. Поэтому

$$\varphi(t) = 2\alpha(t) = 4V_{\text{в}} \int_0^l \mathbf{H}(l) dl = 4V_{\text{в}} \int_0^l H_l(l) dl,$$

где $H_l(l)$ — компонента \mathbf{H} вдоль оси ВС; $V_{\text{в}}$ — постоянная Верде. Следовательно,

$$H_l(l) - H_l(0) = \frac{1}{2V_{\text{в}} c_{\text{вс}}} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{1}{c_{\text{вс}} V_{\text{в}}} \frac{dP(t)}{dt}, \quad (5.23)$$

где $H_l(0)$ — поле на входе в ВС ($l=0$).

Для уменьшения погрешности измерения возможно производить усреднение по результатам прохождения импульсов по волоконному световоду. Это приводит к сужению полосы частот ПОРВР, так как последующий импульс не может быть послан до тех пор, пока предыдущий не возвратился в точку $l=0$. Таким образом, минимальное время $t_{\text{мин}}$ для прохождения N импульсов равно

$$t_{\text{мин}} = 2NL_{\text{макс}}/c_{\text{вс}},$$

где $L_{\text{макс}}$ — максимальная длина контролируемого ВС. Следовательно, полоса частот Δf ПОРВР равна $\Delta f = 1/t_{\text{мин}} = c_{\text{вс}}/(2NL_{\text{макс}})$ и при длине ВС несколько сотен метров и $N > 10$ Δf достигает нескольких кГц. Для $V_{\text{в}} = 1,5 \cdot 10^{-5}$ рад \cdot А $^{-1}$ минимально детектируемое продольное поле составляет $\Delta H_{\text{мин}} = (433/N^{1/2}) \text{А} \cdot \text{м}^{-1}$.

Аналогично получено [76]:

для поперечного электрического поля $E_{\text{п}}(l)$

$$E_{\text{п}}^2(l) - E_{\text{п}}^2(0) = \frac{1}{2\pi B_{\text{к}} c_{\text{вс}}} \frac{d\varphi(t)}{dt},$$

где $B_{\text{к}}$ — постоянная Керра;

для поля давления, определяемого через поперечные напряжения $\sigma_t(l)$,

$$\sigma_t(l) - \sigma_t(0) = \frac{\lambda E}{\pi n^3 (1 + \sigma_{\text{вс}})(\rho_{12} - \rho_{11}) c_{\text{вс}}} \frac{d\varphi(t)}{dt},$$

для поля температуры $T(l)$, приводящего к возникновению поперечных напряжений σ_t ,

$$T(l) - T(0) = \frac{1}{k_T \eta \sigma_{\text{ВО}} c_{\text{ВО}}} \frac{d\varphi(t)}{dt},$$

где $k_T = \pi l^3 (1 + \sigma_{\text{ВО}}) (p_{12} - p_{11}) / \lambda E$; η — температурный коэффициент индуцированного двулучепреломления.

5.5. Выводы

Поляризационные датчики отличаются от амплитудных и интерферометрических наличием поляризаторов и анализаторов. Эти элементы, как правило, должны устанавливаться в месте получения первичной информации, что связано с возможной деполяризацией излучения или дополнительным двулучепреломлением, которое могут внести подводящие и отводящие волоконные световоды. Такое расположение поляризаторов, выполняемых обычно на основе органических пленок, существенно ограничивает область применения поляризационных датчиков, снижает верхний предел рабочих температур до $50\text{—}60^\circ\text{C}$. Использование скрещенных поляризатора и анализатора, располагаемых последовательно по световому лучу, вызывает значительные потери в оптической системе и уменьшает регистрируемую фотоприемником мощность примерно на два порядка, что в свою очередь с учетом малости мощностей используемых обычно в ВОД источников излучения приводит к уменьшению динамического диапазона поляризационных датчиков.

Поляризационно-вращательные датчики пригодны для регистрации напряженности магнитного и электрического полей, температуры, однако обладают меньшей чувствительностью, чем поляризационные датчики с индуцированным двулучепреломлением. Датчики с индуцированным двулучепреломлением помимо указанных применений можно использовать для регистрации ряда механических воздействий (усилия, давления, перемещения). В последнем случае оптические материалы используются как конструкционные, воспринимающие внешнее механическое воздействие, что устанавливает дополнительные требования к ним по механической прочности.

ВОПРОСЫ РАСЧЕТА И ПРИМЕНЕНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ АМПЛИТУДНОГО ТИПА

Глава 6

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АМПЛИТУДНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ С ГРАНИЧНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. Преобразования входной физической величины

В состав амплитудного ВОД с граничной модуляцией оптического излучения входят источник излучения (ИИ), управляемый световод (УС), подводящие к нему излучение и отводящие излучение волоконные световоды (ВС) и фотоприемник (ФП) (рис. 6.1) [88].

Управляемый световод представляет собой звено, в котором происходит преобразование физического воздействия $F_{вх}$ в изменение параметров оптического колебания, выходящего из

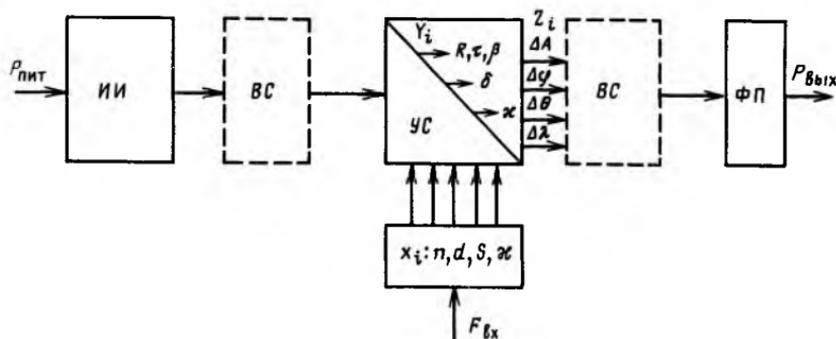


Рис. 6.1. Общая структура ВОД с граничной модуляцией оптического излучения

УС. Подводимое к УС оптическое излучение, распространяясь в нем, претерпевает внутренние отражения от его границ. Регистрация оптического сигнала осуществляется с помощью фотоприемника. При необходимости размещения в зоне измерения только УС связь его с ИИ и фотоприемником осуществляется с помощью ВС.

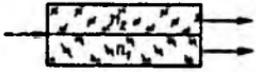
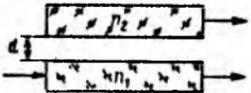
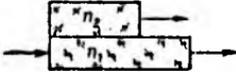
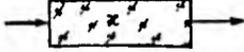
Непосредственное преобразование входной физической величины в оптический сигнал обеспечивают следующие элементарные схемы оптической модуляции, реализуемые в управляемых световодах (табл. 6.1). Это — три оптические схемы с граничной модуляцией (с переменным показателем преломления n на границе световода; с переменным зазором d между световодом n_1 и внешней средой n_2 , определяющим возникновение оптического туннельного эффекта на границе световода; с переменной площадью оптического контакта S внешней среды со световодом) и схема с переменным поглощением и рассеянием, определяемым коэффициентом экстинкции κ .

Входные величины $F_{вх}$ (электрические — напряженность электрического поля E , напряжение U , ток I ; магнитные — напряженность магнитного поля H ; оптические — мощность оптического излучения P ; механические — усилие F , давление p , перемещение l , частота вибрации f ; тепловые — температура T ; акустические — давление p и т. п.) различной физической природы благодаря использованию большого разнообразия эффектов и явлений (см. гл. 2) позволяют осуществлять управление первичными изменяемыми параметрами X_i , к которым относятся показатель преломления n , зазор d , площадь S и коэффициент экстинкции κ , соответствующие используемой оптической схеме управляемого световода [89].

Так как изменение первичных параметров X_i в общем случае не приводит к изменению параметров оптического излучения Z_j , распространяющегося по управляемому световоду, целесообразно выделять промежуточные параметры Y_i , которые непосредственно влияют на Z_j . Промежуточный параметр Y_i имеет однозначное соответствие с первичным изменяемым параметром X_i при рассмотрении конкретной элементарной схемы ВОД.

Так, в первой схеме первичный изменяемый параметр n посредством влияния на отражательную R_n , пропускательную \mathcal{T}_n способность границы раздела световод (n_1) — внешняя среда (n_2) (или постоянную распространения излучения β в волноводном варианте) управляет выходными параметрами оптического излучения Z_j ; во второй схеме первичный параметр d приводит к изменению промежуточного параметра R_d , \mathcal{T}_d или β ; в третьей схеме первичный параметр S изменяет R_S , \mathcal{T}_S или β ; в четвертой схеме сам первичный параметр κ оказывает влияние на параметры оптического излучения Z_j , и поэтому можно считать, что κ является промежуточным параметром Y_i для рассматриваемой схемы.

Таблица 6.1. Амплитудные ВОД на основе управляемых световодов

Входные и выходные физические величины и параметры	Первичные изменяемые параметры			
	 $n - n_1, n_2 - \lambda, d$	 $d - \lambda, n$	 $S - \lambda, n$	 $n - \lambda, d$
Электрические (E, U, I)	Электрооптический эффект	Обратный пьезоэлектрический эффект	Обратный пьезоэлектрический эффект	Эффект Франца — Келдыша, электрохимические явления
Магнитные (H)	Магнитооптический эффект	Силы магнитного притяжения	Силы магнитного притяжения	—
Оптические (P)	Индукцированное изменение n	—	Индукцированное изменение площади S	Сдвиг полосы поглощения
Механические (F, p, l, f)	Фотоупругость	Давление, усилие, перемещение	Давление, усилие, перемещение	Введение рассеивающих элементов
Тепловые (T)	Тепловое изменение n	TKL	TKL	Сдвиг полосы поглощения
Акустические (p)	Акустооптический эффект	Давление	Давление	Индукцированное рассеяние
Промежуточные параметры Y_i	$R_n(\mathcal{F}_n)$	$R_d(\mathcal{F}_d)$	$R_S(\mathcal{F}_S)$	κ
Выходные оптические параметры Z_j	$\Delta A, \Delta \theta$	$\Delta A, \Delta \lambda, \Delta \theta$	$\Delta A, \Delta \theta$	$\Delta A, \Delta \lambda$

В качестве выходных параметров оптического излучения можно выделить те, которые в дальнейшем можно зарегистрировать с помощью простейшего фотоприемника. К ним относятся амплитуда сигнала A , угол распространения θ и спектральная характеристика излучения P_λ .

Следует отметить, что в этих схемах модуляции можно получить выходной оптический сигнал с различными переменными параметрами.

При выборе конкретной схемы построения ВОД необходимо производить оценку получаемого коэффициента чувствительности оптической системы к входной физической величине $\partial Z_j / \partial F_{\text{вх}}$, который определяется через промежуточные коэффициенты $\partial X_i / \partial F_{\text{вх}}$, $\partial Y_i / \partial X_i$, $\partial Z_j / \partial Y_i$:

$$\frac{\partial Z_j}{\partial F_{\text{вх}}} = \frac{\partial X_i}{\partial F_{\text{вх}}} \frac{\partial Y_i}{\partial X_i} \frac{\partial Z_j}{\partial Y_i}.$$

Для построения ВОД могут быть использованы не только рассмотренные элементарные схемы модуляции, но и их комбинации. Комбинации схем модуляции целесообразно использовать в случае необходимости повышения коэффициента чувствительности к входной физической величине $F_{\text{вх}}$ или для уменьшения чувствительности к паразитному воздействию [90, 91].

Наличие нескольких выходных параметров оптического излучения, поддающихся измерению, позволяет одновременно производить в комбинированной схеме измерение различных физических величин [92].

6.2. Прохождение луча по управляемому световоду амплитудного ВОД с граничной модуляцией оптического излучения

Пусть распространение излучения в управляемом световоде (УС), представляющем собой световод с показателем преломления n_1 , одна из плоскостей которого граничит с подложкой, а другая доступна для контакта со внешней средой, при отсутствии воздействия на внешнюю среду осуществляется путем полных внутренних отражений (ПВО) от границ световод—подложка (показатель преломления n_0) и световод—внешняя среда (показатель преломления n_2) (рис. 6.2). Угол падения луча на границу световод—внешняя среда θ_{1i} выберем равным критическому углу ПВО $\theta_{1\text{кр}}$, т. е.

$$\theta_{1i} = \theta_{1\text{кр}} = \max \{ \arcsin(n_{20}/n_1), \arcsin(n_0/n_1) \}, \quad (6.1)$$

где n_{20} — начальный показатель преломления внешней среды.

Допустим, что $n_0 < n_2 < n_1$, тогда

$$\theta_{1i} = \theta_{1\text{кр}} = \arcsin(n_{20}/n_1). \quad (6.2)$$

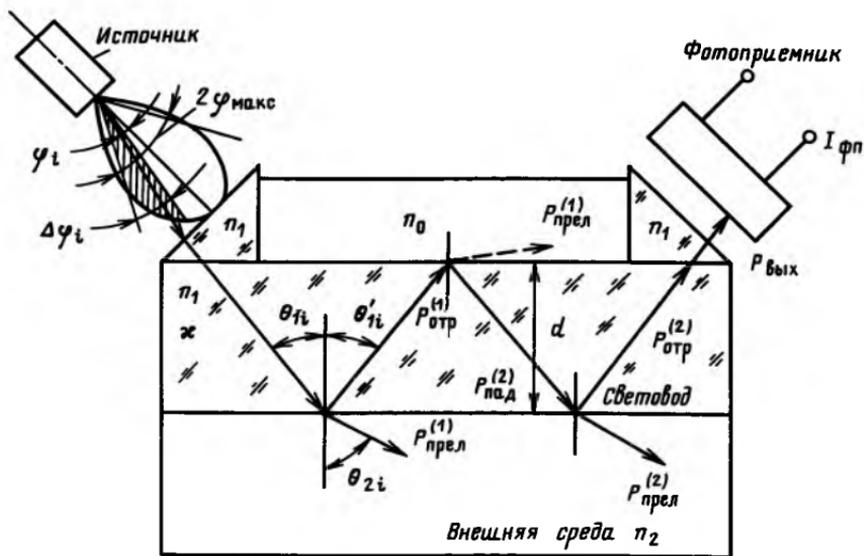


Рис. 6.2. Оптическая схема управляемого световода с граничной модуляцией оптического излучения

Допустим также, что некоторое воздействие $F_{вх}$ на внешнюю среду приведет к увеличению ее эффективного показателя преломления $n_2(F_{вх})$ и, следовательно, на границе раздела световод—внешняя среда не будет сохраняться условие ПВО. При этом в соответствии с выбранными начальными условиями мощность луча, отраженного от границы световод—внешняя среда, $P_{отр}^{(1)}$ для луча, плоскость поляризации которого перпендикулярна плоскости падения, определяется выражением

$$P_{отр \perp}^{(1)}(n_2) = R_{\perp}(n_2) P_{пад \perp}^{(1)}, \quad (6.3)$$

где $P_{пад}^{(1)}$ — мощность падающего излучения; $R_{\perp}(n_2)$ — отражательная способность границы световод—внешняя среда для \perp -поляризации.

Аналогично для луча с взаимно перпендикулярной поляризацией

$$P_{отр \parallel}^{(1)}(n_2) = R_{\parallel}(n_2) P_{пад \parallel}^{(1)}, \quad (6.4)$$

где $R_{\parallel}(n_2)$ — отражательная способность границы световод—внешняя среда для \parallel -поляризации.

Для естественного света

$$P_{отр}^{(1)}(n_2) = 0,5 [R_{\perp}(n_2) + R_{\parallel}(n_2)] P_{пад}^{(1)}. \quad (6.5)$$

При этом мощность преломленного луча

$$P_{прел}^{(1)}(n_2) = P_{пад}^{(1)} - P_{отр}^{(1)}(n_2).$$

Перераспределение световой энергии между преломленным лучом $P_{прел}^i(n_2)$ и отраженным $P_{отр}^i(n_2)$ в соответствии

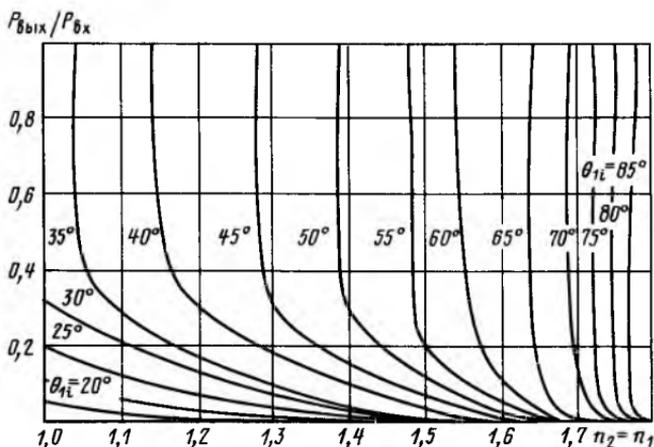


Рис. 6.3. Зависимость $P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}=f(n_2)$ при различных углах падения потока излучения

с формулами (6.3) — (6.5) происходит при каждом i -м отражении от модулируемой границы сред. Поэтому, обозначив $P_{\text{отр}}^{(k)}(n_2) = P_{\text{вых}}(n_2)$, $P_{\text{пад}}^{(1)} = P_{\text{вх}}$, получим выражения для выходных сигналов после k отражений от границы раздела в виде

$$P_{\text{вых}\perp}(n_2) = R_{\perp}^k(n_2) P_{\text{вх}\perp}; \quad (6.6)$$

$$P_{\text{вых}\parallel}(n_2) = R_{\parallel}^k(n_2) P_{\text{вх}\parallel}; \quad (6.7)$$

$$P_{\text{вых}}(n_2) = 0,5 [R_{\perp}^k(n_2) + R_{\parallel}^k(n_2)] P_{\text{вх}} \quad (6.8)$$

для \perp -, \parallel -поляризаций и естественного света соответственно.

Для плоского управляемого световода длиной L и толщиной d_c число отражений

$$k = \text{entier}(L/2d_c \text{tg}\theta_{1i}). \quad (6.9)$$

С учетом начальных условий

$$k = \text{entier}(L \sqrt{n_1^2 - n_{20}^2} / 2d_c n_{20}). \quad (6.10)$$

Из выражений (6.6) — (6.8) следует, что при наличии внешних воздействий $F_{\text{вх}}$, приводящих к изменению эффективного показателя преломления $n_2(F_{\text{вх}})$, происходит изменение выходной мощности $P_{\text{вых}}(n_2)$. Если показатель преломления $n_2(F_{\text{вх}})$ равен показателю n_1 , то мощность $P_{\text{вых}}(n_2)$ для любой поляризации равна нулю.

В случае нескольких десятков отражений луча от модулируемой границы и при изменении $n_2(F_{\text{вх}})$ на величину $\Delta n_2 \leq \leq n_{20} \cdot 10^{-3}$ в рассматриваемой схеме модуляции выходная мощность $P_{\text{вых}\perp}(n_2)$ становится практически равной нулю.

При изменении угла падения луча θ_{1i} кривые, характеризующие изменение отношения мощностей $P_{\text{вых}}(n_2)$ и $P_{\text{вх}}$, будут

перемещаться по оси показателя преломления n_2 , имея, однако, общую точку при $n_2 = n_1$ (рис. 6.3).

При изменении угла θ_{1i} при одном и том же исходном значении показателя n_{20} одинаковое значение отношения $P_{\text{вых}}(n_2)/P_{\text{вх}}$ достигается при различных величинах Δn_2 : чем больше будет θ_{1i} по отношению к критическому углу $\theta_{1\text{кр}}$, тем больше необходимое изменение Δn_2 .

Такая оптическая схема модуляции обладает высокой чувствительностью к изменению эффективного показателя преломления n_2 . Ее достоинством является возможность работы с неполяризованным и некогерентным излучением.

6.3. Определение положения лучей диаграммы направленности излучения на выходе из управляемого световода

При расчете характеристик ВОД на основе УС необходимо определять как энергетические параметры излучения на выходе УС, так и геометрическое положение диаграммы направленности (ДН), которое характеризуется осевым и предельными лучами. Осевой луч ДН показывает направление максимума интенсивности излучения, а предельные лучи — угловую расходимость [93].

Оптическая схема плоского УС представлена на рис. 6.4. Оптическая ось системы представляет собой ломаную линию, составляющую некоторый угол с преломляющими поверхностями УС, и совпадает в световоде с направлением распространения луча. Разобьем оптическую схему опорными плоскостями, проходящими через точки излома луча ДН. Поскольку луч проходит через систему преломляющих поверхностей, для

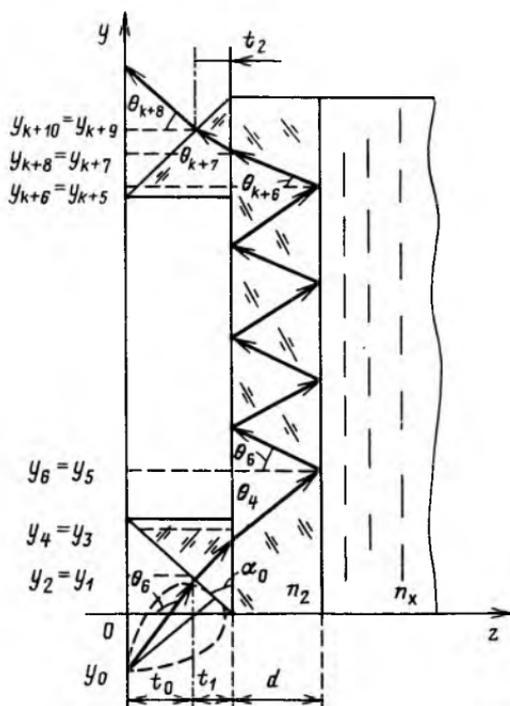


Рис. 6.4. Оптическая схема плоского управляемого световода с призмным вводом—выводом излучения

исследования его поведения нужно рассмотреть перемещение луча между двумя преломляющими поверхностями и преломление на них.

Уравнения для этих двух процессов можно записать в матричной форме [94]:

$$\begin{bmatrix} y_{i+1} \\ \theta_{i+1} \end{bmatrix} = \mathbf{A} \begin{bmatrix} y_i \\ \theta_i \end{bmatrix} + \mathbf{\Pi}_i, \quad (6.11)$$

где y_i, θ_i — параметры луча ДН, характеризующие высоту, на которой луч пересекает опорную плоскость, и угол между лучом и осью Oz ; $\mathbf{\Pi}_i$ — вектор поворота оси системы; \mathbf{A} — матрица преобразования луча; i — номер преломляющей поверхности на пути распространения луча.

При распространении луча по оптическому промежутку толщиной t_i угол, под которым распространяются лучи, остается постоянным на протяжении всего промежутка, а изменение параметра y_i описывается следующим уравнением:

$$y_{i+1} = y_i + t_i \operatorname{tg} \theta_i. \quad (6.12)$$

Для узких ДН ее лучи близки к параксиальным. Переход к параксиальному приближению допускает замену $\operatorname{tg} \theta_i$ и $\sin \theta_i$ на θ_i .

С учетом указанной выше замены перемещение луча в оптическом промежутке в матричной форме запишется следующим образом:

$$\begin{bmatrix} y_{i+1} \\ \theta_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & t_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_i \\ \theta_i \end{bmatrix}, \quad (6.13)$$

Перемещение луча вправо описывается матрицей перемещения

$$\mathbf{T}_i = \begin{bmatrix} 1 & t_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (6.14)$$

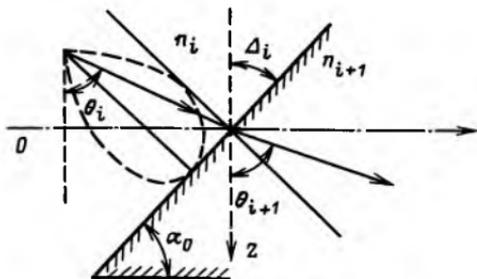
где t_i — толщина оптического промежутка.

На рис. 6.5 показана схема преломления луча ДН на поверхности раздела сред с показателями преломления n_i и n_{i+1} . Преломляющая поверхность составляет острый угол Δ_i с осью Oz . Применяя закон Снеллиуса к рассматриваемому лучу ДН и учитывая соотношение параметров оптической системы, в параксиальном приближении можно записать

$$n_i [\pi/2 - (\theta_i + \Delta_i)] = n_{i+1} [\pi/2 - (\theta_{i+1} + \Delta_i)]. \quad (6.15)$$

После преобразований, учитывая постоянство параметра y , запишем уравнение для преломляющей поверхности в матричной форме:

Рис. 6.5. Преломление оптического луча на поверхности раздела двух сред



$$\begin{bmatrix} y_{i+1} \\ \theta_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_i}{n_{i+1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_0 \\ \theta_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ (\pi/2 - \Delta_i)(n_{i+1} - n_i)/n_{i+1} \end{bmatrix}, \quad (6.16)$$

т. е. мы получили матрицу преломления \mathbf{R}_i и вектор поворота оси системы в следующем виде:

$$\mathbf{R}_i = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_i}{n_{i+1}} \end{bmatrix}; \quad \mathbf{\Pi}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ (\pi/2 - \Delta_i)(n_{i+1} - n_i)/n_{i+1} \end{bmatrix}. \quad (6.17)$$

При отражении луча ДН от плоской поверхности, перпендикулярной оси Oz , направление луча и знак угла меняются на противоположные. В результате получаем матрицу отражения

$$\mathbf{R}'_i = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (6.18)$$

Если луч света отражается от параллельных плоскостей, перпендикулярных направлению прохождения излучения, то положение луча после k отражений определяется путем возведения в степень k произведения матриц $\mathbf{T}_i \times \mathbf{R}'_i$ с учетом того, что знак t_i меняется при каждом отражении на противоположный. Поэтому прохождение луча ДН по плоскому УС описывается следующей матрицей:

$$\mathbf{T}_i^k = (\mathbf{T}_i \times \mathbf{R}'_i)^k = \begin{bmatrix} 1 & k t_i \\ 0 & (-1)^k \end{bmatrix}. \quad (6.19)$$

В матрицу преломления входит параметр t_i , который при наклоне преломлений поверхности к оптической оси зависит от предыдущего значения угла θ_i . Поэтому при расчете оптических систем с наклонными к их оптической оси преломляющими поверхностями необходимо определить толщину оптического промежутка.

Для расчета параметров ДН на выходе УС справедлив следующий алгоритм.

1. По известному значению воздушного зазора между источником излучения (ИИ) и первой преломляющей поверхностью $y_{\text{ИИ}}$, а также по угловому положению луча ДН относительно ее оси θ_0 рассчитывается оптический промежуток:

$$t_0 = (y_{\text{ИИ}} \cos \theta_0) / \cos(\theta_0 - \alpha_0), \quad (6.20)$$

где α_0 — угол при основании призмы.

2. Определяется положение луча после его прохождения через оптический промежуток и преломления на поверхности призмы:

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \mathbf{R}_1 \mathbf{T}_0 \begin{bmatrix} y_0 \\ \theta_0 \end{bmatrix} + \mathbf{P} \begin{bmatrix} 1 & t_0 \\ 0 & n_0/n_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_0 \\ \theta_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \alpha_0(n_1 - n_0)/n_1 \end{bmatrix}. \quad (6.21)$$

3. Рассчитывается оптический промежуток t_1 по полученной из геометрических соотношений параметров УС формуле

$$t_1 = [x_{\text{ИИ}} + y_{\text{ИИ}} \operatorname{tg}(\theta_0 - \alpha_0)] \cos \alpha_0, \quad (6.22)$$

где $x_{\text{ИИ}}$ — координата точки ввода излучения источника.

4. Положение луча ДН после его прохождения через оптический промежуток t_1 и преломления на первой преломляющей поверхности определяется из условия

$$\begin{bmatrix} y_4 \\ \theta_4 \end{bmatrix} = \mathbf{R}_3 \mathbf{T}_2 \begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & t_1 \\ 0 & n_1/n_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix}. \quad (6.23)$$

5. Вычисляется количество отражений от боковых плоскостей УС:

$$k = \operatorname{entier} \frac{L - y_4}{2d_c \operatorname{tg} \theta_4}, \quad (6.24)$$

где L_c , d_c — соответственно длина и толщина УС.

6. Определяется положение луча после k отражений, прохождения его до преломляющей поверхности и преломления на ней:

$$\begin{bmatrix} y_{k+8} \\ \theta_{k+8} \end{bmatrix} = \mathbf{R}_{k+7} \mathbf{T}_{k+6} (\mathbf{R}_5 \mathbf{T}_4)^k \begin{bmatrix} y_4 \\ \theta_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & (k+1)d_c \\ 0 & (-1)^k n_2/n_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_4 \\ \theta_4 \end{bmatrix}. \quad (6.25)$$

7. Размер оптического промежутка t_2 рассчитывается для треугольника с углами при основании α_0 и $\pi/2 - \theta_{k+7}$:

$$t_2 = \frac{(L - y_{k+7}) \cos \theta_{k+7} \sin \alpha_0}{\cos(\alpha_0 - \theta_{k+7})}. \quad (6.26)$$

8. На последнем этапе определяется положение луча после его прохождения через оптический промежуток t_2 и преломления на выходной поверхности призмы:

$$\begin{bmatrix} y_{k+10} \\ \theta_{k+10} \end{bmatrix} = \mathbf{R}_{k+9} \mathbf{T}_{k+8} \begin{bmatrix} y_{k+8} \\ \theta_{k+8} \end{bmatrix} + \mathbf{P}_{k+9} =$$

$$= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_3/n_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_{k+8} \\ \theta_{k+8} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \alpha(n_0 - n_3)/n_3 \end{bmatrix}. \quad (6.27)$$

Приведенный алгоритм вычислений позволяет для любого луча ДН определить его положение на выходе оптической схемы. Это дает возможность правильно выбрать размер горца отводящего ВС (или чувствительной площадки фотоприемника) и установить его на выходе оптической системы.

Минимальные размеры чувствительной площадки фотоприемника (горца отводящего ВС), обеспечивающие прием всего потока излучения на выходе УС, определяются с учетом расходимости выходного излучения по формуле

$$a_{\text{фп. мин}} = [y_{k+10}(\varphi_{\text{ДН макс}}) - y_{k+10}(\varphi_{\text{ДН мин}})] / \sin \alpha_0, \quad (6.28)$$

где $y_{k+10}(\varphi_{\text{ДН макс}})$, $y_{k+10}(\varphi_{\text{ДН мин}})$ — выходные координаты для предельных лучей ДН источника.

Место установки фотоприемника (горца отводящего ВС) на грани призмы вывода определяется по координате $y_{k+10}(0)$ для луча с максимальной интенсивностью. Таким лучом в большинстве случаев является осевой луч ДН. Место установки фотоприемника, определяемое расстоянием от основания призмы до точки вывода излучения, равно

$$x_{\text{фп}} = [L - y_{k+10}(0)] / \cos \alpha_0. \quad (6.29)$$

Анализ свойств плоских УС показывает, что для наиболее эффективного использования в них оптической энергии источника излучения с ДН до 30° его целесообразно устанавливать с зазором не более 2 мм. В качестве фотоприемника можно использовать фотодиоды с чувствительной площадкой размером примерно 2 мм^2 .

6.4. Прохождение по управляемому световоду излучения от источника с широкой диаграммой направленности

При определении энергетических характеристик ВОД на основе УС с источником излучения с широкой ДН возникает необходимость проведения анализа прохождения по УС всей совокупности лучей, образующих ДН источника. Это означает, что при определении суммарной выходной мощности оптического излучения необходимо производить интегрирование по телесному углу Ω составляющих энергетической силы излучения ИИ. Анализ оптических схем УС с граничной модуляцией оптического излучения показывает, что для первых трех из них (см. табл. 6.1) суммарная выходная мощность оптического излучения при использовании преломленного в n_2 излучения $P_{\Sigma \text{ прел}}$ для параллельной (\parallel) или перпендикулярной (\perp) плоскости поляризации определяется как [88]

$$P_{\Sigma \text{ прел}} = \int_{\Omega} I_{\text{ИИ}} \mathcal{T}_{\text{вх}} \left(\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_3 R_1 R_2 + \mathcal{T}_5 R_1 R_2 R_3 R_4 + \dots \right. \\ \left. \dots + \mathcal{T}_{2n+1} \prod_{i=1}^{2n} R_i \right) d\Omega = \int_{\Omega} I_{\text{ИИ}} \mathcal{T}_{\text{вх}} \sum_{n=0}^k \mathcal{T}_{2n+1} \prod_{i=1}^{2n} R_i d\Omega, \quad (6.30)$$

где $I_{\text{ИИ}}$ — энергетическая сила излучения ИИ; $\mathcal{T}_{\text{вх}}$ — пропускательная способность элемента ввода излучения в УС; \mathcal{T}_{2n+1} , R_i — пропускательная способность при $(2n+1)$ -м и отражательная способность при i -м взаимодействиях излучения с границей УС; Ω — телесный угол распространения излучения.

Значения $\mathcal{T}_{\text{вх}}$, \mathcal{T}_{2n+1} , R_i следует определять с учетом поляризации света (\parallel, \perp); для естественного света $P_{\Sigma \text{ прел}}$ определяется как полусумма $P_{\Sigma \parallel \text{ прел}}$ и $P_{\Sigma \perp \text{ прел}}$. При использовании отраженного от n_2 излучения выходной сигнал

$$P_{\Sigma \text{ отр}} = \int_{\Omega} I_{\text{ИИ}} \mathcal{T}_{\text{вх}}^2 R_1 R_2 \dots R_k d\Omega = \int_{\Omega} I_{\text{ИИ}} \mathcal{T}_{\text{вх}}^2 \prod_{i=1}^k R_i d\Omega. \quad (6.31)$$

Для четвертой схемы модуляции (см. табл. 6.1)

$$P_{\Sigma \text{ отр}} = \int_{\Omega} I_{\text{ИИ}} \mathcal{T}_{\text{вх}}^2 \exp(-\kappa L) d\Omega, \quad (6.32)$$

где L — длина пути, проходимого излучением по поглощающему или рассеивающему материалу УС.

В общем случае

$$P_{\Sigma \text{ отр}} = \int_{\Omega} I_{\text{ИИ}} \mathcal{T}_{\text{вх}}^2 \exp(-\kappa L) \prod_{i=1}^k R_i d\Omega. \quad (6.33)$$

Перейдем к анализу прохождения по плоской УС потока излучения объемной ДН, характеризуемой предельными углами $\pm \varphi_{\text{ДН}}$ и $\pm \psi_{\text{ДН}}$. При вводе излучения в световод исходная ДН преобразуется в ДН в световоде, характеризуемую углами u_1 и v_1 , отсчитываемыми от оси ДН во взаимно перпендикулярных плоскостях. Переход от углов φ и ψ к углам u_1 и v_1 определяется законом преломления и осуществляется по формулам

$$u_1 = \alpha_0 + \arcsin(\sin \varphi / n_1); \quad v_1 = \alpha_0 + \arcsin(\sin \psi / n_1). \quad (6.34)$$

Угол падения излучения γ , отсчитываемый от оси исходной ДН, определяется по формуле

$$\gamma(\varphi, \psi) = \arccos(\cos \varphi \cos \psi). \quad (6.35)$$

Коэффициент пропускания излучения, вводимого через воздушный зазор ($n_{\text{в}} = 1$) с помощью призм с показателем преломления n_1 , для отдельного луча ДН определяется следующим образом:

$$\mathcal{T}_{\text{вх}}(\gamma) = 1 - \frac{1}{2} [R_{\perp \text{ в}}(\gamma) + R_{\parallel \text{ в}}(\gamma)], \quad (6.36)$$

где

$$R_{\perp \text{в}}(\gamma) = [(\cos \gamma - n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \gamma}) / (\cos \gamma + n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \gamma})]^2; \quad (6.37)$$

$$R_{\parallel \text{в}}(\gamma) = [(\sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \gamma} - n_1 \cos \gamma) / (\sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \gamma} + n_1 \cos \gamma)]^2. \quad (6.38)$$

Угол распространения излучения в световоде θ_1 , отсчитываемый от нормали к плоскости световода, по аналогии с формулой (6.35) выражается через углы φ и ψ следующим образом:

$$\theta_1(\varphi, \psi) = \arccos \{ \cos [\alpha_0 + \arcsin ((\sin \varphi) / n_1)] \times \\ \times \cos [\alpha_0 + \arcsin ((\sin \psi) / n_1)] \}. \quad (6.39)$$

При учете потерь энергии на отражение и поглощение в световоде выходная ДН излучения в соответствии с формулами (6.31) и (6.33) запишется в виде

$$\frac{d^2 P_{\text{вых}}}{d\varphi d\psi} = \frac{d^2 P_{\text{ии}}}{d\varphi d\psi} \mathcal{F}_{\text{вх}}^2 [\gamma(\varphi, \psi)] R_{\parallel, \perp}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} \times \\ \times [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] \exp \{-\kappa l[\theta_1(\varphi, \psi)]\}, \quad (6.40)$$

где

$$d^2 P_{\text{ии}} / d\varphi d\psi = b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) f_{\text{ии}} [\gamma(\varphi, \psi)] \cos \psi;$$

b_0 , I_0 — постоянные коэффициенты; $f_{\text{ии}} [\gamma(\varphi, \psi)]$ — функция, описывающая вид ДН источника; $I_{\text{ии}}$ — ток ИИ.

Число отражений и путь луча в случае прямоугольного световода определяются углами падения и отношением показателя преломления материала световода к показателю преломления окружающей среды (рис. 6.6). Длина пути луча, характеризуемого углами φ и ψ и распространяющегося в световоде под углами u_1 и v_1 , равна [95]

$$l(u_1, v_1) = L / (\cos u_1) (\cos v_1).$$

С учетом взаимосвязи этих углов получим следующее выражение:

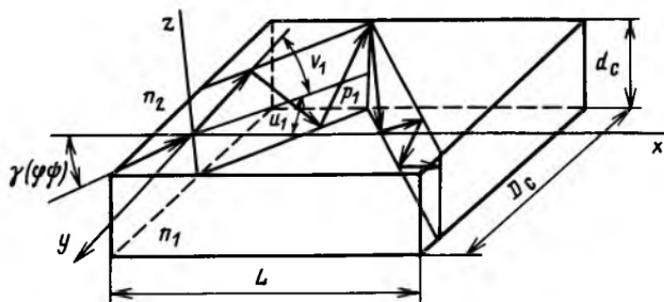


Рис. 6.6. Прохождение оптического луча через плоский световод

$$l(\varphi, \psi) = L / \{ \cos [\alpha_0 + \arcsin ((\sin \varphi) / n_1)] \times \cos [\alpha_0 + \arcsin ((\sin \psi) / n_1)] \}. \quad (6.41)$$

Число отражений от направляющих плоскостей, параллельных плоскости yOx , определяется отношением суммарной длины проекции на плоскость yOx всех плоскостей, в которых распространяется луч, к длине проекции луча между двумя последовательными отражениями:

$$k_x = (L \operatorname{tg} v_1) / d_c \cos u_1.$$

Число отражений от боковых направляющих плоскостей определяется отношением длины световода L к длине проекции расстояния между двумя последовательными отражениями луча по ширине световода D_c на его ось Ox :

$$k_y = (L \operatorname{tg} v_1) / D_c.$$

Общее число отражений от боковых плоскостей прямоугольного световода для луча, характеризуемого углами φ и ψ , определяется следующим выражением:

$$k(\varphi, \psi) = \frac{L \operatorname{tg} [\alpha_0 + \arcsin (\sin \varphi / n_1)]}{d_c \cos [\alpha_0 + \arcsin (\sin \varphi / n_1)]} + \frac{L \operatorname{tg} [\alpha_0 + \arcsin (\sin \psi / n_1)]}{D_c}. \quad (6.42)$$

Интегрирование выражения (6.40) в интервале предельных углов исходной ДН позволяет получить аналитическое выражение для расчета мощности излучения на выходе плоского УС в следующем виде:

$$P_{\text{вых}} = 0,5 b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) \int_{-\varphi_{\text{дн}}}^{+\varphi_{\text{дн}}} \int_{-\psi_{\text{дн}}}^{\psi_{\text{дн}}} f_{\text{ии}} [\gamma(\varphi, \psi)] \times \cos \psi \mathcal{F}_{\text{вх}}^2(\varphi, \psi) \{ R_{\perp}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] + R_{\parallel}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] \} \exp \{ -\chi l [\theta_1(\varphi, \psi)] \} d\varphi d\psi. \quad (6.43)$$

Светопропускание световода для объемной ДН излучения определяется по формуле

$$\tau(\varphi_{\text{дн}}, \psi_{\text{дн}}, n_2) = \frac{\int_{-\varphi_{\text{дн}}}^{\varphi_{\text{дн}}} \int_{-\psi_{\text{дн}}}^{\psi_{\text{дн}}} f_{\text{ии}} [\gamma(\varphi, \psi)] \cos \psi \mathcal{F}_{\text{вх}}^2(\varphi, \psi) \times}{2 \int_{-\varphi_{\text{дн}}}^{\varphi_{\text{дн}}} \int_{-\psi_{\text{дн}}}^{\psi_{\text{дн}}} f_{\text{ии}} [\gamma(\varphi, \psi)] \cos \psi d\varphi d\psi} \times \{ R_{\perp}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] + R_{\parallel}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] \} \times \exp \{ -\chi l [\theta_1(\varphi, \psi)] \} d\varphi d\psi. \quad (6.44)$$

Формулы (6.42) и (6.43) справедливы для расчета плоско-параллельной световодной пластины.

У некоторых ИИ, например полупроводниковых лазеров, угловая расходимость светового потока в одной плоскости намного превышает это значение для плоскости, перпендикулярной первой. Поэтому расчет для таких излучателей можно проводить не по объемной, а по плоской модели ДН излучения.

Иногда расположение излучателя и фотоприемника таково, что из широкой ДН источника на чувствительную площадку фотоприемника попадает лишь довольно узкая ее часть. Это говорит о целесообразности расчета и таких устройств по плоской модели ДН излучения.

Распределение оптической энергии в плоской ДН характеризуется предельными углами $\pm\varphi_{\text{ДН}}$, отсчитываемыми от оси излучателя. При вводе излучения в световод, например с помощью призмного метода через воздушный зазор ($n_{\text{в}}$), ДН источника преобразуется в диаграмму направленности излучения в световоде, характеризуемую предельными углами $\theta_{1\text{ макс}}$ и $\theta_{1\text{ мин}}$, отсчитываемыми от нормали к плоскости световода. Переход от углов φ к углам θ_1 определяется законом преломления:

$$\theta_1(\varphi) = \alpha_0 + \arcsin [(n_{\text{в}} \sin \varphi) / n_1], \quad (6.45)$$

где α_0 — угол наклона гипотенузной грани призмы.

Пусть ДН источника (или излучающего торца волоконного световода) в плоскости падения излучения задана некоторой функцией

$$dP_{\text{ИИ}}/d\varphi = f_1(\varphi), \quad (6.46)$$

где φ — угол направления излучения относительно оси ИИ; $P_{\text{ИИ}}$ — мощность излучения, создаваемого источником.

При вводе излучения в световод, например с помощью призмы (пусть $n_{\text{призмы}} = n_1$), ДН источника преобразуется в ДН излучения в световоде, характеризуемую углом θ_1 :

$$dP_{\text{вх}}/d\theta_1 = f(\theta_1), \quad (6.47)$$

где $P_{\text{вх}}$ — мощность излучения, входящего в световод.

Для случая ввода неполяризованного излучения через воздушный зазор между излучателем и призмой с учетом формул Френеля и закона Снеллиуса ДН источника в световоде может быть записана следующим образом:

$$dP_{\text{вх}}/d\theta_1 = \left[1 - \frac{1}{2}(R_{\perp\text{в}} + R_{\parallel\text{в}}) \right] f_1 [\arcsin (n_1 \sin (\theta_1 - \alpha_0))], \quad (6.48)$$

где

$$R_{\parallel\text{в}} = \left[\frac{\cos \theta'_1 - n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta'_1}}{\cos \theta'_1 + n_1 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta'_1}} \right]^2; \quad (6.49)$$

$$R_{\perp \text{в}} = \left[\frac{\sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta'_1 - n_1 \cos \theta'_1}}{\sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta'_1 + n_1 \cos \theta'_1}} \right]^2; \quad (6.50)$$

$$\theta'_1 = \theta_1 - \alpha_0. \quad (6.51)$$

Коэффициент светопропускания УС для случая широкой ДН источника

$$\tau = \frac{1}{P_{\text{ИИ}}} \int_{\theta_{1 \text{ мин}}}^{\theta_{1 \text{ макс}}} \frac{dP_{\text{вых}}}{d\theta_1} d\theta_1, \quad (6.52)$$

где $\theta_{1 \text{ макс}}$, $\theta_{1 \text{ мин}}$ — предельные углы падения излучения на границу световода, определяемые ДН излучения в световоде;

$$dP_{\text{вых}}/d\theta_1 = 0,5 [R_{\perp}^k(\theta_1, n_2)(1 - R_{\perp \text{в}})^2 + R_{\parallel}^k(\theta_1, n_2)(1 - R_{\parallel \text{в}})^2] \times \\ \times \exp(-\kappa L / \cos \theta_1) f_1 [\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0))]. \quad (6.53)$$

Углы $\theta_{1 \text{ мин}}$, $\theta_{1 \text{ макс}}$ через ширину ДН, характеризующую углом $\pm \varphi_{\text{ДН}}$, выражаются следующим образом:

$$\theta_{1 \text{ макс}} = \alpha_0 + \arcsin((\sin \varphi_{\text{ДН}})/n_1); \quad (6.54)$$

$$\theta_{1 \text{ мин}} = \alpha_0 - \arcsin((\sin \varphi_{\text{ДН}})/n_1). \quad (6.55)$$

Значение коэффициента светопропускания τ , определяемое по формулам (6.44) и (6.53), существенно меняется при незначительном изменении эффективного показателя преломления внешней среды n_2 , так как результат от изменения условий внутреннего отражения луча накапливается при каждом последующем отражении.

Проведение расчетов величины τ по формулам (6.44) и (6.53) иногда затруднено из-за отсутствия аналитических зависимостей. Поэтому целесообразно применять упрощенный метод расчета τ , заключающийся в использовании графического представления ДН излучения источника. Диаграмма направленности разбивается на m секторов с интервалом, обеспечивающим заданную точность расчета. Затем подсчитывается площадь каждой части, в соответствие которой ставится мощность излучения P_i , распространяющаяся в направлении φ_i , которое определяется как среднее арифметическое граничных углов для каждого сектора. По каждому углу падения φ_i и углу призмы α_0 определяется угол распространения излучения в световоде θ_{1i} по формуле

$$\theta_{1i} = \alpha_0 + \arcsin((\sin \varphi_i)/n_1). \quad (6.56)$$

Мощность излучения $P_{\text{вых } i}$, регистрируемая на выходе из УС и соответствующая i -му сектору ДН ИИ, равна

$$P_{\text{вых } i} = 0,5 c_p S_{\text{вх } i} [(1 - R_{\parallel \text{в } i})^2 R_{\parallel}^{k_i}(\theta_{1i}, n_2) + \\ + (1 - R_{\perp \text{в } i})^2 R_{\perp}^{k_i}(\theta_{1i}, n_2)] \exp(-\kappa L / \cos \theta_{1i}), \quad (6.57)$$

где $S_{\text{вх } i}$ — площадь i -го сектора ДН ИИ; c_p — коэффициент пропорциональности.

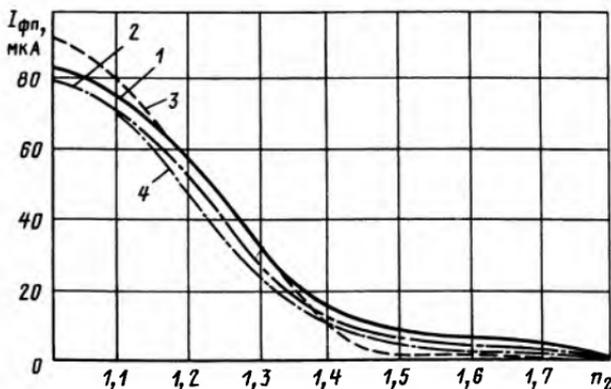


Рис. 6.7. Зависимость $I_{\text{фн}} = f(n_2)$ для ВОД с управляемым световодом: 1—экспериментальная; 2—расчет по плоской модели ДН; 3—то же для объемной ДН; 4—расчет по плоской модели ДН по приближенным формулам

Значение $P_{\text{вых } i}$ определяется для каждого сектора ДН ИИ. Следовательно, коэффициент передачи будет равен

$$\tau = \left(\sum_{i=1}^m P_{\text{вых } i} \right) / P_{\text{ИИ}}. \quad (6.58)$$

Приведенные выше аналитические выражения позволяют рассчитать функцию преобразования плоского УС с учетом угловой расходимости излучения.

Расчет по плоской модели ДН излучателя прост и достаточно точен. Его следует использовать в тех случаях, когда взаимное расположение ДН излучателя и чувствительной площадки фотоприемника таково, что модулируемая часть излучаемого потока представляет плоскую диаграмму направленности излучения.

Анализ результатов расчета по плоским и объемным моделям ДН показал, что различие в величине светопропускания для этих моделей невелико. Так, при использовании ИИ с объемной ДН шириной 45° результаты расчета по объемной и плоской моделям отличались не более чем на 3—5% (рис. 6.7). Поэтому анализ характеристик ВОД на основе УС допустимо производить по плоской модели ДН. Если в оптической схеме имеются собирающие элементы, как, например, фоконы или фоклины, то расчет таких устройств следует производить по объемной модели ДН излучения.

6.5. Учет апертурных характеристик фотоприемников при расчете ВОД

Аналитические выражения, позволяющие рассчитать мощность излучения на выходе плоской УС для широкой ДН источника излучения, приведены в § 6.4. Однако ток

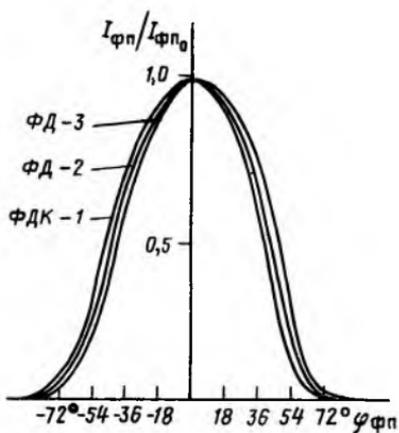


Рис. 6.8. Апертурные характеристики фотодиодов

излучения. Поэтому при расчете их характеристик необходимо учитывать апертурные особенности фотоприемников [93].

Учитывая зависимость интегральной чувствительности фотоприемника от угла падения излучения, можно записать

$$d^2 I_{\phi n} / d\varphi d\psi = S_{\phi n} f_{\phi n}(\varphi_{\phi n}, \psi_{\phi n}) \cos \psi_{\phi n} d^2 P_{\text{вых}} / d\varphi d\psi, \quad (6.59)$$

где $\varphi_{\phi n}$, $\psi_{\phi n}$ — углы падения излучения на чувствительную площадку фотоприемника, отсчитываемые от нормали к ней во взаимно перпендикулярных плоскостях; $f_{\phi n}(\varphi_{\phi n}, \psi_{\phi n})$ — функция, описывающая вид апертурной характеристики фотоприемника относительно его оси симметрии; $S_{\phi n}$ — чувствительность фотоприемника.

Связь между углами $\varphi_{\phi n}$, $\psi_{\phi n}$ и углами φ , ψ устанавливается при помощи следующих уравнений:

$$\varphi_{\phi n} = \varphi + \Delta\beta; \quad (6.60)$$

$$\psi_{\phi n} = \psi + \Delta\beta, \quad (6.61)$$

где $\Delta\beta$ — угол между осями симметрии излучателя и фотоприемника.

Для плоской ДН излучения ($\psi_{\text{ДН}} = 0$) выражение (6.59) примет вид

$$dI_{\phi n} / d\varphi = S_{\phi n} f_{\phi n}(\varphi + \Delta\beta) dP_{\text{вых}} / d\varphi, \quad (6.62)$$

где $f_{\phi n}(\varphi + \Delta\beta)$ — функция, описывающая вид плоской апертурной характеристики фотоприемника относительно оси симметрии источника излучения.

С учетом апертурной зависимости фотоприемника (6.59) и формулы для ДН на выходе плоского УС (6.40) получим аналитическую зависимость для определения значения величины

фотоприемника определяется не только значением поступающей на него мощности излучения, но и углом падения излучения на входное окно. Апертурные характеристики некоторых фотоприемников представлены на рис. 6.8. Их ширина характеризуется углом, отсчитываемым на уровне половинной чувствительности фотоприемника в соответствующем направлении. Ширина апертурных характеристик фотоприемников лежит в пределах углов $\pm(60 - 70^\circ)$, что одного порядка с шириной ДН используемых в ВОД источников

$$d^2 I_{\text{фп}} / d\varphi d\psi = S_{\text{фп}} b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) f_{\text{ии}}(\varphi, \psi) f_{\text{фп}}(\varphi + \Delta\beta, \psi + \Delta\beta) \times \\ \times \cos(\psi + \Delta\beta) \mathcal{F}_{\text{вк}}^2 R_{\parallel, \perp}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] \exp(-\kappa l [\theta_1(\varphi, \psi)]). \quad (6.63)$$

Проинтегрировав полученное выражение в интервале предельных углов исходной ДН излучения, получим формулу для определения величины выходного фототока $I_{\text{фп}}$ с учетом апертурных характеристик фотоприемника и широкой ДН излучателя:

$$I_{\text{фп}} = S_{\text{фп}} b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) \int_{-\varphi_{\text{дн}}}^{\varphi_{\text{дн}}} \int_{-\psi_{\text{дн}}}^{\psi_{\text{дн}}} f_{\text{ии}}(\varphi, \psi) f_{\text{фп}}(\varphi + \Delta\beta, \psi + \Delta\beta) \times \\ \times \cos(\psi + \Delta\beta) \mathcal{F}_{\text{вк}}^2(\varphi, \psi) R_{\parallel, \perp}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] \exp\{-\kappa l [\theta_1(\varphi, \psi)]\} d\varphi d\psi. \quad (6.64)$$

Для плоской модели ДН излучателя формула (6.64) примет вид

$$I_{\text{фп}} = S_{\text{фп}} b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) \int_{-\varphi_{\text{дн}}}^{\varphi_{\text{дн}}} f_{\text{ии}}(\varphi) f_{\text{фп}}(\varphi + \Delta\beta) \times \\ \times \mathcal{F}_{\text{вк}}^2(\varphi) R_{\parallel}^{k[\theta_1(\varphi, \psi)]} [\theta_1(\varphi, \psi), n_2] \exp\{-\kappa l [\theta_1(\varphi, \psi)]\} d\varphi. \quad (6.65)$$

Выражения (6.64) и (6.65) позволяют рассчитать выходной сигнал ВОД на основе плоских характеристик с учетом широкой ДН излучателя и апертурной характеристики фотоприемника. Результаты экспериментального исследования функции преобразования ВОД находятся в соответствии с результатами расчета по приведенным выше формулам (табл. 6.2).

При оценке погрешности приближения математической модели к характеристикам ВОД по формуле

$$\delta = \frac{1}{m} \sqrt{\sum_{i=1}^m \left(\frac{I_{\text{фп}i}^3 - I_{\text{фп}i}^p}{I_{\text{фп}i}^3} \right)^2}, \quad (6.66)$$

Таблица 6.2. Зависимость тока фотоприемника ВОД с плоским управляемым световодом от показателя преломления контролируемой среды

Показатель преломления внешней среды	1,0 (воздух)	1,31 (спирт)	1,33 (вода)	1,41 (керосин)	1,57 (глицерин)	1,69 (нафталин)
Экспериментальное значение фототока, мкА	77,2	32,3	29,1	13,6	9,8	4,9
Расчетное значение фототока, мкА	81,5	35,7	29,8	14,8	11,1	5,6

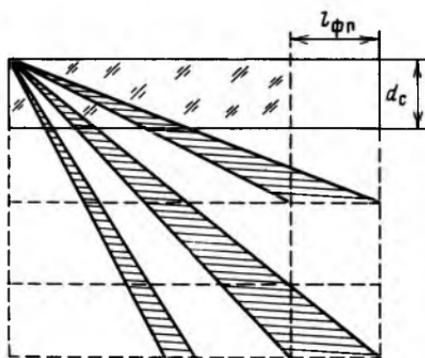


Рис. 6.9. Схема, поясняющая учет конечности размеров фотоприемника

расположением фотоприемника с определенной площадью светопропускательного окна на поле выходного окна УС. Поэтому при расчете фототока должны учитываться только те диапазоны углов между $\theta_{1\text{ мин}}$ и $\theta_{1\text{ макс}}$ (заштрихованные области на рис. 6.9), распространение излучения в которых обеспечивает попадание его на светочувствительное окно фотоприемника. Следовательно, с учетом апертурной характеристики фотоприемника имеем

$$I_{\text{фп}}(n_2) = 0,5 S_{\text{фп}} \sum_{k=k_{\text{мин}}}^{k=k_{\text{макс}}} \int_{\arctg[(L-l_{\text{фп}})/2kd_c]}^{\arctg(L/2kd_c)} [R_{\perp}^k(\theta_1, n_2)(1-R_{\perp\text{в}})^2 + R_{\parallel}^k(\theta_1, n_2)(1-R_{\parallel\text{в}})^2] \exp(-\kappa L/\cos\theta_1) f_1[\arcsin \times (n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0))] f_{\text{фп}}[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0)) + \Delta\beta] d\theta_1, \quad (6.67)$$

где

$$k_{\text{макс}} = \text{entier} [L/2d_c \text{tg} \theta_{1\text{ мин}}];$$

$$k_{\text{мин}} = \text{entier} [L/2d_c \text{tg} \theta_{1\text{ макс}}];$$

$f_{\text{фп}}[\cdot]$ — функция, описывающая вид апертурной характеристики фотоприемника; $\Delta\beta$ — угол между центральными направлениями апертурной характеристики фотоприемника и излучения $P_{\text{вых}}$; $l_{\text{фп}}$ — протяженность чувствительной площадки фотоприемника в проекции на плоскость световода; $S_{\text{фп}}$ — чувствительность фотоприемника на длине волны излучения.

При осуществлении связи УС с излучателем и фотоприемником с помощью ВС, подводящих и отводящих оптическое излучение от УС, расчет тока фотоприемника по формуле (6.67) будет давать завышенные результаты. В этом случае необходимо производить учет светопропускания волоконного световода. Формула (6.67) будет выглядеть следующим образом:

где $I_{\text{фп}i}^{\text{э}}$, $I_{\text{фп}i}^{\text{р}}$ — токи фотоприемника при контроле i -й контрольной среды, полученные соответственно экспериментальным и расчетным путем; m — число контролируемых сред, по средним значениям ширины ДН излучателя и апертурной характеристики фотоприемника [96, 97] получена погрешность, равная 8%.

Мощность излучения $P_{\text{фп}}$, реально воспринимаемая фотоприемником, будет меньше величины $P_{\text{вых}}$ и определяется

$$I_{\text{фп}}(n_2) = 0,5 S_{\text{фп}} P_{\text{ИИ}} \cdot 10^{-B_{\text{вс}} l_{\text{вс}} / 10} \sum_{k=k_{\text{мин}}}^{k=k_{\text{макс}}} \int_{\arctg[(L-d_{\text{вс}})/2kd_c]}^{\arctg(L/2kd_c)} [R_{\perp}^k(\theta_1, n_2) \times \\ \times (1 - R_{\perp \text{в}})^2 + R_{\parallel}^k(\theta_1, n_2) (1 - R_{\parallel \text{в}})^2] \exp(-\chi L / \cos \theta_1) f_{\text{вс}} [\arcsin \times \\ \times (n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0))] f_{\text{вс}} [\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0)) + \Delta\beta] d\theta_1, \quad (6.68)$$

где $l_{\text{вс}}$, $d_{\text{вс}}$ — суммарная длина и диаметр ВС; $f_{\text{вс}}[\cdot]$ — функция, описывающая индикатрису светораспределения ВС.

Увеличение длины ВС, подводящего и отводящего излучения, приводит к росту потерь оптического излучения и уменьшению динамического диапазона ВОД. Это связано с тем, что из-за затухания в них уменьшается максимально возможный ток фотоприемника $I_{\text{фп. макс}}$, получаемый при изменении значения эффективного показателя преломления n_2 . При заданном динамическом диапазоне D максимальная общая длина $l_{\text{вс макс}}$ подводящего и отводящего волоконных световодов определится по формуле

$$l_{\text{вс макс}} = \frac{20 \lg I_{\text{фп. макс 0}} - 20 \lg I_{\text{фп. ш}} - D}{2B_{\text{вс}}}, \quad (6.69)$$

где $B_{\text{вс}}$ — погонные потери в волоконном световоде, дБ/км; $I_{\text{фп. макс}}$ — максимальный ток фотоприемника при нулевом затухании в ВС; $I_{\text{фп. ш}}$ — ток фотоприемника, обусловленный шумами.

6.6. Приближенный расчет светопропускания управляемого световода при многократных отражениях излучения

Светопропускание световодной структуры с многократным отражением для плоской модели диаграммы направленности, характеризующей предельными углами $\pm \varphi_{\text{дн}}$, следует определять по формуле [98]

$$\tau(n_2, \varphi) = \frac{\int_{\varphi_{\text{кр}}}^{+\varphi_{\text{дн}}} f_{\text{ИИ}}(\varphi) d\varphi}{\int_{-\varphi_{\text{дн}}}^{+\varphi_{\text{дн}}} f_{\text{ИИ}}(\varphi) d\varphi}. \quad (6.70)$$

Выражение в числителе этой формулы пропорционально мощности, заключенной в части ДН излучения, ограниченной лучами, проходящими под критическим углом распространения излучения в световоде и предельным углом диаграммы направленности, а выражение в знаменателе — общей мощности ИИ.

Диаграмма направленности ИИ (световодов) просто и с хорошей точностью аппроксимируется в полярных координатах выражением вида

$$f_{\text{ИИ}}(\varphi) = \cos(b_{\text{ИИ}} \varphi). \quad (6.71)$$

Связь коэффициента $b_{\text{ИИ}}$ с шириной диаграммы направленности, характеризующей предельными углами $\pm \varphi_{\text{дн}}$, определяется формулой

$$b_{\text{ии}} = \pi/2 \varphi_{\text{дн}}. \quad (6.72)$$

Подставив в (6.70) соотношения (6.71) и (6.72), после интегрирования получим формулу для приближенного расчета светопропускания плоской УС с многократным отражением

$$\tau(n_2, \varphi) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sin \left[\frac{\pi}{2} \arcsin \left(\frac{n_1}{n_0} \sin \left(\arcsin \frac{n_2}{n_1} - \alpha_0 \right) \right) / \varphi_{\text{дн}} \right] \right\}. \quad (6.73)$$

Расчеты светопропускания по формуле (6.73) и сравнение с экспериментальными данными показывают, что погрешность расчета не превышает 8—12%, а несовпадение результатов расчета по приближенной методике и упрощенным формулам составляет 3—5%.

Для УС с многократным отражением света, принимая потери излучения при вводе и выводе за постоянную величину, а также пренебрегая потерями на поглощение материалом световода, фототок ВОД с учетом широкой ДН излучения и апертурной характеристики фотоприемника можно определить как

$$I_{\text{фп}} = \tau_{\text{в. в}} S_{\text{фп}} b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) \int_{\varphi_{\text{кр}}}^{\varphi_{\text{дн}}} \int_{\psi_{\text{кр}}}^{\psi_{\text{дн}}} f_{\text{ии}}(\varphi, \psi) f_{\text{фп}} \times \\ \times [\varphi + \Delta\beta; \psi + \Delta\beta] \cos(\psi + \Delta\beta) d\varphi d\psi, \quad (6.74)$$

где $\varphi_{\text{кр}}, \psi_{\text{кр}}$ — углы, характеризующие во взаимно перпендикулярных плоскостях положение лучей ДН, распространяющихся без потерь на отражение в световоде; $\tau_{\text{в. в}}$ — коэффициент ввода—вывода излучения.

Для плоской модели ДН излучателя выражение (6.74) запишется в виде

$$I_{\text{фп}} = \tau_{\text{в. в}} S_0 b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) \int_{\varphi_{\text{кр}}}^{\varphi_{\text{дн}}} f_{\text{фп}}(\varphi + \Delta\beta) f_{\text{ии}}(\varphi) d\varphi. \quad (6.75)$$

Вид апертурной характеристики в полярных координатах может быть выражен через аналитическую зависимость

$$f_{\text{фп}}(\varphi) = \cos(b_{\text{фп}} \varphi_{\text{фп}}) = \cos[b_{\text{фп}}(\varphi + \Delta\beta)], \quad (6.76)$$

где $\varphi_{\text{фп}}$ — угол падения излучения, отсчитываемый от оси симметрии фотоприемника; $b_{\text{фп}}$ — постоянный коэффициент, характеризующий ширину апертурной характеристики фотоприемника. Он определяется при аппроксимации апертурной характеристики фотоприемника выражением (6.76).

После подстановки формулы (6.76) в выражение (6.75) и интегрирования получим формулу для расчета фототока ВОД на основе плоского УС с учетом широкой ДН излучателя и апертурной характеристики фотоприемника:

$$I_{\text{фп}}(n_2, b_{\text{фп}}, b_{\text{ии}}) = 0,5 \tau_{\text{в.в}} b_0 S_{\text{фп}} (I_{\text{ии}} - I_0) \times \\ \times \left\{ \left[\frac{1}{(b_{\text{ии}} - b_{\text{фп}})} \right] \left[\sin \left[(b_{\text{ии}} - b_{\text{фп}}) \varphi_{\text{дн}} - b_{\text{фп}} (\Delta \beta) \right] - \right. \right. \\ \left. \left. - \sin \left[(b_{\text{ии}} - b_{\text{фп}}) \varphi_{\text{кр}} - b_{\text{фп}} (\Delta \beta) \right] \right] + \left[\frac{1}{(b_{\text{ии}} + b_{\text{фп}})} \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\sin \left[(b_{\text{ии}} + b_{\text{фп}}) \varphi_{\text{дн}} - b_{\text{фп}} (\Delta \beta) \right] - \right. \right. \\ \left. \left. - \sin \left[(b_{\text{ии}} + b_{\text{фп}}) \varphi_{\text{кр}} - b_{\text{фп}} (\Delta \beta) \right] \right] \right\}. \quad (6.77)$$

Приближенный способ расчета с учетом широкой ДН излучателя и апертурной характеристики фотоприемника позволяет упростить определение светопропускания и выходного тока с достаточной точностью для ВОД с многократными отражениями света в плоском УС (число отражений — порядка 5—10).

Глава 7

ДАТЧИКИ С ПЕРЕМЕННЫМ СКАЧКОМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НА ГРАНИЦЕ СВЕТОВОДА

7.1. Математическая модель датчика

При использовании датчика, построенного по схеме модуляции с переменным скачком показателя преломления (ПСП) на границе световода, условия распространения излучения по УС и, следовательно, светопропускание УС зависят от переменного показателя преломления внешней среды, граничащей с управляемым световодом (рис. 7.1). Математическая модель для этого случая с граничной модуляцией оптического излучения может быть получена из (6.67) путем конкретизации механизма изменения отражательной способности при изменении показателя преломления внешней среды:

$$I_{\text{фп}}(n_2) = 0,5 S_{\text{фп}} \sum_{k=k_{\text{мин}}}^{k=k_{\text{макс}}} \int_{\arctg[(L-I_{\text{фп}})/2kd_c]}^{\arctg(L/2kd_c)} \times \\ \times \left[R_{\perp n}^k(\theta_1, n_2)(1 - R_{\perp \text{в}})^2 + R_{\parallel n}^k(\theta_1, n_2)(1 - R_{\parallel \text{в}})^2 \right] \exp(-\kappa L / \cos \theta_1) \times \\ \times f_1 \left[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0)) \right] f_{\text{фп}} \left[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \right. \\ \left. - \alpha_0)) + \Delta \beta \right] d\theta_1, \quad (7.1)$$

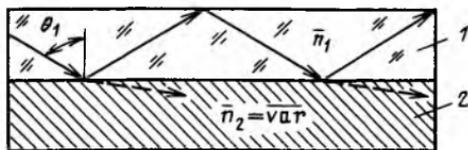


Рис. 7.1. Датчик на основе управляемого световода с ПСП: 1 — управляемый световод; 2 — внешняя среда

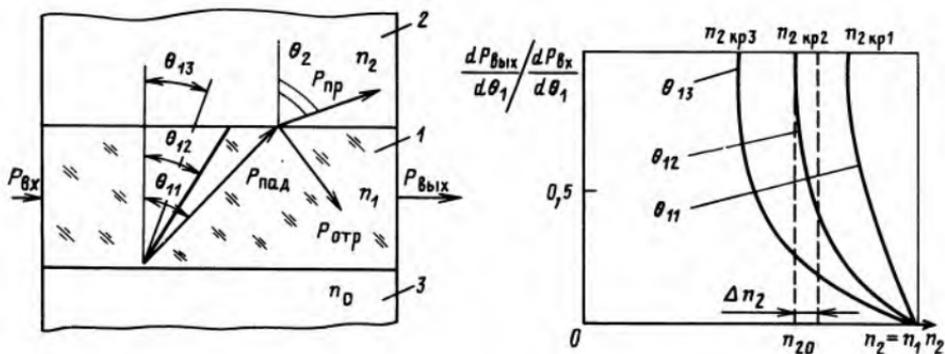


Рис. 7.2. К определению коэффициента модуляции датчика на основе световода ПСП:

1—световод; 2—внешняя среда; 3—подложка

где

$$R_{\perp n}(\theta_1, n_2) = \left[\frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \right]^2; \quad (7.2)$$

$$R_{\parallel n}(\theta_1, n_2) = \left[\frac{n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_2^2 \cos \theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \right]^2. \quad (7.3)$$

При наличии УС с многократными отражениями излучения для определения светопропускания и тока фотоприемника допустимо пользоваться формулами (6.73) и (6.77).

Коэффициент модуляции m оптического сигнала в датчике с ПСП находится из выражения

$$m = (P_{\max} - P_{\min}) / P_{\max} = 1 - \tau_{\min} / \tau_{\max}, \quad (7.4)$$

где P_{\max} , P_{\min} , τ_{\max} , τ_{\min} — соответственно максимальные и минимальные значения выходной мощности и светопропускания при изменении свойств внешней среды.

Мощность P_{\max} определяется при $n_2 = n_{20}$, а мощность P_{\min} — при $n_2 = n_{20} + \Delta n_2$ (рис. 7.2):

$$P_{\max} = \int_{\theta_{1\min}}^{\theta_{1\max}} \frac{dP_{\text{вых}}}{d\theta_1} d\theta_1 \Big|_{n_2 = n_{20}} \quad (7.5)$$

Приведенный интеграл можно разделить на две части:

1) в диапазоне углов от $\theta_{1\text{кр}} = \arcsin(n_{20}/n_1)$ до $\theta_{1\text{макс}}$, в котором выполняется условие ПВО, пренебрегая потерями в материале световода,

$$dP_{\text{вых}}/d\theta_1 = dP_{\text{вх}}/d\theta_1;$$

2) в диапазоне углов от $\theta_{1\min}$ до $\theta_{1\text{кр}}$ условие ПВО не выполняется и поэтому

$$\frac{dP_{\text{вых}}}{d\theta_1} = \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20}), \quad (7.6)$$

где

$$R_{\Sigma}(\theta_1, n_2) = 0,5 [R_{\perp n}^k(\theta_1, n_2) + R_{\parallel n}^k(\theta_1, n_2)]. \quad (7.7)$$

Следовательно,

$$P_{\text{макс}} = \int_{\theta_{1\text{мин}}}^{\theta_{1\text{кр}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} [R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20})] d\theta_1 + \int_{\theta_{1\text{кр}}}^{\theta_{1\text{макс}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} d\theta_1. \quad (7.8)$$

Аналогичным образом определяется мощность:

$$P_{\text{мин}} = \int_{\theta_{1\text{мин}}}^{\theta_{1\text{макс}}} \frac{dP_{\text{вых}}}{d\theta_1} d\theta_1 \Big|_{n_2 = n_{20} + \Delta n_2} \quad (7.9)$$

или

$$P_{\text{мин}} = \int_{\theta_{1\text{мин}}}^{\theta_{1\text{кр}\Delta}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} [R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20} + \Delta n_2)] d\theta_1 + \int_{\theta_{1\text{кр}\Delta}}^{\theta_{1\text{макс}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} d\theta_1, \quad (7.10)$$

где

$$\theta_{1\text{кр}\Delta} = \arcsin [(n_{20} + \Delta n_2)/n_1].$$

Следовательно, коэффициент модуляции

$$m = \frac{\int_{\theta_{1\text{кр}}}^{\theta_{1\text{кр}\Delta}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} d\theta_1 + \int_{\theta_{1\text{мин}}}^{\theta_{1\text{кр}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} [R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20})] d\theta_1 - \int_{\theta_{1\text{кр}\Delta}}^{\theta_{1\text{макс}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} d\theta_1 + \int_{\theta_{1\text{кр}}}^{\theta_{1\text{макс}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} d\theta_1 - \int_{\theta_{1\text{мин}}}^{\theta_{1\text{кр}\Delta}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} [R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20} + \Delta n_2)] d\theta_1}{\int_{\theta_{1\text{мин}}}^{\theta_{1\text{кр}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} [R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20})] d\theta_1 + \int_{\theta_{1\text{кр}}}^{\theta_{1\text{макс}}} \frac{dP_{\text{вх}}}{d\theta_1} d\theta_1}. \quad (7.11)$$

Формула (7.11) с учетом заданной ДН излучателя дает возможность определить реальный коэффициент модуляции m в исследуемой схеме.

Рассмотрим частный случай ДН излучателя и определим наиболее выгодное взаимное расположение его и световода.

Пусть излучатель имеет равномерную интенсивность излучения в диапазоне углов от θ_{11} до θ_{12} , т. е.

$$dP_{\text{вх}}/d\theta_1 = P_0,$$

где

$$P_0 = \begin{cases} \text{const при } \theta_{12} \leq \theta_1 \leq \theta_{11}; \\ 0 & \text{при } \theta_1 > \theta_{11}, \theta_1 < \theta_{12}. \end{cases}$$

Тогда

$$P_{\text{макс}} = P_0 \int_{\theta_{1\text{кр}}}^{\theta_{11}} [R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20})] d\theta_1 + P_0(\theta_{12} - \theta_{1\text{кр}}); \quad (7.12)$$

$$P_{\text{мин}} = P_0 \int_{\theta_{11}}^{\theta_{1\text{кр}\Delta}} [R_{\Sigma}(\theta_1, n_{20} + \Delta n_2)] d\theta_1 + P_0(\theta_{12} - \theta_{1\text{кр}\Delta}). \quad (7.13)$$

Допустим также, что ширина ДН излучателя больше перепада критических углов, обеспечиваемого при изменении показателя преломления от n_{20} до $(n_{20} + \Delta n_2)$, что наиболее часто встречается на практике.

Рассмотрим два крайних случая взаимного расположения излучателя и световода: $\theta_{11} = \theta_{1\text{кр}}$ и $\theta_{12} = \theta_{1\text{кр}\Delta}$.

Максимальное значение $P_{\text{макс}1}$ для первого случая будет больше максимального значения мощности $P_{\text{макс}2}$, соответствующего второму случаю, т. е. $P_{\text{макс}1} > P_{\text{макс}2}$. Это объясняется тем, что в диапазон углов от $\theta_{1\text{кр}}$ до θ_{12} в первом случае будут входить все углы ДН излучателя от θ_{11} до θ_{12} , а во втором — лишь от $\theta_{1\text{кр}}$ до θ_{12} .

Другими словами, в первом случае большее количество энергии, создаваемой ИИ, будет испытывать ПВО от границ световода и достигать фотоприемника. В то же время минимальное значение мощности $P_{\text{мин}1}$ для первого случая будет больше значения $P_{\text{мин}2}$ для второго, т. е. $P_{\text{мин}1} > P_{\text{мин}2}$. Это связано с тем, что в первом случае существует диапазон углов от $\theta_{1\text{кр}\Delta}$ до θ_{12} из ДН излучателя, для которых условие ПВО не нарушается даже при $\theta_{1\text{кр}\Delta}$. Во втором случае таких углов нет и второе слагаемое в уравнении (7.13) отсутствует.

Следует отметить, что значение $P_{\text{мин}1}$ существенным образом зависит от соотношения между $\theta_{12} - \theta_{11}$ и $\theta_{1\text{кр}\Delta} - \theta_{1\text{кр}}$. Если $\theta_{12} - \theta_{11} = N(\theta_{1\text{кр}\Delta} - \theta_{1\text{кр}})$, где N — некоторое положительное число, то $P_{\text{мин}} \approx (N-1)P_{\text{макс}}/N$, что следует из соотношения углов и равномерности ДН излучателя. При больших N значение $P_{\text{мин}1}$ близко к значению $P_{\text{макс}1}$, что соответствует невысокому коэффициенту модуляции m_1 в первом случае.

Во втором случае мощность $P_{\text{мин}2}$ будет значительно меньше $P_{\text{макс}2}$, так как при $n_2 = n_{20} + \Delta n_2$ не существует углов падения излучения, для которых выполняется условие ПВО и, следовательно, соотношение между $P_{\text{мин}2}$ и $P_{\text{макс}2}$ позволяет получить высокий коэффициент модуляции m_2 .

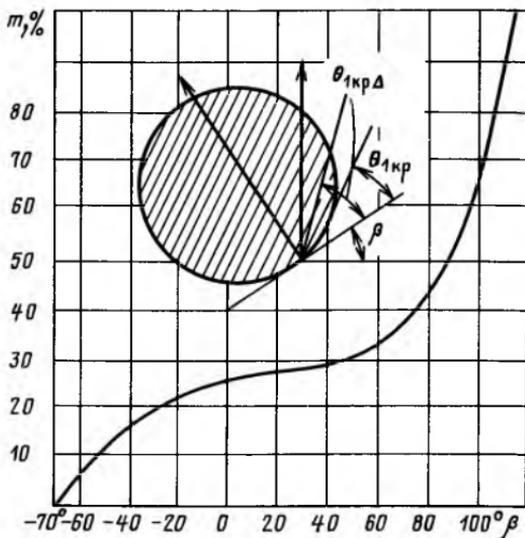


Рис. 7.3. Вид функции $m = f(\beta)$

Таким образом, при изменении взаимного положения ДН излучателя и световода будет меняться и коэффициент модуляции m , причем для двух рассмотренных случаев $m_1 < m_2$. Поэтому при широких ДН, т. е. при $\theta_{12} - \theta_{11} > \theta_{1крД} - \theta_{1кр}$, для получения высоких коэффициентов модуляции необходимо применять такое расположение излучателя и световода, которое соответствует второму случаю, т. е. $\theta_{12} = \theta_{1крД}$.

Результаты расчета коэффициента модуляции m в зависимости от угла поворота ДН β для ламбертовского излучателя $dP_{вх}/d\theta_1 = P_0 \cos \theta_1$ приведены на рис. 7.3.

Сохранение высокого коэффициента модуляции при широкой ДН излучателя приводит к некоторым отрицательным явлениям: при использовании взаимного расположения излучателя и световода, соответствующего второму случаю, максимальная мощность $P_{макс2}$ уменьшается, т. е. $P_{макс2} < P_{макс1}$, что можно компенсировать выбором более мощного ИИ, специальным стягиванием его ДН в угол $\theta_{1кр}$ или выбором положения ИИ с неодинаковыми ДН во взаимно перпендикулярных плоскостях.

7.2. Влияние параметров плоского управляемого световода и ДН источника излучения на характеристики датчика

Основными параметрами плоского УС являются показатели преломления материала световода и окружающей среды, угол в основании призмы ввода излучения, длина и толщина

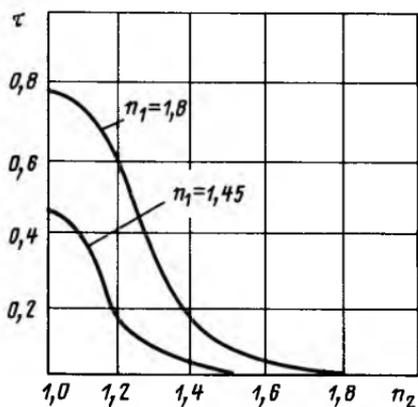


Рис. 7.4. Зависимости светопропускания плоского УС от показателя преломления граничной среды

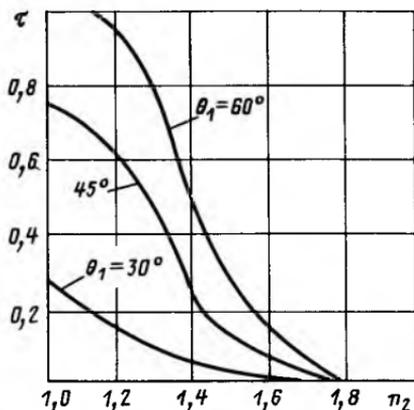


Рис. 7.5. Зависимость светопропускания плоского УС от показателя преломления граничной среды при различных углах падения лучей

световода, положение и ширина ДН источника относительно световода [99].

На рис. 7.4 представлены зависимости светопропускания плоского УС от показателя преломления контрольной среды. Для оптически более плотных световодов значение светопропускания τ выше, чем для оптически менее плотных. Это обусловлено тем, что для них больше критический угол ПВО, что позволяет передавать по ним большую часть энергии широкой ДН излучения. Для оптически более плотных световодов уменьшение светопропускания до нулевого значения происходит в большем интервале изменения показателя преломления внешней среды. Поэтому для создания датчиков с широким диапазоном измеряемых величин следует использовать оптически более плотные световоды.

С увеличением углов распространения излучения светопропускание плоского УС растет, так как все большая часть лучей ДН распространяется под углами, большими, чем критический угол ПВО, и потери на отражение от направляющих плоскостей уменьшаются (рис. 7.5).

Чувствительность датчика с ПСП определяется перепадом выходного сигнала при воздействии на УС контрольных сред с различными показателями преломления. Для определения оптимального угла по формуле (6.73) рассчитываются зависимости светопропускания УС от угла распространения излучения для различных сред (рис. 7.6). По этим зависимостям определяют перепад сигнала при смене рассматриваемых сред как функцию угла распространения излучения. Оптимальный по чувствительности угол распространения излучения определяют по положению максимума соответствующей характеристики.

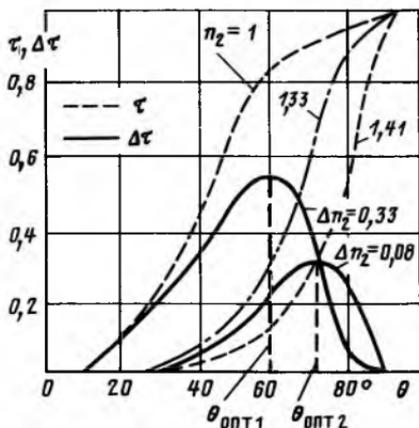


Рис. 7.6. Влияние угла распространения излучения на светопропускание УС при различных показателях преломления контрольной среды

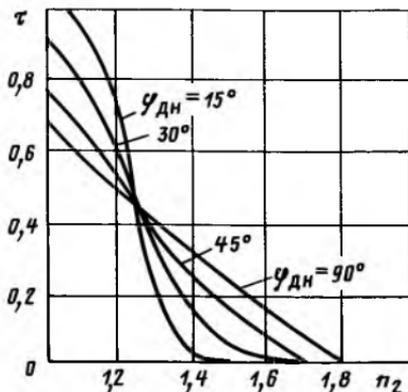


Рис. 7.7. Светопропускание УС при различной ширине диаграммы направленности излучателя $\varphi_{ДН}$

Для различных контрольных сред значение этого угла будет разным.

Для световодов с многократным отражением света толщина и длина световода не оказывают существенного влияния на функцию преобразования датчика с ПСП. Это обусловлено тем, что выходной сигнал устройства определяется той частью лучей ДН излучения, которые распространяются по световоду без потерь на отражение в нем. Незначительное изменение выходного сигнала устройства от длины и толщины световода определяется очень малой частью лучей, которые не полностью гасятся при прохождении через световод.

Для определения коэффициента влияния ширины ДН излучения на светопропускание плоского УС $\partial\tau/\partial\varphi_{ДН}$ продифференцируем выражение (6.73) по параметру $\varphi_{ДН}$. В результате получим

$$\partial\tau/\partial\varphi_{ДН} = \pi\varphi_{кр} [\cos(\pi\varphi_{кр}/2\varphi_{ДН})] / 4\varphi_{ДН}^2. \quad (7.14)$$

Связь между коэффициентами влияния ширины ДН излучения на светопропускание плоского УС и выходным сигналом датчика без учета апертурной характеристики фотоприемника устанавливается следующим соотношением:

$$\partial I_{фп}/\partial\varphi_{ДН} = \tau_{в.в} b_0 (I_{ии} - I_0) S_{фп} \partial\tau/\partial\varphi_{ДН}. \quad (7.15)$$

Приведенные зависимости позволяют оценивать изменение светопропускания плоского УС с многократным отражением света в ней и изменение фототока на выходе датчика при отклонении ширины диаграммы направленности от расчетной.

На рис. 7.7 приведены зависимости светопропускания плоского УС от показателя преломления граничной с ней среды

для различных значений ширины ДН. С увеличением ширины ДН крутизна этих характеристик уменьшается, что приводит к снижению чувствительности устройства к регистрируемому перепаду показателя преломления.

Интересным является тот факт, что все зависимости изменения светопропускания плоского УС от изменения показателя преломления граничащей с ним среды проходят через одну точку. Это говорит о том, что существует некоторое соотношение параметров устройства, при котором выходной сигнал датчика не зависит от разброса ширины ДН излучения.

Причиной этого является то, что половина лучей широкой ДН излучения проходит через световод без потерь на отражение в световоде, а другая часть лучей полностью гасится при многократном отражении в световоде. При этом луч ДН, распространяющийся в световоде под критическим углом ПВО, совпадает с осью ДН излучателя.

Для определения соотношения параметров плоского УС, при котором выполняется это условие, приравняем нулю выражение для $\Phi_{кр}$:

$$\arcsin \{ (n_1/n_0) \sin [\arcsin (n_2/n_1) - \alpha_0] \} = 0.$$

Это соотношение выполняется при

$$n_2 = n_1 \sin \alpha_0. \quad (7.16)$$

Следовательно, для обеспечения независимости выходного сигнала датчика с ПСП от разброса ширины ДН при контроле внешней среды с показателем преломления n_2 необходимо выбрать световод с показателем преломления n_1 или угол призмы α_0 , значение которых определяется по формуле (7.16). С увеличением ширины ДН излучения увеличивается линейный диапазон измеряемых показателей преломления и уменьшается перепад выходного сигнала датчика с ПСП в этом диапазоне. Зависимость размера линейного диапазона контролируемых показателей преломления и изменения в этом диапазоне светопропускания УС от ширины ДН излучения позволяют определить ширину ДН излучателя $\Phi_{дн}$.

Линейный диапазон измеряемых показателей преломления зависит не только от ширины ДН, но и от показателя преломления материала световода. Максимальный контролируемый показатель преломления не должен быть выше показателя преломления материала световода. Получена полуэмпирическая зависимость для определения показателя преломления материала световода n_1 по заданному значению максимально контролируемого показателя преломления внешней среды [98]:

$$n_1 = k_n(\Phi_{дн}) n_{2\max}, \quad (7.17)$$

где $k_n(\Phi_{дн})$ — коэффициент, зависящий от ширины ДН излучателя.

Зависимость коэффициента $k_n(\varphi_{\text{ДН}})$ от ширины ДН с погрешностью не более 2,5% аппроксимируется аналитическим выражением

$$k_n(\varphi_{\text{ДН}}) = 1 + c_n/\varphi_{\text{ДН}}, \quad (7.18)$$

где c_n — постоянный коэффициент, зависящий от формы УС (для плоских световодных структур величина его лежит в пределах от 3 до 5°).

Таким образом, ДН излучателя оказывает существенное влияние на характеристики датчика с ПСП. Для уменьшения влияния разброса ширины ДН излучателя на выходной сигнал датчика параметры плоского УС следует выбирать в соответствии с формулами (7.16) и (7.17).

7.3. Анализ погрешностей датчика

Количественной мерой точности измерительного устройства является его погрешность. Суммарная погрешность датчика с ПСП возникает под влиянием многих первичных погрешностей, зависящих от метода измерения, схемы, качества изготовления устройства, характера протекания контролируемого процесса, окружающих условий и ряда других внешних и внутренних факторов.

Работа датчика на основе плоского УС в общем виде описывается сложной функцией многих параметров, в число которых входят как параметры устройства, так и параметры, характеризующие условия эксплуатации, меняющиеся под воздействием окружающей среды. С учетом параметров, оказывающих наиболее существенное влияние на работу датчика, эту функцию можно записать следующим образом:

$$I_{\text{фп}} = f_{\text{фп}}(\alpha_0, n_1, \varphi_{\text{ДН}}, U_{\text{пит}}, T, \dots), \quad (7.19)$$

где $U_{\text{пит}}$ — напряжение питания излучателя; T — температура окружающей среды. Согласно теории вероятностей при независимости различных воздействий производят суммирование средних квадратических отклонений отдельных параметров.

Зависимость между средней квадратической σ и предельной $\Delta_{\text{пр}}$ погрешностями (отклонениями) определяется законом распределения погрешностей. При справедливости нормального закона $\Delta_{\text{пр}} = 3\sigma$.

Оценим первичные погрешности устройства.

Угол распространения излучения устанавливается при сборке устройства. Склеивание узлов датчика в специальном приспособлении позволяет обеспечивать точность установки угла α_0 до 0,05° [100], что определяет разброс угла распространения θ_1 .

Показатель преломления заготовок стекла одной партии также может колебаться. Степень различия зависит от типа

стекла, используемого спектра излучения и пр. Так, для стекла ТФ-10 при инфракрасном излучении различие в показателе преломления материала одной партии может отличаться на $\Delta n_1 = 0,00097$ [101].

Ширина ДН излучения светодиодов, изготовленных в одной партии, различна. Так, для светодиода АЛ107А разброс ширины ДН составляет примерно 10—15°.

Предположим также, что в качестве источника питания используется источник напряжения с допустимыми отклонениями напряжения от номинала не более $\pm 5\%$.

Средняя квадратическая ошибка датчика с ПСП на основе плоского УС будет определяться следующим образом:

$$\sigma_{I_{\text{фп}}} = \sqrt{(\partial I_{\text{фп}}/\partial \theta_1)_{\theta_1=45}^2 \sigma_{\theta_1}^2 + (\partial I_{\text{фп}}/\partial n_1)_{n_1=1.8}^2 \sigma_{n_1}^2 + \dots \rightarrow \dots + (\partial I_{\text{фп}}/\partial T)_{T=20}^2 \sigma_T^2.} \quad (7.20)$$

Определим частные производные влияющих параметров в точках, соответствующих нормальным условиям. Геометрически они представляют собой тангенсы углов наклона касательных к кривым зависимостей выходного сигнала от возмущающих воздействий в точках, соответствующих нормальным условиям эксплуатации и номинальным параметрам датчика с ПСП.

Коэффициент влияния разброса ширины ДН излучения определяется по формуле (7.17) при нормальном значении ширины ДН.

Для определения коэффициента влияния точности установки излучателя на выходной сигнал продифференцируем выражение (6.73) по параметру α_0 и с учетом зависимости (7.15) получим

$$\frac{\partial I_{\text{фп}}}{\partial \alpha_0} = \frac{\tau_{\text{в.в}} b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) S_{\text{фп}} \pi n_1 \cos \{(\pi/2) \arcsin [(n_1/n_0) \sin (\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)] / \varphi_{\text{дн}}\} \cos (\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)}{4 \varphi_{\text{дн}} n_0 \sqrt{1 - [(n_1/n_0) \sin (\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)]^2}} \quad (7.21)$$

Коэффициент влияния разброса показателя преломления материала световода на выходной сигнал датчика с ПСП получим после дифференцирования выражения (6.73) с учетом зависимости (7.15):

$$\frac{\partial I_{\text{фп}}}{\partial n_1} = \frac{\tau_{\text{в.в}} b_0 (I_{\text{ии}} - I_0) S_{\text{фп}} \pi \cos \{(\pi/2) \arcsin [(n_1/n_0) \sin (\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)]\} / \varphi_{\text{дн}} \times \left[\frac{\cos (\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)}{\sqrt{(n_1/n_2)^2 - 1}} - \sin (\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0) \right]}{4 \varphi_{\text{дн}} n_0 \sqrt{1 - [(n_1/n_0) \sin (n_2/n_1 - \alpha_0)]^2}} \quad (7.22)$$

Коэффициент влияния нестабильности источника питания определится как

$$\partial I_{\text{фп}} / \partial U_{\text{пит}} = \tau_{\text{в.в}} b_0 S_{\text{фп}} \tau (n_2, \varphi_{\text{ДН}}) I_{\text{ИИ}} / \varphi_{\text{T}}, \quad (7.23)$$

где φ_{T} — тепловой потенциал.

Получаемый экспериментально коэффициент влияния температуры на выходной сигнал датчика с ПСП учитывает температурные нестабильности ИИ, фотоприемника, световодной структуры и контролируемой среды. Для нормальной температуры значение этого коэффициента, полученное по экспериментальной зависимости с наибольшей температурной нестабильностью, составляет 0,07 мкА/К, что соответствует дополнительной температурной погрешности примерно 1%/К.

Для стабилизации мощности излучения используется оптическая обратная связь, что позволяет снизить нестабильность до 0,15%/10 К, т. е. почти на два порядка.

Для повышения точности устройства необходимо компенсировать или устранить максимальные частные погрешности, которыми для датчика с ПСП являются погрешность от разброса ширины ДН излучателя, температурная погрешность и погрешность из-за нестабильности источника питания.

Для снижения погрешности из-за разброса ширины ДН излучателя следует правильно выбирать тип излучателя или использовать путь конструктивного характера, заключающийся в выборе параметров плоской УС в соответствии с формулой (7.16), обеспечивающей распространение осевого луча ДН в световоде под критическим углом ПВО.

7.4. Методика расчета датчика

Исходными данными для расчета датчика с ПСП на основе плоского УС являются:

$n_{2\text{ мин}}, n_{2\text{ макс}}$ — минимальное и максимальное значения показателей преломления контролируемой внешней среды;

S_n — чувствительность устройства к изменению показателя преломления внешней среды;

$\Delta n_{\text{ мин}}$ — минимальное изменение показателя преломления внешней среды, регистрируемое пороговой схемой;

$\tau_{\text{п}}$ — постоянная времени;

$\delta_n, \delta_{\text{гр}}$ — погрешности измерения показателей преломления и положения границы раздела контролируемых сред;

$D_{\text{п}}$ — диаметр посадочного отверстия для датчика;

$T_{\text{ макс}} - T_{\text{ мин}}$ — интервал рабочих температур.

Расчет параметров по заданным техническим требованиям на характеристики устройства включает выбор источника и приемника излучения, расчет параметров УС, выбор электрической схемы индикации и определение параметров ее элементов [98].

Выбор источника излучения. Источник излучения датчика должен иметь минимальные габариты, высокий КПД, большую мощность излучения. Его долговечность должна превышать

общую продолжительность эксплуатации устройства. Кроме того, ИИ должен сохранять работоспособность во всем интервале рабочих температур.

Спектральный диапазон излучателя следует выбирать из условия минимального поглощения света материалом световода. Для обычных стекол можно использовать излучатели видимого спектра излучения. Однако существующие миниатюрные излучатели видимого спектра излучения имеют небольшую мощность излучения или недостаточную долговечность. Поэтому наиболее предпочтительными для использования являются источники инфракрасного излучения, имеющие небольшие габариты и высокую мощность излучения.

Ширина ДН излучения определяется из условия получения высокой чувствительности и заданного рабочего диапазона устройства.

Выбор фотоприемника. Основным требованием при выборе фотоприемника является соответствие его спектральной чувствительности спектральной характеристике излучателя.

Для малогабаритных датчиков с ПСП целесообразно использовать кремниевые фотодиоды, имеющие линейную зависимость фототока от мощности падающего излучения, высокую термостабильность и малый нижний предел минимально детектируемой мощности [102].

Расчет параметров плоской УС производится в следующем порядке:

1) выбирается показатель преломления материала световода из условия нахождения рабочей точки на линейном участке функции преобразования $I_{\text{фп}} = f(n_2)$. Он должен быть больше максимального контролируемого показателя преломления $n_{2\text{макс}}$ и определяется по формуле

$$n_1 = (1 + c_n / \varphi_{\text{ДН}}) n_{2\text{макс}}; \quad (7.24)$$

2) выбирается угол распространения излучения из условия обеспечения в световоде ПВО. Он определяется для центрального луча ДН по формуле

$$\theta_1 = \arcsin(n_{2\text{мин}}/n_1). \quad (7.25)$$

Для неколлимированного излучения угол распространения следует выбирать с учетом ширины ДН по максимуму чувствительности устройства к контролируемому перепаду показателя преломления;

3) выбирается угол при основании призмы α_0 в соответствии с геометрическим расположением элементов УС:

$$\alpha_0 = \theta_1 - \arcsin[(n_0/n_1)\sin\varphi_{\text{ДН}}], \quad (7.26)$$

где n_0 — показатель преломления среды, в которой расположен излучатель;

4) определяется координата точки ввода излучения $x_{\text{ИИ}}$, отсчитываемая на основании призмы по ее входной грани, с учетом внешнего диаметра цилиндра, в который устанавливается излучатель:

$$x_{\text{ИИ}} = d_{\text{ИИ}}/2 + l_{\text{ц}}, \quad (7.27)$$

где $d_{\text{ИИ}}$ — диаметр корпуса ИИ; $l_{\text{ц}}$ — толщина стенки крепящего излучатель цилиндра.

Координата точки вывода излучения $x_{\text{ИИ}}$ рассчитывается после определения геометрических размеров УС;

5) выбираются катеты призмы ввода излучения a_0 из условия обеспечения ввода всей энергии излучателя в плоский световод с учетом расположения его элементов:

$$a_0 = x_{\text{ИИ}} \cos \varphi' \sec(\varphi' + \alpha_0), \quad (7.28)$$

где

$$\varphi' = \arcsin[(n_0/n_1) \sin \varphi_{\text{ДН}}].$$

Показатель преломления материала призмы выбирается равным показателю преломления материала световода, а призма вывода излучения имеет те же параметры, что и призма ввода излучения;

6) определяется общая длина световода из заданных габаритных характеристик устройства:

$$L = D_{\text{п}} - (l_{\text{ИИ}} + l_{\text{Фп}}) \cos \theta_1 - 2l_{\text{к}}, \quad (7.29)$$

где $l_{\text{ИИ}}$, $l_{\text{Фп}}$ — длины излучателя и фотоприемника; $l_{\text{к}}$ — толщина стенок корпуса датчика.

Для плоских световодов значение L должно быть больше длины двух катетов призмы ввода излучения. В противном случае световод принимает форму призмы. Увеличение рабочей длины световода достигается при выборе более короткого излучателя или плоского фотоприемника;

7) рассчитывается рабочая длина световода, на которой происходит модуляция потока излучения:

$$L_{\text{раб}} = L - 2x_{\text{ИИ}} \cos \alpha_0; \quad (7.30)$$

8) определяется чувствительность датчика с ПСП к изменению показателя преломления контролируемой среды по формуле, полученной при дифференцировании выражения (6.73) по параметру n_2 :

$$S_n = \frac{\tau_{\text{в.в}} b_0 (I_{\text{ИИ}} - I_0) S_{\text{Фп}} \pi n_1 \cos\{(\pi/2) \arcsin[(n_1/n_0) \sin(\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)]\}}{4\varphi_{\text{ДН}} n_0 \sqrt{1 - [(n_1/n_0) \sin(\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)]^2} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \rightarrow \frac{-\alpha_0)}{\varphi_{\text{ДН}}} \cos(\arcsin n_2/n_1 - \alpha_0)}. \quad (7.31)$$

Для получения заданной чувствительности можно производить регулирование тока ИИ:

$$I_{\text{ии}} = I_0 + \frac{S_n}{\tau_{\text{н.в}} b_0 S_{\text{фп}} \frac{\partial \tau}{\partial n_2}};$$

9) выбирается толщина плоского световода с учетом выражения

$$d_c = L_{\text{раб}} / (2k \operatorname{tg} \theta_1). \quad (7.32)$$

Значение k выбирается из интервала, нижняя граница которого определяется условием обеспечения в световоде многократного отражения света (может быть принята равной 5—10), а верхняя граница выбирается с учетом технологических возможностей изготовления плоскопараллельных пластин (принимается равной 20—25) [100]. Следует помнить, что применение более тонких плоскопараллельных пластин приводит к снижению прочности устройства;

10) определяется ширина плоского световода в зависимости от угловой расходимости излучения и положения излучателя относительно световода:

$$D_c = 2L_{\text{раб}} \operatorname{tg} \{ \arcsin [(n_0/n_1) \sin \varphi_{\text{дн}}] \}; \quad (7.33)$$

11) определяется угол наклона чувствительной поверхности световода к контролируемой границе $\alpha_{\text{уст}}$. В случае жидких сред он определяется из следующих соображений. При жестких требованиях к точности определения положения контролируемой границы сред и невысоких требованиях к быстродействию устройства этот угол рассчитывают по формуле

$$\alpha_{\text{уст}} \approx \arcsin \delta_{\text{гр}} / 100, \quad (7.34)$$

где $\delta_{\text{гр}}$ — погрешность определения положения контролируемой границы сред (в процентах).

Если основными являются высокие требования к быстродействию устройства, то угол установки определяют по следующей формуле:

$$\alpha_{\text{уст}} = \arcsin [(LD_c \sin 2\vartheta + gR_c \tau_{\text{п}}^2) / gD_c \tau_{\text{п}}^2 \sin 2\vartheta], \quad (7.35)$$

где R_c — габаритный размер емкости с контролируемой жидкостью; ϑ — краевой угол смачивания поверхности световода.

7.5. Примеры использования датчиков с ПСП

7.5.1. ИНДИКАТОР ВИДА ЖИДКОСТИ

Одной из областей применения датчиков с ПСП на основе УС является идентификация вида жидкости по значению показателя преломления, что необходимо в большом числе практических задач (например, при обнаружении конденсата в заправочных баках самолетов [99] и т. п.).

Работа индикатора вида жидкости основана на различии показателей преломления n_2 контролируемых жидкостей (например, для воды $n_2 = 1,33$, для керосина $n_2 = 1,41$), приводящих к изменению светопропускания оптического канала.

Пренебрегая потерями на поглощение света материалом световода, можно определить ток в цепи фотоприемника $I_{\text{фп}}$, имеющего интегральную чувствительность $S_{\text{фп}}$, используя формулу (7.1):

$$I_{\text{фп}}(n_2, \theta_1, I_{\text{ИИ}}) = 0,5 \sum_{i=1}^m S_{\text{фп}} [R_{\perp}^k(n_2, \theta_{1i}) \mathcal{F}_{\perp}^2 + R_{\parallel}^k(n_2, \theta_{1i}) \mathcal{F}_{\parallel}^2] P_{\text{вх}i}(I_{\text{ИИ}}). \quad (7.36)$$

Ток $I_{\text{фп}}$, определяемый по формуле (7.36), существенно меняется при незначительном изменении показателя преломления n_2 .

Первоначально при погружении индикатора в жидкость на поверхности световода образуются области с жидкостью, которые затем сливаются и образуют сплошную пленку. Это вызывает скачки тока $I_{\text{фп}}$. Дальнейшее погружение не приводит к резким скачкам и спадам тока $I_{\text{фп}}$, он начинает монотонно уменьшаться. Значения скачков и спадов в начальный период определяются формой капли и положением границы раздела капля—воздух.

Начиная с некоторого уровня h_0 ток $I_{\text{фп}}$ при увеличении уровня h практически не изменяется, так как граница отражения контролируемая среда—воздух достаточно далека от измерительной поверхности индикатора и сигнал, отраженный от этой границы, полностью затухает.

Колебания зеркала контролируемой жидкости над поверхностью световода способны изменять выходной сигнал. Во избежание этого необходимо увеличивать уровень контролируемой жидкости или устанавливать демпферы в емкостях с жидкостью. При работе индикатора вида жидкости в реальных условиях температура окружающей среды будет оказывать влияние не только на элементы индикатора, но и на контролируемую среду. Благодаря совместному действию температурных колебаний параметров индикатора и контролируемой среды вносимые ими температурные погрешности могут частично компенсироваться.

Изменение выходного сигнала в диапазоне температур от -40 до 60°C не нарушает достоверности получаемой информации при работе индикатора. Повышение достоверности информации может быть достигнуто при идентификации жидкостей не только по их показателю преломления, но и по их плотности (рис. 7.8) [92].

В таком индикаторе поток излучения от ИИ 1, прошедший через поляризатор 2 и входную призму 3, поступает в плоский

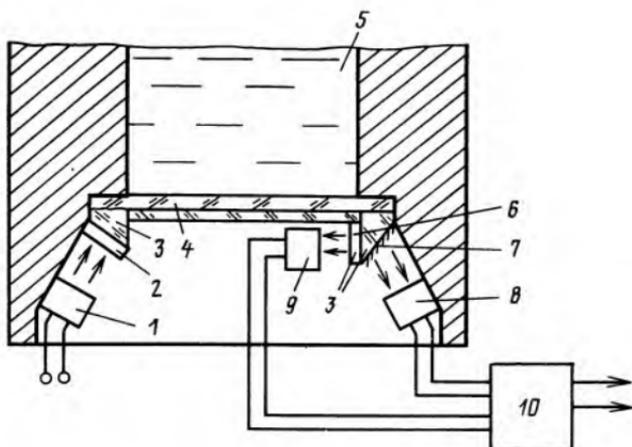


Рис. 7.8. Индикатор вида жидкости комбинированного типа

упругий световод 4 и распространяется по нему путем полных внутренних отражений от направляющих плоскостей. На выходной грани призмы вывода излучения с помощью полупрозрачного покрытия 7 поток излучения разделяется на два. Прошедшая через полупрозрачное покрытие часть потока попадает на фотоприемник 8, а отразившаяся от него проходит анализатор 6 и достигает фотоприемника 9.

При наличии на внешней поверхности плоского световода контролируемой жидкости 5 кроме изменения светопропускания световода происходит его деформация под тяжестью контролируемого слоя жидкости.

Деформация упругого световода обуславливает возникновение в нем механических напряжений, которые в случае несимметричности световода относительно линии нулевой деформации приводят к изменению состояния поляризации выходящего из него излучения.

Состояние поляризации зависит от массы контролируемого слоя жидкости над световодом и определяется ее плотностью. Анализатор 6 и дополнительный фотоприемник 9 позволяют выделить сигнал, зависящий как от показателя преломления жидкости, так и от ее плотности. Вычислитель 10 обеспечивает выделение двух сигналов, соответствующих показателю преломления и плотности контролируемой жидкости.

Минимально детектируемые показатель преломления и плотность жидкости составляют соответственно 10^{-4} и 50 кг/м^3 .

Такое устройство может быть использовано также для идентификации жидкостей в закрытых резервуарах с определением их количества, например уровня или массы.

При работе индикатора вида жидкости в условиях воздействия вибраций необходимо учитывать релаксационные

процессы. При скачкообразном изменении показателя преломления изменение тока фотоприемника определяется соотношением

$$I_{\text{фп}}(t) = n_2(t) S_{\text{и.ж}} (1 - \exp(-t/\tau_{\text{и.ж}})),$$

где

$$n_2(t) = \begin{cases} 1,33 & \text{при } t < 0; \\ 1,41 & \text{при } t \geq 0; \end{cases}$$

$S_{\text{и.ж}}$ — коэффициент для рассматриваемого случая, определяемый выражением (7.31); $\tau_{\text{и.ж}}$ — постоянная времени прибора, которую можно записать в виде суммы:

$$\tau_{\text{и.ж}} = \tau_{\text{фп}} + \tau_{\text{о.к}};$$

здесь $\tau_{\text{фп}}$, $\tau_{\text{о.к}}$ — постоянные времени фотоприемника ($\tau_{\text{фп}} \approx 10^{-4} \div 10^{-8}$ с) и оптического канала.

Выражение для постоянной времени $\tau_{\text{о.к}}$ можно получить, анализируя процесс стекания жидкости с поверхности световода длиной L и толщиной d_c , установленного под углом $\alpha_{\text{уст}}$ к поверхности жидкости. При вытекании основной массы жидкости с ускорением a_g

$$\tau_{\text{о.к}} \approx 0,455 \sqrt{\frac{L d_c \sqrt{1 - \cos^2(2\vartheta)}}{d_c a_g \cos \alpha_{\text{уст}} \sqrt{1 - \cos^2(2\vartheta)} - 2k_{\text{тр}} g R_e \cos \alpha_{\text{уст}}}}, \quad (7.37)$$

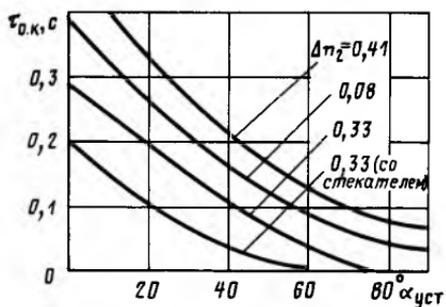
где g — ускорение свободного падения; $k_{\text{тр}}$ — коэффициент трения; $\vartheta = (\sigma_{23} - \sigma_{13})/\sigma_{12}$ — угол смачиваемости; σ_{12} , σ_{13} , σ_{23} — силы поверхностного натяжения на границах раздела световод — жидкость, жидкость — воздух, воздух — световод.

При параллельном расположении поверхности раздела сред имеется участок с колебательными изменениями $I_{\text{фп}}$. Эти колебания, вызываемые, например, колебаниями вследствие вибраций оставшихся на поверхности световода капель жидкости, возникают лишь в конце переходного процесса стекания основной массы жидкости и образования капель.

Иногда при некотором угле $\alpha_{\text{уст}}$ капли жидкости на поверхности световода не образуются, так как из-за наклона стекают, а оставшаяся на световоде пленка жидкости не оказывает существенного влияния на выходной сигнал.

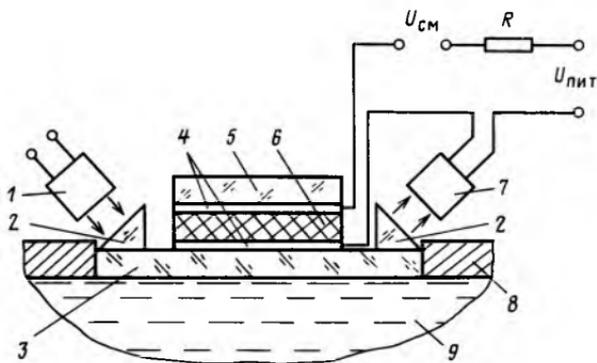
При дальнейшем увеличении угла $\alpha_{\text{уст}}$ постоянная времени оптического канала $\tau_{\text{о.к}}$ уменьшается, так как при больших углах $\alpha_{\text{уст}}$ стекание жидкости происходит быстрее.

Для уменьшения $\tau_{\text{о.к}}$ необходимо создавать условия для улучшения стекания остатков контролируемой жидкости с поверхности световода. Один из путей решения этой задачи



←
Рис. 7.9. Релаксационные кривые датчика при различных значениях Δn_2

Рис. 7.10. Датчик с обратной связью: 1—излучатель; 2—призмы ввода—вывода; 3—световод; 4—прозрачные электроды; 5—пластина; 6—электрооптический материал; 7—фотодиод; 8—корпус; 9—контролируемая среда



состоит в нанесении на поверхность световода специальных покрытий, например гидрофобных веществ, препятствующих смачиванию его контролируемой жидкостью.

Для уменьшения постоянной времени оптического канала индикатора можно также в местах скопления капель располагать специальные, например конусообразные, стекатели.

На рис. 7.9 изображена зависимость постоянной времени оптического канала $\tau_{0,k}$ от угла наклона $\alpha_{уст}$ при различных значениях Δn_2 .

Индикатор вида жидкости на основе УС с ПСП может иметь при высокой чувствительности небольшие ($40 \times 40 \times 20$ мм) габариты и массу около 100 г и потреблять небольшую мощность (около 100 мВт). Индикатор остается работоспособным в широком диапазоне температур (от -40 до $+60^\circ \text{C}$). Повышение чувствительности может быть достигнуто путем введения обратной связи между фотоприемником и УС (рис. 7.10) [90].

В ряде практических задач согласования маломощных датчиков (пьезоэлектрических, конденсаторных и т. д.) с усилителями мощности необходимо использовать преобразователи, обладающие гальванической развязкой входа и выхода, высоким входным сопротивлением, малыми мощностями управления. Для построения таких преобразователей можно использовать управляемые световоды с ПСП. Так как входной величиной является электрическое воздействие, то использование оптических схем с граничной модуляцией оптического излучения подразумевает применение в качестве внешней среды электрооптических материалов, например жидких кристаллов.

Такой преобразователь является разновидностью оптрона. Цепь управляемого канала представляет собой по существу конденсатор, обкладками которого являются прозрачные управляющие электроды, между которыми расположен жидкий кристалл, выполняющий роль диэлектрика [103].

Как уже отмечалось, работа УС основана на целенаправленном нарушении условий ПВО излучения, распространяющегося по световоду. В рассматриваемом случае нарушение ПВО в световоде достигается благодаря тому, что под действием внешнего управляющего напряжения изменяется показатель преломления слоя жидкого кристалла, располагающегося над световодом. Нарушение ПВО, происходящее при каждом взаимодействии излучения с модулируемой границей раздела световод—жидкий кристалл, обеспечивает эффективное управление излучением, которое затем регистрируется фотоприемником.

Распространение излучения в световоде с показателем преломления n_1 при создании в электрооптическом материале электрического поля напряженностью E происходит путем отражений от границ световод—подложка (n_0) и световод—электрооптический материал (n_2). При уменьшении напряженности электрического поля до нуля показатель преломления материала n_{20} принимает значение, отличное от n_2 (пусть для определенности $n_{20} < n_2$). При увеличении напряженности поля E показатель преломления материала будет увеличиваться и на границе раздела световод—электрооптический материал не будет сохраняться условие ПВО. При этом $I_{\text{фп}}$ может быть определен по формуле (7.1) с учетом зависимости $n_2 = f(E)$. Изменяя конструктивные параметры световода, можно получать устройства с различными функциями преобразования. Благодаря тому, что число отражений луча от модулируемой границы k входит в показатель степенной функции, определяющей значение мощности выходного сигнала для достижения модуляции потока излучения, близкой к 100%,

требуется существенно меньшее изменение показателя преломления n_2 . Как показывают расчеты, для осуществления 97%-ной модуляции излучения уже при 10 отражениях необходимо изменение показателя преломления всего на 10^{-3} .

Число отражений оказывает существенное влияние на быстроедействие управляемого световода. Если при подаче сигнала управления показатель преломления электрооптического материала меняется по прошествии некоторого времени на $\Delta n'_2$, то после многократного отражения луча для переключения модулятора достаточно, чтобы показатель преломления изменялся на $\Delta n''_2$, которое может быть значительно меньше $\Delta n'_2$. Поэтому время переключения существенно сокращается.

7.5.3. ДАТЧИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для управления функционированием ряда систем управления и контроля может быть использовано магнитное поле. Для этого служат такие элементы, как индукционные датчики, датчики Холла, выходной сигнал которых зависит от значения и направления приложенного поля. Общими недостатками этих преобразователей являются небольшие значения выходных сигналов, необходимость выноса наведенного потенциала из зоны измерения, слабая помехозащищенность и наличие подвижных частей (в индукционных датчиках). На базе управляемых световодов с граничной модуляцией оптического излучения могут быть созданы датчики магнитного поля (ДМП), лишенные указанных недостатков.

При создании такого датчика на поверхность световода наносится пленка магнитооптического материала с показателем преломления меньшим, чем у световода. Принцип действия ДМП заключается в изменении показателя преломления магнитооптического материала под действием магнитного поля: в том случае, когда вектор намагниченности магнитного материала имеет проекцию на направление распространения оптической волны, скорости распространения право- и леводвирующей волн различны, а следовательно, и показатели их преломления различны. Изменение показателя преломления определяется свойствами используемого материала и пропорционально компоненте вектора намагниченности вдоль распространения оптического луча.

Если в исходном состоянии пленка магнитооптического материала намагничена перпендикулярно плоскости падения света, то показатель преломления для обеих циркулярно-поляризованных волн одинаков и равен n_2 . Материал световода с показателем преломления n_1 и угол ввода подбирают таким образом, чтобы для луча света, распространяющегося по

световоду, на границе с пленкой наблюдалось ПВО: $\sin \theta_1 \geq \geq n_2/n_1$.

Для прозрачных материалов при углах падения, удовлетворяющих условию ПВО, коэффициент отражения световой волны равен 100%. Однако магнитооптические материалы обладают поглощением. Отражательную способность поглощающей среды для \perp - и \parallel -поляризованных световых волн можно определить, используя выражения

$$R_{\perp} = \frac{(a - \cos \theta_1)^2 + b^2}{(a + \cos \theta_1)^2 + b^2};$$

$$R_{\parallel} = \frac{[(a - \cos \theta_1)^2 + b^2][(a - \sin \theta_1 \operatorname{tg} \theta_1)^2 + b^2]}{[(a + \cos \theta_1)^2 + b^2][(a + \sin \theta_1 \operatorname{tg} \theta_1)^2 + b^2]},$$

где

$$a^2 = 0,5 \{ (n^2 + k_n^2 - \sin^2 \theta_1) + [(n^2 - k_n^2 - \sin^2 \theta_1)^2 + 4n^2 k_n^2]^{1/2} \};$$

$$b^2 = 0,5 \{ -(n^2 - k_n^2 - \sin^2 \theta_1) + [(n^2 - k_n^2 - \sin^2 \theta_1)^2 + 4n^2 k_n^2]^{1/2} \}.$$

При значениях $\kappa = 0,1 \div 10 \text{ см}^{-1}$ отражательная способность составляет 96—99%, т. е. при отсутствии магнитного поля в результате ряда последовательных отражений большая часть потока источника излучения все же достигает фотоприемника.

При наложении магнитного поля в направлении распространения света вектор намагниченности в пленке начинает вращаться. Угол поворота вектора пропорционален значению внешнего магнитного поля. При этом изменяются показатели преломления для право- и левозакрученно-поляризованных волн:

$$n_2^+ = n_2 + \Delta n_2; \quad n_2^- = n_2 - \Delta n_2.$$

Для право-циркулярно-поляризованного луча условие ПВО нарушается, так как $\sin \theta_1 < (n_2 + \Delta n_2)/n_1$.

Это приведет к тому, что оптическая энергия начинает «вытекать» через границу световод—магнитный материал и сигнал фотоприемника уменьшается. Расчеты показывают, что для материалов с показателем поглощения $k = 0,0001$ изменение показателя преломления на 0,001 при четырехкратном отражении в 8—10 раз уменьшает выходной ток фотоприемника.

Для создания управляющего магнитного поля на поверхность пленки наносится система проводников. В пленке толщиной 2 мкм управляющее магнитное поле напряженностью до 3000 А/м создается током 50 мА. Скорость перемагничивания пленки может достигать нескольких единиц наносекунд.

Наиболее просто реализуется ДМП при использовании жидкого кристалла, расположенного между световодом и покровным стеклом [104]. В случае, когда покровное стекло изготавливается из полированной пластины и когда исключена возможность возвращения света, прошедшего через жидкий кристалл, обратно в световод, функция преобразования датчика имеет отрицательный градиент.

На чувствительность датчика магнитного поля существенно влияет толщина световода. Толщина световода, легко достижимая при стандартной технологии изготовления оптических деталей, позволяет получать световоды толщиной менее 0,1 мм. Количество отражений в таких световодах может составлять более 10. Этого достаточно для изменения выходного сигнала на 80—95%, что обеспечивает чувствительность такого ДМП в единицы вольт на теслу. Это на порядок выше чувствительности таких распространенных измерителей магнитного поля, как датчики Холла.

Глава 8

ДАТЧИКИ С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОЩАДЬЮ ОПТИЧЕСКОГО КОНТАКТА

8.1. Датчики на основе взаимодействия управляемого световода с упругими объектами

Особенностью модуляции излучения в датчике с переменной площадью оптического контакта (ПОК) является то, что она происходит при изменении площади прилегания внешней среды 2 к отражающей грани УС 1 (рис. 8.1). Например, при приложении давления к упругой мембране, расположенной вблизи отражающей грани УС, с помощью какого-либо физического тела она деформируется в месте приложения усилия, повторяя форму поверхности тела. В результате может возникать область оптического контакта, где зазор между мембраной и УС практически равен нулю, в то время как соседние участки отражающей поверхности УС с мембраной не соприкасаются. При этом форма области оптического контакта зависит от формы тела, с помощью которого

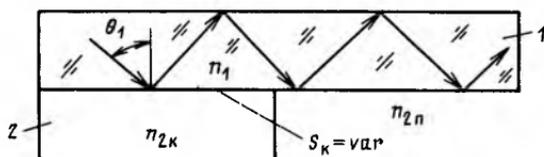


Рис. 8.1. Управляемый световод с переменной площадью оптического контакта

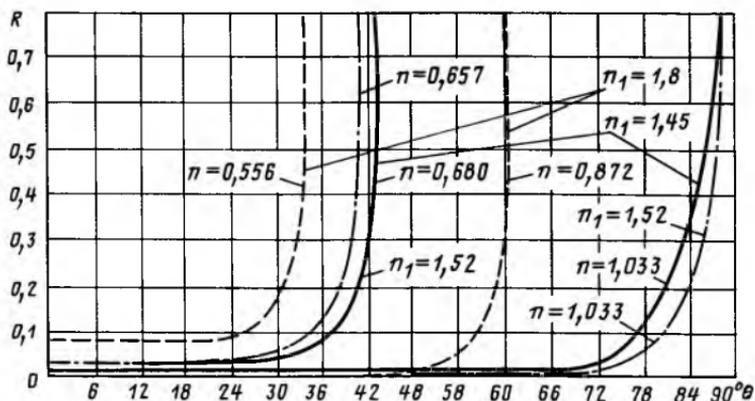


Рис. 8.2. Зависимость отражательной способности от угла падения луча при разных показателях преломления среды и призмы

создается давление, а размеры области оптического контакта пропорциональны деформации мембраны [105].

На рис. 8.2 изображены зависимости отражательной способности грани УС (призмы) от угла θ_1 для различных показателей преломления. Три левые кривые представляют собой зависимость отражательной способности грани УС при контакте с воздухом ($n_{20}=1$). Относительный показатель преломления в этом случае $n=n_{20}/n_1=0,556; 0,657$ и $0,680$ для различных призм. Три правые кривые соответствуют отражательной способности этих же призм при контакте со светопоглощающим покрытием ($n_{2к}=1,57$).

При расчете отражательной способности принималось, что мембрана не является светопоглощающей. Если мембрана обладает светопоглощающими свойствами, то в формулах Френеля необходимо вместо показателя преломления мембраны $n_{2к}$ использовать комплексный показатель преломления

$$n'_{2к} = n_{2к} - i\chi_y \lambda / 4\pi, \quad (8.1)$$

где χ_y — коэффициент экстинкции упругого объекта.

Для кремнийорганического каучука, который можно применить в этих устройствах, коэффициент экстинкции равен 500 см^{-1} . При длине волны $\lambda=0,95 \text{ мкм}$ модуль мнимой части показателя преломления равен $0,00038$. Так как действительная часть показателя преломления светопоглощающего покрытия ($n_{2к}=1,57$) значительно превышает модуль мнимой части, то влиянием светопоглощения на отражательную способность можно пренебречь. Заметное влияние светопоглощения сказыва-

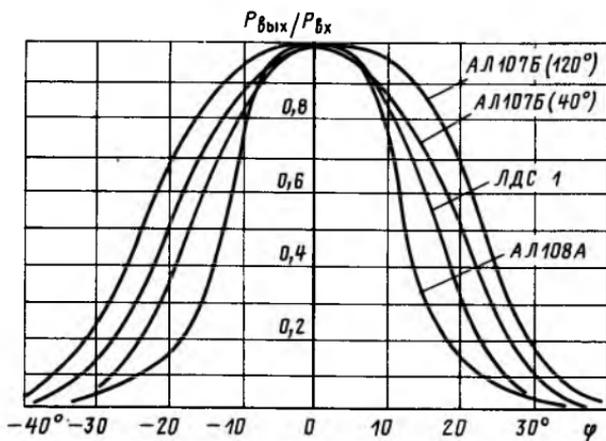


Рис. 8.3. Индикатрисы светораспределения жгутового световода с различными источниками излучения

ется лишь при $\lambda \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ и то только для углов падения, превышающих критический угол ПВО [106].

При сопоставлении графиков на рис. 8.2 с индикатрисами светораспределения жгутового световода (рис. 8.3) видно, что для всех приведенных и промежуточных ($1,45 \leq n_1 \leq 1,8$) значений показателя преломления призмы диаграмма в основном «укладывается» между левой и правой линиями, изображающими отражательные способности от границ призма—воздух и призма—светопоглощающее покрытие. Это означает, что при отсутствии оптического контакта со светопоглощающим покрытием большинство лучей, вышедших из световода, испытывают ПВО от верхней грани призмы (отражательная способность $R \approx 1$), а при наличии оптического контакта лучи, попадающие в зону контакта, выходят через верхнюю грань и поглощаются (отражательная способность $R < 0,1 \div 0,05$).

На рис. 8.4 изображена схема модуляции излучения с переменной площадью оптического контакта при использовании эластичной мембраны или силиконовой резины 4. Визуально процесс модуляции излучения можно наблюдать на выходном торце фотоприемного жгутового световода 3, где при приложении давления к мембране наблюдается появление темного пятна, размеры которого увеличиваются по мере увеличения глубины вдавливания в мембрану физического тела 5, посредством которого осуществляется давление. Темное пятно на выходе световода будет наблюдаться только при использовании жгутовых световодов с регулярной укладкой световедущих жил, которые передают изображение. В противном случае

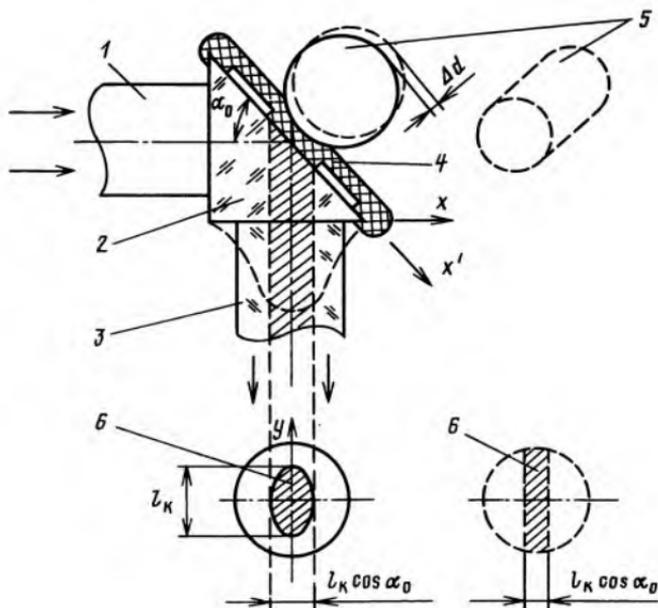


Рис. 8.4. Схема модуляции света при переменной площади оптического контакта:

1 — излучающий световод; 2 — призма; 3 — фотоприемный световод; 4 — мембрана из силиконовой резины; 5 — физическое тело; 6 — проекции области оптического контакта

картина размыта и наблюдается равномерное по сечению снижение интенсивности излучения [107].

Для близких по значению показателей преломления световода и мембраны и для поглощающей внешней среды можно принять, что поток излучения, попадающий внутрь области оптического контакта, полностью поглощается, а минующие эту область лучи испытывают ПВО вне зависимости от угла падения.

Если управляемый световод выполнен, например, в виде призмы 2, то ток фотоприемника, возбуждаемый лучами, близкими к нормали, равен [26]

$$I_{\text{фп}} = S_{\text{фп}} \left[\int_{(l_K/2)\cos\alpha_0}^{-1} \int_{\varphi(\bar{x})}^0 \frac{\partial^2 P_{\text{вых}}(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x} \partial \bar{y}} d\bar{y} d\bar{x} - \int_{-(l_K/2)\cos\alpha_0}^0 \int_0^{\varphi(\bar{x})} \frac{\partial^2 P_{\text{вых}}(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x} \partial \bar{y}} d\bar{y} d\bar{x} \right], \quad (8.2)$$

где $\bar{y} = \varphi(\bar{x})$ — уравнение границы области оптического контакта в плоскости чувствительной площадки фотоприемника:

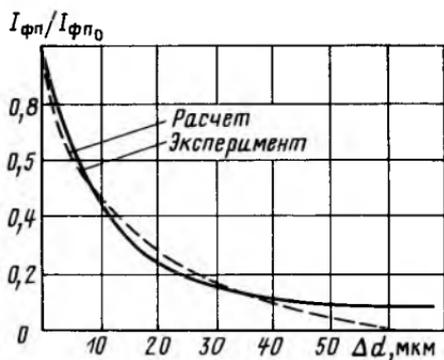


Рис. 8.5. Функция преобразования при использовании объекта цилиндрической формы

расчетная и экспериментальная зависимости выходного тока фотоприемника от деформации мембраны Δd для случая, когда физическое тело, создающее деформацию мембраны, имеет цилиндрическую форму с радиусом кривизны $r = 14$ мм. Как видно из рисунка, функция преобразования нелинейна. Это объясняется тем, что зависимость протяженности оптического контакта от деформации мембраны для цилиндрического тела также нелинейна и описывается следующей формулой:

$$l_k = 2\sqrt{\Delta d(2r - \Delta d)}, \quad (8.3)$$

где r — радиус кривизны цилиндрической поверхности тела.

Если давление на мембрану создавать с помощью равнобедренной призмы, причем ребро равных граней должно быть обращено к стеклянной прямоугольной призме, то в этом случае протяженность оптического контакта линейно зависит от деформации мембраны. Ширина полосы соответствует проекции протяженности оптического контакта на торец жгутового ВС.

Область оптического контакта при давлении на мембрану посредством сферы имеет форму круга с диаметром, равным протяженности оптического контакта, определенного по формуле (8.3), где в качестве радиуса кривизны поверхности необходимо использовать радиус сферы.

При расчете функции преобразования (см. рис. 8.5) предполагалось, что распределение интенсивности имеет форму кривой Гаусса, часть кривой, ограничивающей область оптического контакта для цилиндра и призмы, является окружностью с радиусом, равным радиусу световода, а кривая для сферы — эллипсом:

$$\varphi(\bar{x}) = \sqrt{l_k^2 - 2\bar{x}^2}.$$

$\bar{x} = 2x/d_{\text{ФП}}$; $\bar{y} = 2y/d_{\text{ФП}}$; $d_{\text{ФП}}$ — диаметр чувствительной площадки фотоприемника; l_k — протяженность оптического контакта вдоль плоскости падения излучения ($l_k = l_k/d_{\text{ФП}}$).

Форма области оптического контакта зависит от формы физического тела, передающего давление, — сферического, цилиндрического, призматического и т. п. Изменяя его форму, можно получить желаемый вид функции преобразования датчика.

На рис. 8.5 изображены

Область оптического контакта по сути является проекцией тактильного образа объекта манипулирования. Для преобразования проекции в первоначальное изображение необходимо использовать волоконно-оптический преобразователь, изменяющий масштаб вдоль оси Ox . Для распознавания тактильных образов их изображение возможно передавать на матрицу фотоприемников для дальнейшей обработки и анализа.

8.2. Датчики, использующие протяженный световод

При использовании оптической схемы датчика на основе протяженного УС с переменной площадью оптического контакта S_k выражение (6.67) для тока фотоприемника запишется в виде

$$I_{\text{фп}}(-S_k) = 0,5S_{\text{фп}} \sum_{k=k_{\text{мин}}}^{k=k_{\text{макс}}} \left\{ \int_{\arctg[(L-l_{\text{фп}})/2kd_c]}^{\arctg[L/2kd_c]} [R_{\perp S}^{k_k(\theta_1, S_k)}(\theta_1, n_{20}) \times \right. \\ \times R_{\perp S}^{k_k(\theta_1, S_k)}(\theta_1, n_{2k})(1 - R_{\perp B}(\theta_1))^2 + R_{\parallel S}^{k_k(\theta_1, S_k)}(\theta_1, n_{20}) \times \\ \times R_{\parallel S}^{k_k(\theta_1, S_k)}(\theta_1, n_{2k})(1 - R_{\parallel B}(\theta_1))^2] \exp(-\kappa L/\cos \theta_1) \times \\ \left. \times f_1[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0))] f_{\text{фп}}[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0)) + \Delta \beta] d\theta_1 \right\}, \quad (8.4)$$

где $k_k(\theta_1, S_k)$ — количество отражений луча от внешней среды, с которой имеется оптический контакт; n_{20} — исходный показатель преломления внешней среды ($n_{2k} > n_{20}$).

Выражения для определения $R_{\perp(\parallel)S}$ идентичны формулам для $R_{\perp(\parallel)B}$ (7.2) и (7.3).

В частном случае основой датчика с ПОК может являться протяженный световод, в котором условие ПВО нарушается при контакте с перемещаемой вдоль него средой (рис. 8.6). Для эффективной работы датчика угол наклона гипотенузой грани призм ввода — вывода (или угол среза торцевой поверхности световода) выбирается равным углу, под которым лучи должны падать на границу раздела с внешней средой, что обеспечивает минимальные потери, возникающие при вводе и выводе излучения. Угол падения излучения θ_1 должен выбираться в таких пределах, чтобы при контакте световода с исходной средой, например воздухом, условие ПВО выполнялось, а при контакте с контролируемой средой (n_{2k}) нарушалось, что приведет к выходу части потока излучения из световода, т. е.

$$\arcsin(n_{20}/n_1) < \theta_1 < \arcsin(n_{2k}/n_1). \quad (8.5)$$

Поэтому при отсутствии контакта чувствительной поверхности световода с контролируемой средой ($h=0$) мощность $P_{\text{ии}}$, создаваемая излучателем, передается по световоду (n_1) путем ПВО от его границ. При увеличении площади оптического

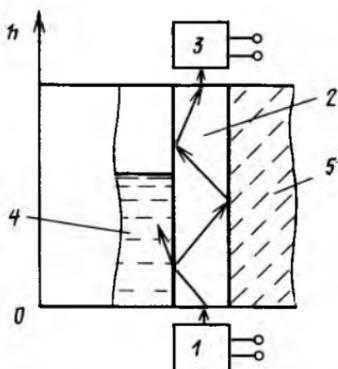


Рис. 8.6. Датчик с протяженным управляемым световодом:

1 — излучатель; 2 — световод; 3 — фотоприемник; 4 — контролируемая среда; 5 — подложка

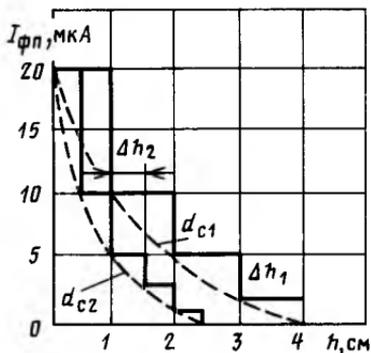


Рис. 8.7. Функция преобразования датчика на основе протяженного УС

контакта с контролируемой средой за счет перемещения ее вдоль световода (верхние уровни) изменяется показатель преломления n_2 на границе световода, нарушается условие ПВО и поток излучения начинает выходить через поверхность световода, контактирующую с контролируемой средой.

Если применяется плоскопараллельный протяженный световод с линейно изменяющейся вдоль него площадью оптического контакта, выражение (8.4) для тока $I_{\text{фп}}$ упрощается. Полагая, что при отсутствии оптического контакта излучение передается по УС путем ПВО, ток $I_{\text{фп}}(h)$ можно представить как

$$\begin{aligned}
 I_{\text{фп}}(h) = & \theta, 5 S_{\text{фп}} \sum_{k=k_{\text{мин}}}^{k=k_{\text{макс}}} \int_{\arctg[(L-l_{\text{фп}})/2kd]}^{\arctg[L/2kd]} [\mathcal{F}_{\perp \text{в}}^2(\theta_1) R_{\perp \text{С}}^{c_{\text{пр}} h}(\theta_1, n_{2\kappa}) + \\
 & + \mathcal{F}_{\parallel \text{в}}^2(\theta_1) R_{\parallel \text{С}}^{c_{\text{пр}} h}(\theta_1, n_{2\kappa})] \exp(-\kappa L / \cos \theta_1) \times \\
 & \times f_1[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0))] f_{\text{фп}}[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0)) + \Delta \beta] d\theta_1,
 \end{aligned} \tag{8.6}$$

где $c_{\text{пр}} = 1/2d_c \text{tg} \theta_1$; h — протяженность оптического контакта вдоль УС.

Значение $I_{\text{фп}}(h)$ зависит от потерь оптической энергии, обусловленных отражением от поверхностей световода, через которые осуществляется ввод и вывод потока излучения (при нормальном падении параллельного потока излучения из воздуха на поверхность световода, например, из плавленого кварца потери составляют примерно 3,2%). В случае использования протяженного световода по сравнению с призмными

УС увеличиваются потери за счет поглощения и рассеяния потока излучения материалом световода [множитель $\exp(-\kappa \times L/\cos\theta_1)$ в формуле (8.6)].

Из формулы (8.6) видно, что зависимость $I_{\text{фп}}$ от протяженности оптического контакта h существенно нелинейна.

Экспериментальное исследование датчиков на основе протяженных УС, в которых в качестве излучателей использовались газовые лазеры и светодиоды, в качестве фотоприемника — фотодиоды и в качестве световода — пластина из стекла ТФ-10 ($n_1=1,8$), показало, что функция преобразования по виду близка к показательной функции (рис. 8.7). Управление функцией преобразования можно осуществлять путем изменения толщины световода d_c . Так, при уменьшении толщины характеристика принимает ярко выраженный нелинейный вид, что обусловлено большим числом отражений k . В случае увеличения толщины d_c характеристика приобретает ступенчатый вид с шагом Δh по оси абсцисс:

$$\Delta h = 2d_c \operatorname{tg} \theta_1. \quad (8.7)$$

Для линеаризации функции преобразования датчика на основе протяженного УС на поверхность световода, контактирующую с контролируемой средой, можно нанести отражающее покрытие, ширина которого зависит от протяженности оптического контакта h . Для плоскополяризованного коллимированного излучения при $h \gg d_c$ ширина маски b_m определится из выражения

$$b_m \approx D_c(1 - h/L) - c_{\text{см}}(R_{\perp, \parallel}), \quad (8.8)$$

где $c_{\text{см}}(R_{\perp, \parallel})$ — смещение маски, зависящее от отражательной способности; D_c — ширина световода.

Если угол θ_1 выбрать таким, чтобы $R_{\perp, \parallel} \rightarrow 0$ на границе световод — контролируемая среда, то формула (8.8) без учета потерь в световоде примет вид

$$b_m \approx D_c(1 - h/L) = D_c(1 - N/k), \quad (8.9)$$

где $N = hk/L$ — число отражений оптического луча от модулируемой грани световода на длине h контакта с контролируемой средой.

Зависимость (8.9) описывает диагональ плоского световода, и, следовательно, для получения линейной функции преобразования датчика на основе протяженного УС достаточно нанести маску на поверхность световода, ограниченную его смежными сторонами и соответствующей диагональю.

Необходимо отметить, что формулы (8.8) и (8.9) справедливы при полном отражении излучения от маски, т. е. когда отражательная способность зеркального покрытия R_3 равна единице. Нанесение масок с такой отражательной способностью является довольно трудной задачей. Для световода с напыленным

серебряным зеркалом ($R_3=0,98$) и числом отражений $k=50$ мощность излучения уменьшается примерно в 3 раза, а с алюминиевым зеркалом — в 200 раз. Дополнительные потери потока излучения, возникающие при $R_3 < 1,0$, приводят к возникновению нелинейности выходного сигнала даже при линейной границе маски.

Это объясняется тем, что оптические потери при отражении потока излучения от маски описываются показательной функцией. Для плоскопараллельного световода шириной D_c , толщиной d_c и длиной L , в котором равномерно по всей ширине под углом θ_1 распространяется излучение мощностью $P_{вх}$, поток излучения, дошедший до фотоприемника, можно представить как сумму элементарных потоков, выходящих из-под маски после каждого отражения от рабочей поверхности световода. Примем, что поток излучения, вышедший из-под маски на длине h световода, т. е. на отрезке световода, где он контактирует с контролируемой средой, полностью рассеивается в ней, так как коэффициент отражения $R_{\perp, \parallel}(n_{2к})$ от границы световод — контролируемая среда мал. Для случая отражающей диагональной маски при $R_3 < 1,0$ мощность излучения $P_{вых}(h)$, достигающая фотоприемника, запишется как

$$P_{вых}(h) = 2P_{вх} d_c \operatorname{tg} \theta_1 (R_3^k - R_3^{kh/L}) / (\ln R_3) L. \quad (8.10)$$

Как видно из выражения (8.10), зависимость мощности $P_{вых}$ от h при $R_3 < 1,0$ имеет вид показательной функции. Уже для $R_3 < 0,99$ диагональная маска не всегда может обеспечить удовлетворение требований, предъявляемых к датчику по линейности. С целью обеспечения линейной функции преобразования датчика ширина маски b_m рассчитывается с помощью равенства

$$\int_0^{b_m(h)} R_3^{k[1-h_m(b)/L]} db = D_c(1-h/L). \quad (8.11)$$

Если толщина потока излучения очень мала, то на выходе будем иметь линейно убывающий сигнал с дискретностью

$$\Delta P_{вых} = -P_{вх} \Delta h/L = -\operatorname{entier}[2d_c \operatorname{tg} \theta_1] P_{вх}/L.$$

Дискретность будет наблюдаться до тех пор, пока на поверхности световода существуют места, на которые не попадает излучение. Для получения непрерывного сигнала толщина потока излучения должна быть равна $d_c/\cos \theta_1$, а для обеспечения линейности форма маски должна быть ступенчатой и длина ступени равной расстоянию между двумя отражениями, в данном случае $2d_c \operatorname{tg} \theta_1$.

При использовании световода двойного лучепрохождения на поверхность, противоположную чувствительной поверхности световода, и на его нижний торец наносится сплошное зеркальное покрытие (рис. 8.8). Если зеркальное покрытие

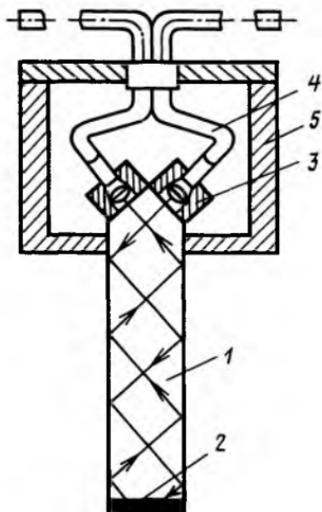


Рис. 8.8. Датчик на основе УС двойного лучепрохождения:

1—световод; 2—зеркальное покрытие; 3—линзы; 4—волоконные световоды; 5—корпус

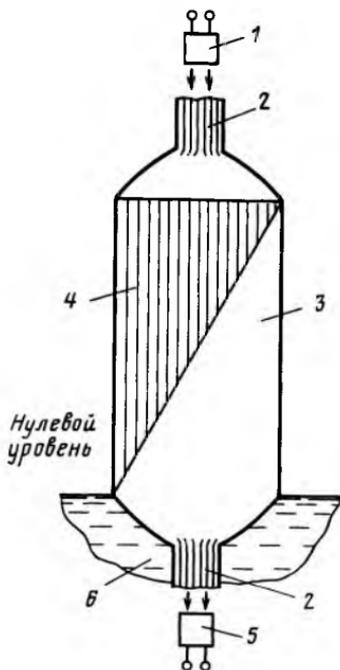


Рис. 8.9. Уровнемер жидкости с линейной функцией преобразования:

1—излучатель; 2—подводящий и отводящий волоконные жгуты; 3—первичный преобразователь; 4—область оголенных волоконных световодов; 5—фотоприемник; 6—контролируемая жидкость

зеркальное покрытие (рис. 8.8). Если зеркальное покрытие имеет также отражательную способность $R_3 < 1,0$, то равенство (8.11) запишется в виде

$$\int_0^{b_m(h)} R_3^{2k[1-h_m(b)/L]} db = D_c(1-h/L). \quad (8.12)$$

Погрешность линеаризации функции преобразования зависит также от погрешности (технологической) нанесения отражающей маски. При работе с коллимированными потоками энергии [108] методической погрешностью можно пренебречь, так как при расчетах делается лишь допущение, что поверхность каждой ступени наполовину закрыта маской. В действительности под маской оказывается несколько большая часть, так как граница маски криволинейна. Погрешность выходного сигнала при этом зависит от числа отражений k и уже при $k=10$ составит всего 0,05% (максимальная погрешность δ_m имеет место при $k=1$ и равна примерно 0,1%) и убывает с увеличением числа отражений k . Для уменьшения этой погрешности возможно нанесение маски с кусочно-линейной границей,

а также использование набора параллельных ВС (рис. 8.9).

Иногда возникает необходимость реализации функции преобразования, вид которой отличается от линейного. Это может встретиться, например, при определении количества жидкости в емкостях сложной формы. В этом случае на рабочую поверхность световода должна быть нанесена маска, профиль которой рассчитывается с учетом желаемой функции преобразования.

8.3. Датчики на основе плоского управляемого световода при наличии поглощающих частиц на его поверхности

8.3.1. МОДУЛЯЦИЯ РАСХОДЯЩЕГОСЯ И ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОГЛОЩАЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

Необходимость использования параллельного потока излучения ведет к усложнению конструкции датчика за счет включения в нее коллимирующего элемента ввода излучения и конденсорного элемента вывода излучения.

Однако очевидно, что использование расходящегося потока излучения нецелесообразно с энергетической точки зрения, так как на фоточувствительную площадку попадает лишь часть потока излучения. Модуляция этой части потока поглощающими частицами определит функцию преобразования датчика в целом. В случае параллельного потока излучения практически весь поток формирует модуляционную характеристику датчика, так как он полностью фокусируется на фоточувствительной площадке фотоприемника.

Другой недостаток использования расходящегося потока состоит в неравномерном распределении интенсивности засветки, что приводит к неравномерности чувствительности в плоскости контролируемой оптической поверхности. Это обусловлено тем, что лучи расходящегося потока излучения под разными углами падают на контролируемую поверхность. С этой точки зрения представляется эффективным использование датчиков с расходящимся потоком излучения для контроля оптической поверхности лишь при внешнем воздействии, однородность которого априорна.

На рис. 8.10 показаны функции преобразования датчика в виде зависимости относительного тока фотоприемника от размера воздействующей на поверхность УС частицы. Характеристики сняты экспериментально для датчика, использующего как расходящийся, так и параллельный поток излучения. В качестве фотоприемника использовался фотодиод. Расстояние между точками ввода и вывода осевого луча потока излучения составило около 100 мм. На контролируемую оптическую поверхность наносились капли воды с радиусом $r_{\text{сф}} = 0,4 \div 3,5$ мм, принимавшие на ней форму сферического сегмента с диа-

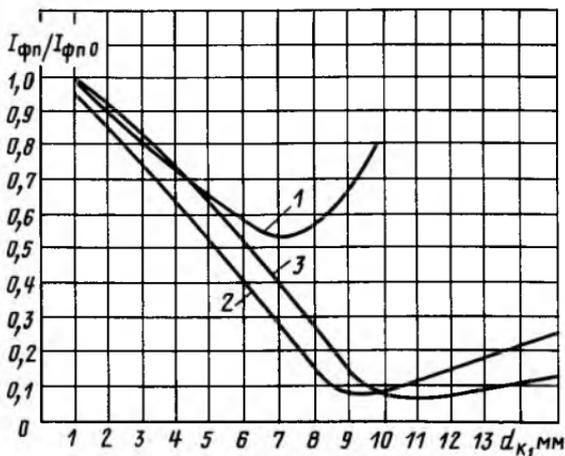


Рис. 8.10. Зависимость относительного тока фотоприемника от диаметра воздействующих капель:

1 — экспериментальная зависимость для расходящегося излучения; 2 — экспериментальная зависимость для параллельного потока; 3 — расчетная зависимость для параллельного потока

метром основания $d_к \approx 1 \div 15$ мм и высотой $h = 0,5 \div 2,0$ мм. Выбор капель такого размера был предопределен известными данными о распределении дождевых капель по размерам в зависимости от интенсивности дождя, начиная с морозящего и вплоть до сильного ливня [109]. Начальный ток фотоприемника (при чистой контролируемой поверхности) для датчика с расходящимся потоком излучения $I_{фп. расх 0} = 25$ мкА, соответствующее значение тока фотоприемника для датчика с параллельным потоком излучения $I_{фп. расх 0} = 120$ мкА.

Как видно из рис. 8.10, для датчика с расходящимся потоком излучения наблюдается изменение знака чувствительности для капель воды с $d_к > 7$ мм. Чувствительность датчика с возрастанием $d_к$ уменьшается и становится равной нулю для капли с $d_к \approx 7$ мм. Вместе с тем чувствительность датчика с параллельным потоком излучения практически постоянна для капель воды с диаметром основания вплоть до $d_к = 9$ мм и ее абсолютное значение $S'_{||} \approx 14$ мкА/мм превышает в несколько раз значение чувствительности датчика с расходящимся потоком излучения. Наблюдаемое с дальнейшим ростом размера капли некоторое снижение чувствительности датчика с параллельным потоком излучения (кривая 2) обусловлено появлением и заметным возрастанием потока излучения, возвращаемого крупной каплей обратно. Для предотвращения этого эффекта необходимо дробить крупные капли, попавшие на контролируемую оптическую поверхность. Для этого наносят

поверхностно-активные вещества, увеличивающие угол смачивания каплей, или подвергают оптическую деталь вибрационному воздействию.

8.3.2. РАСЧЕТ МОДУЛЯЦИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

При расчете модуляционной характеристики датчика будем учитывать, что для выбранных параметров оптической схемы ($n_1 = 1,47$, $\theta_i = 45^\circ$) отражательная способность для случая контакта световода с частицами воды $R \approx 0$. Это позволяет рассматривать процесс распространения излучения в оптической детали как последовательность ПВО однородного потока излучения прямоугольного сечения со сторонами D_c и $l_0 = 2d_c \operatorname{tg} \theta_1$ (рис. 8.11). Такой поток создает равномерную засветку на контролируемой поверхности, образуя при каждом отражении от нее идентичные элементарные прямоугольники освещенности со сторонами D_c и l_0 . Модуляционная характеристика будет определяться взаимодействием капли с элементарным прямоугольником освещенности. Это взаимодействие пропорционально соотношению площади основания капли и площади прямоугольника освещенности, находящихся в оптическом контакте. Для малых капель ($d_k < l_0$) оно выражается таким образом:

$$m = \frac{S_i - S_k}{S_i} = \frac{D_c l_0 - \pi d_k^2 / 4}{D_c l_0} = \frac{8 D_c d_c \operatorname{tg} \theta_i - \pi d_k^2}{8 D_c d_c \operatorname{tg} \theta_i}, \quad (8.13)$$

где S_i — площадь поверхности прямоугольника освещенности; S_k — площадь основания капли.

Для капель $d_k > l_0$ площадь оптического контакта с прямоугольником освещенности определится как (рис. 8.11)

$$S_{k1} = S_k - S_{c1}, \quad (8.14)$$

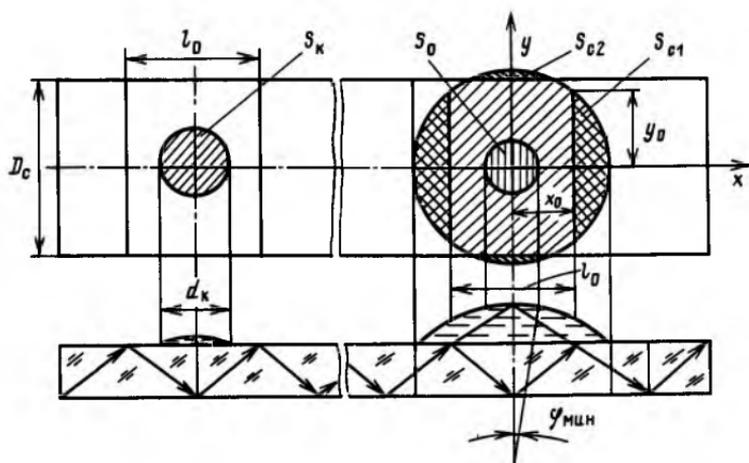


Рис. 8.11. К расчету модуляционной характеристики датчика

где S_{c1} — часть площади поверхности основания капли, выходящая за пределы прямоугольника освещенности слева и справа.

Если эта часть имеет вид двух одинаковых круговых сегментов, ее площадь равна

$$S_{c1} = 2 \left(\frac{\pi d_k^2}{2 \cdot 360} \arccos \frac{2x_0}{d_k} - x_0 y_0 \right) = \\ = \frac{\pi d_k^2}{360} \arccos \frac{2d_c \operatorname{tg} \theta_i}{d_k} - d_c \operatorname{tg} \theta_i \sqrt{d_k^2 - 4d_c^2 \operatorname{tg}^2 \theta_i}. \quad (8.15)$$

Выражение для модуляционной характеристики теперь примет вид

$$m = \frac{S_i - (S_k - S_{c1})}{S_i} = \\ = \frac{d_c \operatorname{tg} \theta_i (2D_c - \sqrt{d_k^2 - 4d_c^2 \operatorname{tg}^2 \theta_i}) - \frac{\pi d_k^2}{4} \left(1 - \frac{1}{90} \arccos \frac{2d_c \operatorname{tg} \theta_i}{d_k} \right)}{2D_c d_c \operatorname{tg} \theta_i}. \quad (8.16)$$

Аналогично для капель с $d_k > D_c$ площадь оптического контакта с прямоугольником освещенности

$$S_{k2} = S_{k1} - S_{c2} = S_k - S_{c1} - S_{c2}, \quad (8.17)$$

где S_{c2} — часть площади поверхности основания капли, выходящая за пределы прямоугольника освещенности сверху и снизу.

Она будет равна

$$S_{c2} = \frac{\pi d_k^2}{360} \arccos \frac{D_c}{d_k} - \frac{1}{2} D_c \sqrt{d_k^2 - D_c^2}. \quad (8.18)$$

Подставляя выражения (8.17) и (8.18) в (8.16), получаем

$$m = [S_i - (S_k - S_{c1} - S_{c2})] / S_i = \\ = \frac{d_c \operatorname{tg} \theta_i (2D_c - \sqrt{d_k^2 - 4d_c^2 \operatorname{tg}^2 \theta_i}) - \frac{1}{2} \sqrt{d_k^2 - D_c^2} - \frac{\pi d_k^2}{4} \times \\ \times \left(1 - \frac{1}{90} \arccos \frac{2d_c \operatorname{tg} \theta_i}{d_k} - \frac{1}{90} \arccos \frac{D_c}{d_k} \right)}{2D_c d_c \operatorname{tg} \theta_i}. \quad (8.19)$$

Для получения реальной модуляционной характеристики датчика необходимо принимать во внимание снижение его чувствительности при увеличении размера капель. Оно вызвано увеличением участка сферической поверхности капли, при падении на который преломленный в капле поток излучения испытывает полное внутреннее отражение на границе капля—воздух и возвращается обратно. Для того чтобы возвращенный в оптическую деталь поток излучения распространялся в ней посредством полных внутренних отражений и попадал на фоточувствительную

площадку ФП, необходимо выполнение условия его параллельности исходному потоку излучения в плоскости контролируемой оптической поверхности. Оно выполняется, если участок сферической поверхности можно считать практически плоским и если при этом он параллелен контролируемой поверхности.

В этом случае условие полного внутреннего отражения на границе вода—воздух будет выполняться автоматически, так как угол падения потока излучения θ_i на сферическую поверхность капли

$$\theta'_i = \theta_i = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1\right) > \theta'_{i\text{кр}} = \arcsin(1/n_2). \quad (8.20)$$

Это следует из начальных условий, определяющих рабочий диапазон углов θ_i , для которого

$$n_1 \sin \theta_i > 1. \quad (8.21)$$

Искомый участок расположен в центральной части поверхности капли, и его в первом приближении можно считать плоским, если образующая конуса, отсекающего его от сферы, составляет некоторый угол $\varphi_{\text{мин}}$ с нормалью к контролируемой поверхности (см. рис. 8.11). Поверхность участка представляет собой круг площадью

$$S_0 = \pi \sin^2 \varphi_{\text{мин}} r_{\text{сф}}^2 = 0,024 [(4h_k^2 + d_k^2)/8h_k]^2, \quad (8.22)$$

где $r_{\text{сф}}$ — радиус сферической поверхности капли; h_k — высота капли.

Вклад данного участка сферической поверхности капли в модуляционную характеристику датчика (для $\varphi_{\text{мин}} = 5^\circ$) определится следующим образом:

$$m_0 = S_0/S_1 = 1,88 \cdot 10^{-5} (4h_k^2 + d_k^2)^2 / h_k^2 D_c d_c \text{tg} \theta_i. \quad (8.23)$$

С учетом этого общее выражение для модуляционной характеристики датчика запишется так:

$$m_{\Sigma} = m + m_0. \quad (8.24)$$

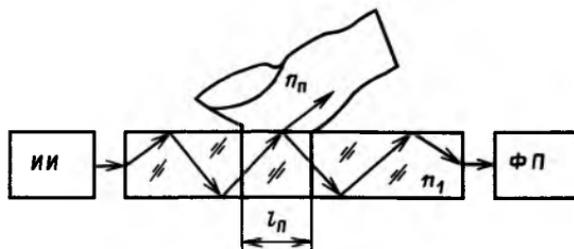
Рассчитанная по формулам (8.13) — (8.24) модуляционная характеристика датчика представлена на рис. 8.10 (кривая 3). Наибольшее расхождение расчетной модуляционной характеристики с экспериментальной составляет 15%.

8.4. Реализация датчиков с переменной площадью оптического контакта

8.4.1. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ. ДАТЧИКИ УСИЛИЯ И ДАВЛЕНИЯ

Принцип модуляции оптического излучения путем изменения площади оптического контакта может быть положен в основу создания устройств ввода информации — оптоэлектронных кла-

Рис. 8.12. Оптоэлектронная клавиша



виш, кодирующих переключателей, а также постоянных запоминающих устройств. Оптоэлектронная клавиша (рис. 8.12) представляет собой световод, поверхность которого является внешней плоскостью клавиши. Прикосновение пальцем руки, обладающим показателем преломления n_n , к световоду вызывает в нем нарушение ПВО излучения; при этом оптическая энергия вытекает из области прикосновения. Для ненажатой клавиши, в которой в качестве ФП используется фотодиод, его выходной ток

$$I_{\text{фп}0} = S_{\text{фп}} P_{\text{вых}} |n_2 = 1, 0, \quad (8.25)$$

а при касании клавиши пальцем руки (n_n) выходной ток фотоприемника

$$I_{\text{фп.к}} = S_{\text{фп}} P_{\text{вых}} |n_2 = n_n. \quad (8.26)$$

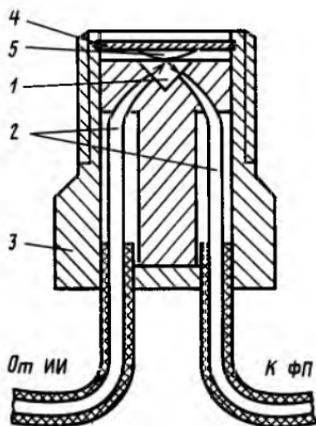
Расчеты показывают, что между токами $I_{\text{фп.к}}$ и $I_{\text{фп}0}$ можно добиться перепада, достаточного для срабатывания бесконтактного оптоэлектронного переключателя.

При малой толщине световода достигается больший перепад выходного сигнала $\Delta I_{\text{фп}}$, что позволяет с помощью дополнительных элементов электронной схемы осуществить запоминание, индикацию или вывод на печать вводимой информации.

Расчет перепада $\Delta I_{\text{фп}}$ в зависимости от длины перекрытия световода дает завышенные результаты по сравнению с экспериментом, что объясняется неполным оптическим контактом при касании световода пальцем. Поэтому для расчета в формулу (8.26) следует ввести коэффициент оптической связи $\varphi_{o.c} \approx 0,5$.

Для надежного срабатывания клавиши над рабочей поверхностью световода с некоторым зазором можно располагать гофрированную мембрану с упругим центром, на которой крепится светопоглощающий материал. Наличие такой мембраны позволяет не только получить гарантированный перепад сигнала, но и предохранить фотоприемник от засветок, а световод от загрязнений.

Подбор формы светопоглощающего элемента позволяет получать выходной сигнал датчика зависящим от прилагаемого давления (усилия). Схема такого датчика давления (усилия)

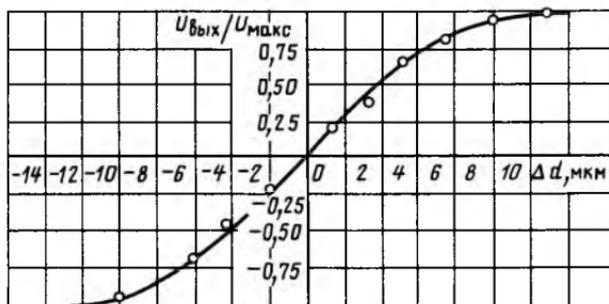


←

Рис. 8.13. Датчик давления:

1 — призма; 2 — волоконные световоды; 3 — корпус;
4 — мембрана; 5 — силиконовая резина

Рис. 8.14. Нормированная функция преобразования датчика с переменной площадью оптического контакта



с упругим элементом из силиконовой резины представлена на рис. 8.13.

Функция преобразования датчика обладает гистерезисом. Это вызвано действием сил межатомного притяжения, которые начинают ощущаться при зазоре между силиконовой резиной и призмой менее 0,1 мкм. Гистерезис может быть уменьшен или увеличен при изменении площади оптического контакта, необходимой для перекрытия всего потока, выходящего из излучающего световода.

В случае использования УС со светопоглощающими упругими элементами из силиконовой резины в качестве тактильных датчиков (переключателей) гистерезис способствует повышению устойчивости работы, исключая дребезг [110].

Глубина шероховатости используемого плоского упругого элемента с показателем преломления 1,57 и коэффициентом поглощения $5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ составляет около 20 мкм. Рабочий ход мембраны составляет также примерно 20 мкм (рис. 8.14). Шероховатость такого упругого элемента имеет пилообразный вид. При такой шероховатости теоретическая зависимость выходного сигнала (в относительных единицах) от прогиба

мембраны Δd описывается выражением $U_{\text{вых}}/U_{\text{макс}} = 2\Delta d/h_{\text{ш}}$, где $h_{\text{ш}}$ — глубина шероховатости; $U_{\text{вых}}$ — выходное напряжение фотоприемной схемы.

Процесс изготовления датчика с переменной площадью оптического контакта упростится, если светопоглощающему покрытию придать форму, например, сферы, полуцилиндра или призмы с вершиной, обращенной к верхней грани призмы и прикрепленной к мембране плоской стороной.

При перемещении мембраны упругое тело будет деформироваться, что изменит площадь оптического контакта. Линейность функции преобразования при заданном значении диаметра ВС достигается за счет изменения формы или радиуса кривизны светопоглощающего пластичного покрытия.

В рассмотренных датчиках используется поток излучения с малыми углами расходимости, что, однако, сопряжено с известными трудностями.

Применение светоизлучающих диодов, которые можно принять практически за точечные источники излучения, приводит к тому, что радиально расходящиеся лучи источника падают на рабочую поверхность под разными углами. При этом изменение показателя преломления на границе раздела приводит к различной глубине модуляции падающих лучей. Если на фотоприемник падают только лучи, мало отличающиеся друг от друга углами падения, то из ДН источника на фотоприемник попадает узкая часть потока излучения и, следовательно, эффективность использования потока излучателя снижается.

При использовании точечных источников возникают одновременно две задачи: создать такую поверхность УС, на границе которой с воздухом происходит ПВО падающих на нее лучей от точечного источника излучения под одинаковыми углами, и обеспечить концентрацию отраженных от этой поверхности УС лучей на фотоприемнике. Чтобы выполнить первое условие, поверхность УС должна представлять собой часть поверхности вращения дуги логарифмической спирали относительно оси, лежащей в плоскости спирали и проходящей через ее полюс. Логарифмическая спираль представляет собой кривую, которая пересекает все лучи, исходящие из полюса под одним и тем же углом. Уравнение логарифмической спирали:

$$\rho = a_c \exp(k_{\text{сп}} \varphi),$$

где a_c — постоянная спирали; $k_{\text{сп}} = \text{ctg} \theta_i$, φ — текущий угол в полярных координатах.

Поскольку лучи, отразившиеся от такой поверхности, не собираются в одной точке, для фокусирования отраженного потока излучения часть УС, в которой распространяются

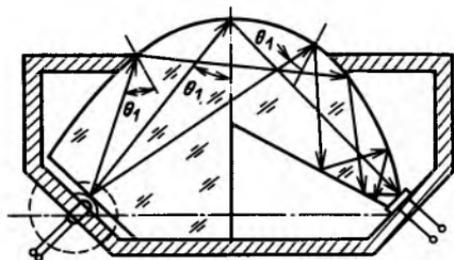


Рис. 8.15. Оптоэлектронный переключатель с логарифмическим световодом

где φ_2 , φ_1 — углы, ограничивающие ДН источника излучения. Выбор углов φ_1 и φ_2 определяет место размещения фотоприемника.

Применение оптоэлектронных клавиш, в которых отсутствуют подвижные элементы, обещает резко улучшить эксплуатационные характеристики устройств ввода информации.

На той же основе можно выполнить оптоэлектронные кодирующие переключатели. Такой переключатель представляет собой плоский УС, разделенный на m вертикальных и p горизонтальных каналов, по которым пропускается оптическое излучение. На выходе каждого канала расположен фотоприемник (всего $m+p$ штук). В случае касания пальцем руки точки матрицы, лежащей на пересечении m_i и p_i каналов, два соответствующих фотоприемника изменяют выходной сигнал, что и используется для дальнейшей обработки.

На основе такого переключателя можно создать постоянное запоминающее устройство, располагая в точках пересечения каналов дополнительные подвижные пластины с показателем преломления, близким к показателю преломления световода. При создании оптического контакта между пластиной и световодом будет наблюдаться вытекание оптической энергии из определенной точки, что фиксируется соответствующей парой фотоприемников.

Анализ условий работы устройств с открытым световодным каналом подтвердил, что основными дестабилизирующими факторами являются инородные вещества (капли росы, пыль, загрязнения и т. д.), попадающие на его чувствительную поверхность [112].

Экспериментально было установлено, что даже при углах падения излучения θ_i больших, чем угол, при котором имеется ПВО на границе раздела канал—роса, наблюдается влияние мельчайших капель росы на коэффициент светопропускания УС. Установлено, что пыль и загрязнения на поверхности световода влияют на его коэффициент светопропускания. При этом мощность $P_{\text{вых}}$ выходящего из УС потока излучения

отраженные лучи, должна выполняться в виде фокона (рис. 8.15) [111].

Длину логарифмической спирали, органичивающую рабочую поверхность, можно определить по выражению

$$L_{\text{сп}} = \sqrt{1 - k_{\text{сп}}^2} a_c [\exp(k_{\text{сп}} \varphi_2) - \exp(k_{\text{сп}} \varphi_1)] / k_{\text{сп}}, \quad (8.27)$$

определяется по полученному эмпирическим путем выражению, внешне совпадающему с законом Бугера:

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \exp(-\alpha_{\text{Б}}k), \quad (8.28)$$

где $\alpha_{\text{Б}}$ — коэффициент, подобный коэффициенту экстинкции для управляемого световода.

Сравнительно небольшое влияние пыли и других загрязнений на коэффициент светопропускания объясняется их рыхлой структурой, при которой не все инородные частицы находятся от поверхности световода на расстоянии меньшем, чем длина волны излучения, т. е. на том расстоянии, на которое практически проникает поверхностная волна при ПВО. Сильное влияние мельчайших капель росы объясняется непосредственным контактом капель с поверхностью канала и рассеиванием потока излучения сферической частью капли. Устранение влияния росы и пыли на характеристики клавиш достигается специальным матированием рабочей поверхности.

8.4.2. УСТРОЙСТВО КОНТРОЛЯ ЧИСТОТЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Сильное влияние росы, капель воды на светопропускание плоского УС можно использовать для построения устройств контроля чистоты оптической поверхности.

При этом для плоского УС возможен независимый одновременный контроль обеих его поверхностей. Для этого кроме источника излучения и фотоприемника, соединенного с электронным блоком включения исполнительного механизма, на той же поверхности световода (стекла) между местами размещения излучателя и приемника излучения можно разместить светоотражающий слой и установить привод очистки другой поверхности стекла и второй фотоприемник, который связан с приводом очистки внутренней поверхности стекла через блок включения (рис. 8.16). Второй фотоприемник размещен на той же стороне стекла, что и первый, и оптически связан с излучателем, как и первый, через контролируемое стекло. Выходы первого и второго фотоприемников связаны с входами блоков включения привода через анализатор одновременности изменения сигналов этих фотоприемников. Выход сигналов одновременности из анализатора соединен с блоком включения привода внешней очистки, а выход сигналов неодновременности — с блоком включения привода внутренней очистки стекла.

Излучение от излучателя 1 вводится в стекло контролируемого объекта 2 и воспринимается фотоприемниками 3, 8. Между излучателем и одним из фотоприемников на внутренней стороне стекла располагается отражающий слой 6. При загрязнении стекла в зоне контроля сигнал на фотоприемниках будет уменьшаться, причем на фотоприемнике 3 сигнал будет

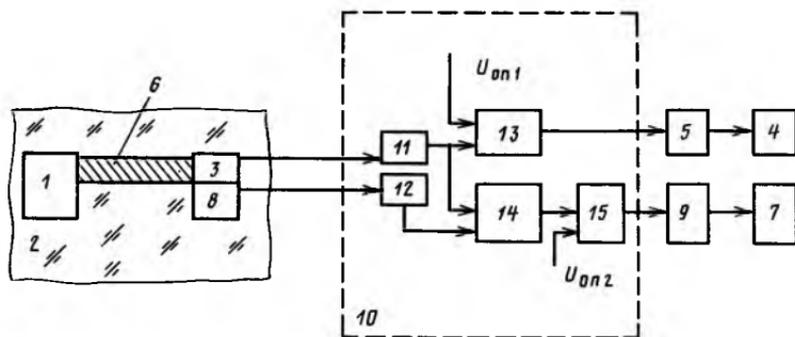


Рис. 8.16. Устройство контроля чистоты оптической поверхности

уменьшаться только при наличии загрязнения на наружной поверхности контролируемого участка стекла, а сигнал на фотоприемнике 8 будет уменьшаться при наличии загрязнения как на наружной, так и на внутренней поверхности стекла. Сигналы с фотоприемников поступают на анализатор одновременности изменения сигналов 10, который содержит усилители 11 и 12, компараторы 13 и 15 и делительное устройство 14. При отсутствии загрязнения стекла 2 сигнал на выходе фотоприемника 3 усиливается усилителем 11 и подается на один из выходов компаратора 13. На второй вход компаратора 13 подается опорное напряжение $U_{оп1}$, обеспечивающее напряжение на выходе компаратора 13, которое, будучи поданным на блок включения 5, не вызовет на его выходе сигнал, достаточный для включения внешнего очистителя 4. Одновременно сигнал на выходе фотоприемника 8 усиливается в усилителе 12 и подается на вход (числителя) делителя 14. На второй вход (знаменателя) делителя 14 подается сигнал с выхода усилителя 11. Сигнал, пропорциональный результату деления, с выхода делителя 13 подается на один из выходов компаратора 15. На второй вход компаратора 15 подается опорное напряжение $U_{оп2}$, обеспечивающее значение напряжения на выходе компаратора 15, которое, будучи поданным на блок включения 9, не вызовет появления на его выходе сигнала, достаточного для включения привода внутреннего очистителя 7.

При уменьшении сигнала на фотоприемнике 3 из-за рассеивания и поглощения излучения на внешней поверхности стекла каплями уменьшается сигнал на выходе усилителя 11. Если сигнал на выходе усилителя 11 станет меньше опорного напряжения $U_{оп1}$, то состояние компаратора 13 изменится на противоположное и сигнал на его выходе включит через блок 5 привод внешнего очистителя 4 для устранения причины

рассеивания и поглощения излучения на внешней поверхности стекла. Одновременно сигнал на выходе фотоприемника 8 также уменьшится из-за рассеивания и поглощения излучения на внешней поверхности стекла. При этом будет происходить пропорциональное уменьшение сигналов на выходе усилителей 11 и 12 и результат деления делителя 14 не изменится. Компаратор 15 останется в исходном положении, т. е. привод внутреннего очистителя 7 не будет включен. После устранения причины уменьшения сигнала на внешней поверхности стекла посредством внешнего очистителя 4 сигналы на выходах фотоприемников 3 и 8 возрастут до первоначального уровня и привод внешнего очистителя 4 выключится.

При наличии загрязнения на внутренней поверхности стекла (внутренняя поверхность стекла покрыта отражающим слоем б) сигнал на выходе фотоприемника 3 не меняет своего значения, а напряжение на выходе усилителя 11 равно

$$U_{\text{вых } 11} = k_3 k_{11} P k_{\text{опт } 1} e^{-\kappa_1 l},$$

где k_3 — коэффициент чувствительности фотоприемника 3; k_{11} — коэффициент усиления усилителя 11; P — мощность излучателя 1; $k_{\text{опт } 1}$ — коэффициент оптических потерь в тракте источник 1 — стекло 2 — отражатель б — фотоприемник 3; κ_1 — приведенный коэффициент, характеризующий потери при отражении от внешней поверхности стекла; l — расстояние между излучателем 1 и приемником 3.

Сигнал на выходе фотоприемника 8 уменьшится и уменьшится напряжение на выходе усилителя 12:

$$U_{\text{вых } 12} = k_8 k_{12} P k_{\text{опт } 2} e^{-\kappa_2 l} e^{-\kappa_1 l},$$

где k_8 — коэффициент чувствительности фотоприемника 8; k_{12} — коэффициент усиления усилителя 12; P — мощность излучателя 1; $k_{\text{опт } 2}$ — коэффициент оптических потерь в тракте излучатель 1 — стекло 2 — фотоприемник 8; κ_2 — приведенный коэффициент, характеризующий потери при отражении от внутренней поверхности стекла.

Сигнал на выходе делителя 14 равен

$$U_{\text{вых } 14} = \frac{k_8 k_{12} e^{-\kappa_2 l} k_{\text{опт } 2}}{k_3 k_{11} k_{\text{опт } 1}} k_{14},$$

где k_{14} — коэффициент преобразователя делителя 14. Этот сигнал будет уменьшаться и станет меньше опорного напряжения $U_{\text{оп } 2}$.

Состояние компаратора 15 изменится на противоположное, что вызовет включение привода внутреннего очистителя 7, который будет устранять причину рассеивания и поглощения излучения на внутренней поверхности стекла. После устранения причины уменьшения сигнала на внутренней поверхности стекла

сигнал на выходе фотоприемника 8 возрастет до первоначального уровня и привод внутреннего очистителя 7 отключится.

Таким образом, устройство позволяет автоматизировать контроль и очистку как внутренней, так и внешней поверхности стекла контролируемого объекта.

8.4.3. УРОВНЕМЕРЫ И СИГНАЛИЗАТОРЫ УРОВНЯ ЖИДКОСТИ

Управляемые световоды с переменной площадью оптического контакта позволяют обеспечить измерение уровня жидких сред как в аналоговом, так и в дискретном режиме. В случае непрерывного измерения уровнемер может выполняться в виде протяженного световода (например, из плавленного кварца, длиной 200 мм, шириной 12 мм, толщиной 4 мм и с углом скоса торцов $43,5^\circ$). Поток от излучателя (два светодиода АЛ107А) собирается в параллельный пучок с помощью линз. Фотоприемником служат три фототранзистора. В качестве металлов, используемых для получения зеркальных покрытий, могут применяться алюминий и серебро. Зависимость тока от уровня жидкости h (рис. 8.17), снятая при отсутствии маски (кривая 1) и различной кривизне границы маски (кривые 2 и 3), определяющейся по формулам (8.9) и (8.11), имеет расходимость с теоретической не более 5%, а нелинейность δ — не более 2% (кривая 3).

Такая схема позволяет создавать на ее основе не только уровнемеры, но и измерители объема жидкости с линейным выходом для емкостей с переменным сечением по вертикали. Это достигается путем нанесения отражающей маски, форма которой учитывает конфигурацию емкости.

Расчет максимально возможной длины и минимально возможной ширины световода ведется при условии, что известны максимальный $I_{\text{фп.макс}}$ и минимальный $I_{\text{фп.мин}}$ выходные токи фотоприемника, а также задана нелинейность δ выходной характеристики.

Исходя из чувствительности фотоприемника определяются мощности потоков излучения $P_{\text{макс}}$ и $P_{\text{мин}}$, обеспечивающие возникновение токов $I_{\text{фп.макс}}$ и $I_{\text{фп.мин}}$. Выходная мощность

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \left[1 - \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \right]^2 \exp \left(-\kappa \frac{2d_c k_{\text{п}} k}{\cos \theta_1} \right) A, \quad (8.29)$$

где $k_{\text{п}}$ — коэффициент потерь на маске, зависящий от R_3 ; A — коэффициент потерь на объективе, формирующем параллельный поток; k — количество отражений от модулируемой границы УС.

Решив уравнение (8.29) относительно k для $P_{\text{вых}} = P_{\text{макс}}$ и подставив найденное значение в формулу $L = 2d_c \text{tg} \theta_1 k$,

можно определить максимальную длину $L_{\text{макс}}$ световода.

Минимальная ширина световода $D_{\text{смин}}$ определяется исходя из заданного значения нелинейности δ функции преобразования. Наибольшая нелинейность δ наблюдается при первом отражении и равна, %,

$$\delta = \frac{2\Delta_{\text{т.м}}}{kx_{\text{к-1}}} 100, \quad (8.30)$$

где $\Delta_{\text{т.м}}$ — технологическая погрешность нанесения маски, мм;

$$x_{\text{к-1}} = D_{\text{с}} \left(k_{\text{п}} - \frac{P_{\text{мин}}}{P_{\text{вх}}} \right) / kR_3, \quad (8.31)$$

— уменьшение ширины маски после первого отражения, мм; $D_{\text{с}}$ — ширина световода.

Подставив выражение (8.31) в формулу (8.30), найдем минимальную ширину световода, %:

$$D_{\text{с.мин}} = \frac{2\Delta_{\text{т.м}}R_3}{\delta \left(k_{\text{п}} - \frac{P_{\text{мин}}}{P_{\text{вх}}} \right)} 100. \quad (8.32)$$

Третий геометрический размер световода — толщина $d_{\text{с}}$ — обычно определяется из требований к прочности, ударным нагрузкам и т. п., а также из конструктивных соображений (учитывается диаметр собирающих линз, метод ввода излучения). Изменение толщины позволяет увеличить или уменьшить число отражений k .

В условиях работы, характеризующихся постоянством температуры и параллельностью потока излучения, при контроле жидкостей, которые не смачивают или полностью смачивают световод, значение суммарной погрешности δ_{Σ} определяется в основном нелинейностью δ . При использовании уровнемера для контроля уровня жидкостей необходимо производить его установку с учетом краевого эффекта смачиваемости (мениска).

Ярко выраженная нелинейная зависимость $I_{\text{фп}} = f(h)$ позволяет использовать световоды с переменной площадью оптического контакта в качестве сигнализаторов уровня жидкости. Подвод и отвод оптического излучения к сигнализатору может осуществляться с помощью ВС.

Такой сигнализатор обеспечивает безопасную и надежную работу в агрессивных, токсичных и взрывоопасных средах, допускает работу в условиях выпадения росы и инея на его чувствительную поверхность.

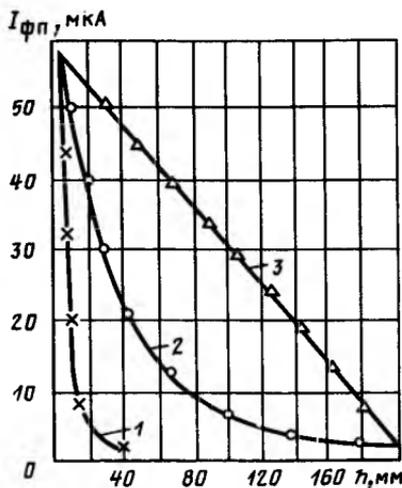


Рис. 8.17. Функция преобразования оптоэлектронного уровнемера: 1 — без маски; 2 — с диагональной маской; 3 — с профилированной маской

Конструкция сигнализатора может состоять из оптической призмы, закрытой патрубком, защищающим ее поверхность от попадания брызг, волоконно-оптического жгута и оптоэлектронного приемо-передающего преобразователя.

Как показали эксперименты, абсолютная погрешность сигнализатора, способного фиксировать наличие жидкости, может быть менее 1 мм.

Глава 9

ДАТЧИКИ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА

9.1. Модуляция излучения при изменении зазора между световодом и пластинкой

В основу работы датчиков с граничной модуляцией излучения может быть положен оптический туннельный эффект (ОТЭ). Из основ оптики известно, что для электромагнитной волны, распространяющейся в некоторой среде, присутствие инородной среды будет ощущаться не только при механическом контакте, но уже при приближении сред друг к другу на расстояние порядка длины волны. Расположим на некотором расстоянии d от внешней поверхности световода переходную пластинку с показателем преломления n_3 , который выбирается таким образом, чтобы относительно него в световоде (n_1) условие ПВО нарушалось раньше, чем относительно подложки (n_0) и среды (n_2), т. е. n_3 должно быть больше n_0 и n_2 (рис. 9.1). Угол θ_1 выберем таким, что при оптическом контакте световода лишь с переходной подвижной пластинкой в нем нарушается условие ПВО. Это значит, что угол θ_1 должен удовлетворять условию

$$\arcsin(\max\{n_0, n_2\}/n_1) < \theta_1 < \arcsin(n_3/n_1). \quad (9.1)$$

При уменьшении зазора d между переходной пластинкой и световодом до нуля большая часть оптической энергии перетечет из световода в подвижную пластинку, что приведет к уменьшению выходного сигнала фотоприемника.

Происходящие изменения мощности выходного излучения можно оценить по отражательной способности модулируемой границы сред — отношению мощности отраженного излучения к мощности падающего.

Для неполяризованной оптической волны отражательная способность в структуре с одним отражением от модулируемой границы описывается следующим выражением:

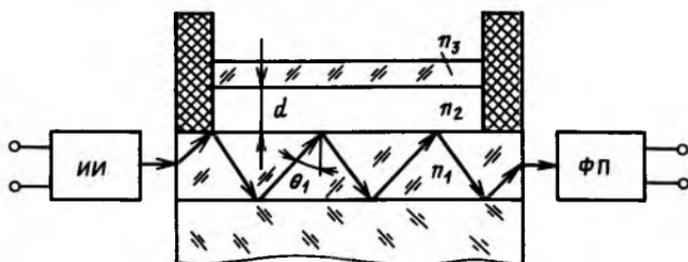


Рис. 9.1. Схема датчика на основе оптического туннельного эффекта

$$R_d = 0,5 [|r_{\perp}|^2 + |r_{\parallel}|^2], \quad (9.2)$$

где r_{\perp} и r_{\parallel} — коэффициенты отражения для волн с \perp - и \parallel -поляризацией.

Аналитически коэффициенты отражения r_{\perp} и r_{\parallel} могут быть получены через коэффициенты отражения от поверхностей раздела световод — зазор (r_{12}) и зазор — подвижная пластина (r_{23}):

$$r = [r_{12} + r_{23} \exp(-2b)] / [1 + r_{12} r_{23} \exp(-2b)], \quad (9.3)$$

$$b = -(2\pi/\lambda_0)d \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}; \quad (9.4)$$

θ_1 — угол падения излучения на модулируемую границу УС; λ_0 — длина волны излучения в вакууме.

Для случая полного внутреннего отражения на первой границе раздела коэффициенты отражения от поверхностей могут быть записаны так:

для \perp -поляризации

$$r_{12\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - i \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1 + i \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}; \quad (9.5)$$

$$r_{23\perp} = \frac{-i \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2} - \sqrt{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{-i \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2} + \sqrt{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}; \quad (9.6)$$

для \parallel -поляризации

$$r_{12\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - i(n_1/n_2) \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_2 \cos \theta_1 + i(n_1/n_2) \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}; \quad (9.7)$$

$$r_{23\parallel} = \frac{-i(n_3^2/n_2^2) \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2} - \sqrt{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{-i(n_3^2/n_2^2) \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2} + \sqrt{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}. \quad (9.8)$$

Так как для ПВО на первой границе раздела модули коэффициентов отражения равны единице, то сами коэффициенты можно представить в виде

$$\begin{aligned} r_{12\perp} &= \exp(i\varphi_{12\perp}); & r_{23\perp} &= \exp(i\varphi_{23\perp}); \\ r_{12\parallel} &= \exp(i\varphi_{12\parallel}); & r_{23\parallel} &= \exp(i\varphi_{23\parallel}). \end{aligned} \quad (9.9)$$

Окончательно имеем

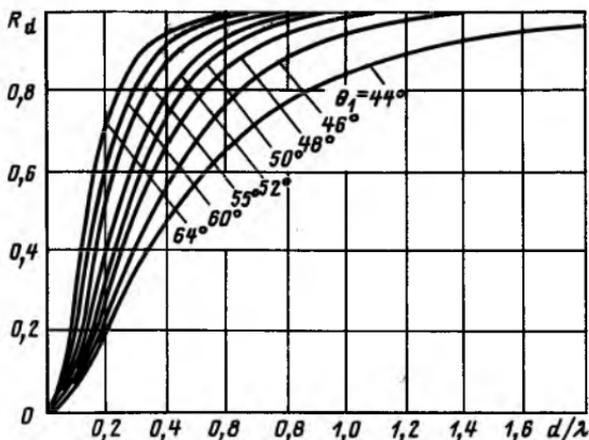


Рис. 9.2. Зависимость отражательной способности границы призма — пластинка от относительного зазора для разных углов падения потока излучения

$$R_{d\perp} = |r_{\perp}^2| = \frac{\exp(2b) + \exp(-2b) + 2 \cos(\varphi_{12\perp} - \varphi_{23\perp})}{\exp(2b) + \exp(-2b) + 2 \cos(\varphi_{12\perp} + \varphi_{23\perp})}; \quad (9.10)$$

$$R_{d\parallel} = |r_{\parallel}^2| = \frac{\exp(2b) + \exp(-2b) + 2 \cos(\varphi_{12\parallel} - \varphi_{23\parallel})}{\exp(2b) + \exp(-2b) + 2 \cos(\varphi_{12\parallel} + \varphi_{23\parallel})}. \quad (9.11)$$

Следовательно, выражение для функции преобразования датчика на основе ОТЭ примет вид

$$I_{\text{фп}}(d) = 0,5 S_{\text{фп}} \sum_{k=k_{\text{мин}}}^{k=k_{\text{макс}}} \int_{\arctg[(L-l_{\text{фн}})/2kd_c]}^{\arctg[L/2kd_c]} [R_{d\perp}^{k(\theta_1)}(\theta_1, n_3, d)(1 - R_{\perp b}(\theta_1))^2 - R_{d\parallel}^{k(\theta_1)}(\theta_1, n_3, d)(1 - R_{\parallel b}(\theta_1))^2] \exp(-\kappa L / \cos \theta_1) \times f_1[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0))] f_{\text{фп}}[\arcsin(n_1 \sin(\theta_1 - \alpha_0)) + \Delta \beta] d\theta_1, \quad (9.12)$$

где $S_{\text{фп}}$ — интегральная чувствительность фотоприемника.

На рис. 9.2 представлены результаты расчета отражательной способности R_d для $n_1 = n_3 = 1,451$ и $\lambda_0 = 0,95$ мкм.

Если принять, что крутизна зависимости отражательной способности от размера зазора линейно зависит от угла падения и соответствующая кривая проходит через начало координат, то при малой расходимости потока излучения ($2\varphi_{\text{ДН}} < 20^\circ$) можно приближенно считать, что отражательная способность расходящегося потока излучения с симметричным светораспределением равна отражательной способности осевого луча $R_d(\theta_{10})$.

Аналогично можно принять, что для $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ отражательная способность R_d для немонахроматического излучения при-

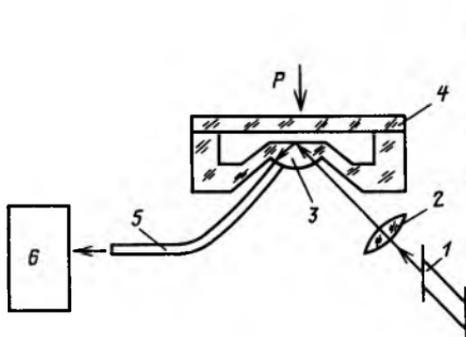


Рис. 9.3. Схема кварцевого датчика с оптическим туннелированием

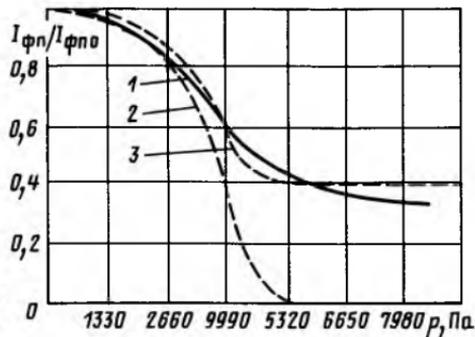


Рис. 9.4. Функция преобразователя датчика с ОТЭ

ближенно равна отражательной способности на длине волны, соответствующей максимуму спектральной характеристики излучателя.

В этом приближении функция преобразования для однократного взаимодействия излучения с модулируемой границей запишется как

$$I_{\text{фп}}(d) = 0,5 S_{\text{фп}} \tau_{\text{в.в}} [R_{d\perp}(\theta_{10}, n_3, d)(1 - R_{\perp\text{в}}((\theta_{10}))^2 + R_{d\parallel}(\theta_{10}, n_3, d)(1 - R_{\parallel\text{в}}(\theta_{10}))^2)] P_{\text{ии}} \quad (9.13)$$

Экспериментальное исследование влияния неоднородности светораспределения и немонохроматичности модулируемых потоков излучения на отражательную способность было проведено на макетах с различными излучателями. Исследование характеристик при малой угловой расходимости потока излучения проведено на кварцевом датчике (рис. 9.3). В нем использован лазер 1, излучающий на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм. Луч лазера, сфокусированный с помощью линзы 2, направлялся на отражающую поверхность кварцевого световода 3 под углом $45,6^\circ$. Его излучение почти равномерно заполняет апертурный угол в 2° . Отраженный поток излучения (\parallel -поляризация) с помощью волоконного световода 5 отводился к фотоприемнику 6. Диаметр пластинки 4 был равен 20 мм, толщина 0,48 мм. Подводимое к пластинке давление p измерялось с помощью ртутного манометра [105].

Экспериментальная функция преобразования такого датчика давления (кривая 1) не достигает оси абсцисс (рис. 9.4). Это объясняется тем, что, во-первых, из-за наличия микро- и макронеровностей контактирующих поверхностей пластинки и световода зазор не может быть уменьшен до нуля и, во-вторых, при снятии экспериментальной характеристики визуально наблюдалось, что площадь оптического контакта меньше, чем сечение потока излучения, испытывающего ПВО. Обе эти

причины приводят к наличию немодулируемого потока излучения. Кроме того, экспериментальная характеристика имеет участок с малой крутизной при больших давлениях (которого нет на расчетной кривой 2), так как пластинка, прогибаясь, достигает отражающей поверхности световода и в центральной области касается ее. До этого участка теоретические характеристики достаточно точно описывают изменение отраженного потока излучения. При дальнейшем увеличении давления пластинка начинает прилегать к поверхности световода не только в центре, но и ближе к краю. В результате наблюдается увеличение площади оптического контакта и дальнейшее уменьшение отраженного потока излучения, но уже с меньшей крутизной характеристики. В данном случае механический контакт пластинки с поверхностью световода нежелателен, так как это может привести к механическому повреждению и ухудшению качества соприкасаемых поверхностей. Поэтому желательнее не использовать этот участок характеристики и работать на крутом участке, который хорошо описывается формулой (9.13) применительно к случаю однократного отражения луча.

Учитывая различия экспериментальной и расчетной зависимостей, для расчета функции преобразования датчика необходимо внести корректировку в выражение для отражательной способности:

$$R_{d_p} = m [R_d - 1] + 1, \quad (9.14)$$

где R_{d_p} — реальная отражательная способность для потока излучения в датчике на основе ОТЭ; m — глубина модуляции; R_d — отражательная способность, вычисляемая по формулам (9.10) и (9.11).

Измерить зазор в зоне действия ОТЭ технически достаточно сложно. Поэтому использовался косвенный метод его измерения через давление p . Перемещение пластинки (упругой мембраны), а следовательно, и зазор, и прилагаемое давление связаны соотношением

$$d = d_0 - \frac{r_m^4}{h_m^3 E_m} \frac{3(1 - \sigma_m^2)}{16} p, \quad (9.15)$$

где d_0 — начальное значение зазора; r_m , h_m , E_m , σ_m — радиус, толщина, модуль Юнга, коэффициент Пуассона пластинки (упругой мембраны).

Показанная на рис. 9.4 зависимость z рассчитана по формуле (9.13) с подстановкой в нее (9.14) и (9.15) для датчика со следующими параметрами: $d_0 = 1,2$ мкм; $r_m = 10$ мм; $h_m = 0,48$ мм; $E_m = 7 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $\lambda = 0,63$ мкм; $m = 0,6$; $\sigma_m = 0,17$ (кварц). Расчетная зависимость хорошо согласуется с экспериментальной до тех пор, пока не начинается изменение площади механического контакта.

Для исследования характеристик датчика при работе с широкоапертурными потоками излучения использовался макет, в котором к стеклянной призме приклеена (или приварена) плоская стеклянная мембрана, отделенная от верхней грани призмы тонкой прокладкой, изготовленной методом вакуумного напыления. В датчике использовался инфракрасный светодиод АЛ107Б, а в качестве фотоприемника — кремниевый фотодиод. Для подвода и отвода излучения от датчика были использованы волоконные световоды с числовой апертурой, равной примерно 0,25.

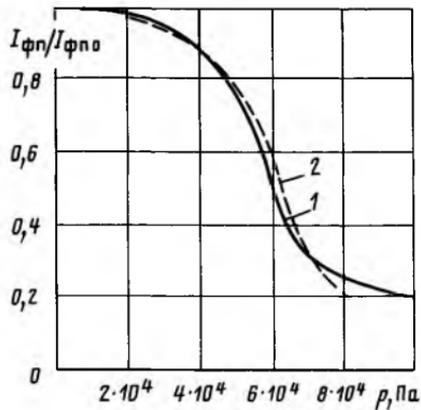


Рис. 9.5. Функция преобразования широкоапертурного датчика с ОТЭ

Если внешнее давление уравнивается силами упругости двух пластин (стеклянной и разделителя), уравнение упругого элемента запишется следующим образом:

$$d = d_0 - \frac{P}{\left[\frac{h_p^3 E_p}{r_p^2} \frac{16}{3(1-\sigma_p^2)} + \frac{h_m^3 E_m}{r_p^2 - r_m^2} \frac{16}{3(1-\sigma_m^2)} \right]}, \quad (9.16)$$

где r_p , h_p , E_p , σ_p — радиус, толщина, модуль упругости, коэффициент Пуассона разделителя.

При расчете ($h_m = 0,13$ мм; $r_m = 1$ мм; $h_p = 0,05$ мм; $r_p = 4$ мм; $d_0 = 0,65$ мкм; $E_m = 7 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $E_p = 2 \cdot 10^{11}$ Н/м²; $\sigma_m = 0,17$; $\sigma_p = 0,3$) глубина модуляции m была выбрана равной 0,8 (рис. 9.5). В данном случае глубина модуляции больше, чем при модуляции узконаправленного лазерного излучения, из-за большего перекрытия модулируемого потока излучения пятном оптического контакта. Однако, так же как и в предыдущем случае, экспериментальная характеристика не доходит до оси абсцисс ввиду неполной модуляции излучения, выходящего из ВС. Из сравнения расчетных (кривые 2) и экспериментальных (кривая 1) характеристик для узконаправленного (см. рис. 9.4) и расходящегося (см. рис. 9.5) потоков излучения видно, что при учете неполноты модуляции расчетные характеристики отличаются от экспериментальных не более чем на 10—12%. Это подтверждает слабое влияние немонахроматичности и расходимости излучения на крутизну функции преобразования и возможность использования для расчетов формулы (9.13), не учитывающей эти эффекты. Влияние расходимости и неравномерности светораспределения сказывается в основном на

глубине модуляции, которая уменьшается в связи с появлением фона, образуемого немодулируемыми боковыми лучами в индикатрисе светораспределения, а также из-за рассеяния излучения в местах стыковки ВС с управляемым световодом и микронеровностей контактирующих поверхностей мембраны и световода.

9.2. Влияние параметров управляемого световода на характеристики датчика при большом радиусе кривизны мембраны

Приложение давления или силы к мембране 1 (рис. 9.6) вызывает ее прогиб, и в центральной части зазор между гипотенузной гранью призмы-основания 2 и мембраной становится меньше первоначального значения зазора d_0 , установленного с помощью кольцевой прокладки 3 и соизмеримого с длиной волны излучения λ .

При этом в центре гипотенузной грани образуется некоторая область круглой формы, где зазор меньше длины волны излучения и наблюдается выход излучения из призмы через зазор в мембрану или, другими словами, нарушение ПВО. Диаметр области оптического контакта можно приблизительно определить как диаметр сечения сферической поверхности прогнувшейся мембраны плоскостью $d/\lambda = 0,1$:

$$D_{o.k.} = 2 \sqrt{0,1\lambda(2r_k - 0,1\lambda)}, \quad (9.17)$$

где r_k — радиус кривизны поверхности изогнутой мембраны.

Минимальный радиус кривизны поверхности мембраны, соответствующий механическому контакту центра мембраны и УС, можно определить из следующего выражения:

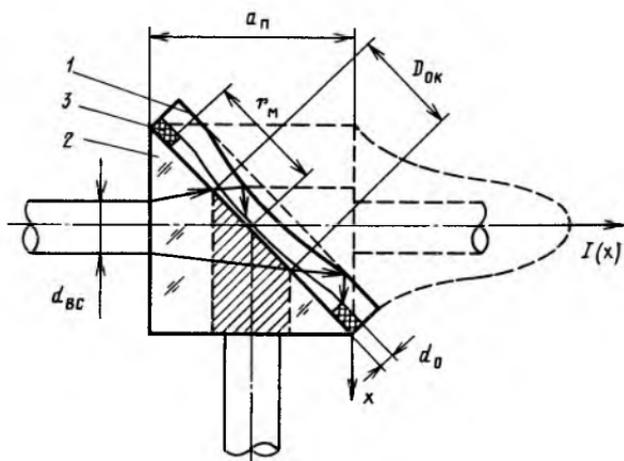


Рис. 9.6. Схема датчика с упругой мембраной

$$r_m = \sqrt{d_0(2r_k - d_0)}, \quad (9.18)$$

где r_m — радиус мембраны.

Пренебрегая слагаемыми d_0 и $0,1\lambda$ ввиду их малости по сравнению с r_k и подставляя значение r_k из формулы (9.18) в выражение (9.17), получаем

$$D_{o.k} \approx r_m \sqrt{0,4\lambda/d_0}. \quad (9.19)$$

Часть излучения, попадающего в область оптического контакта, выходит через зазор в мембрану и не попадает на торец фотоприемного ВС (заштрихованная область). Однако если толщина мембраны будет меньше диаметра области оптического контакта более чем в 2 раза, то часть излучения, отражаясь от верхней грани призмы, будет проходить через зазор обратно в призму, уменьшая тем самым глубину модуляции. В этом случае на внешнюю поверхность мембраны необходимо наносить светопоглощающее покрытие.

Как уже отмечалось выше, влияние расходимости излучения приводит к уменьшению глубины модуляции вследствие того, что не весь пучок лучей, выходящих из световода, перекрывается областью оптического контакта. Кроме того, в самой области оптического контакта наблюдается неполная модуляция из-за того, что зазор между мембраной и призмой не может быть полностью перекрыт, так как поверхности реальных оптических деталей имеют шероховатость. Учитывая эти соображения, максимальную глубину модуляции в общем виде можно определить следующим образом:

$$m = [P_{\text{вых}}(\infty) - P_{\text{вых}}(d_{\text{мин}})] / P_{\text{вых}}(\infty), \quad (9.20)$$

где $P_{\text{вых}}(\infty)$ — мощность излучения, попадающая на входной торец фотоприемного световода в отсутствие оптического контакта (при зазоре $d = \infty$); $P_{\text{вых}}(d_{\text{мин}})$ — мощность излучения, попадающая на входной торец фотоприемного световода при наличии оптического контакта (при зазоре $d = d_{\text{мин}}$, определяемом шероховатостью оптических поверхностей).

Мощность излучения $P_{\text{вых}}(\infty)$ состоит из двух составляющих:

$$P_{\text{вых}}(\infty) = P_{\text{вых.м}}(\infty) + P_{\text{ф}}(\infty), \quad (9.21)$$

где $P_{\text{вых.м}}(\infty)$ — модулируемая мощность излучения, попадающая на площадку входного торца фотоприемного световода после одного полного внутреннего отражения (при $d = \infty$); $P_{\text{ф}}(\infty)$ — фоновая, немодулируемая мощность излучения, образуемая боковыми лучами, попадающими на торец фотоприемного ВС не непосредственно, а после многократных отражений.

Модулируемую мощность излучения можно записать следующим образом:

$$P_{\text{вых.м}}(\infty) = \int_{S_{\text{вх}}} E(x, y) dS_{\text{вх}}, \quad (9.22)$$

где $E(x, y)$ — облученность в плоскости входного торца фотоприемного световода; $S_{\text{вх}}$ — площадь входного торца фотоприемного световода.

Пусть $E(x, y) = E_0 \exp\{-\beta(x^2 + y^2)/a_{\text{п}}^2\}$, где $a_{\text{п}}$ — расстояние между волоконными световодами; β — постоянный коэффициент; E_0 — облученность в точке $x=0, y=0$.

После преобразования получим

$$P_{\text{вых.м}}(\infty) = E_0(2\pi a_{\text{п}}^2/\beta)[1 - \exp(-\beta)d_{\text{вс}}/2a_{\text{п}}]. \quad (9.23)$$

Будем считать, что полная входная мощность излучения, выходящего из волоконного световода, $P_{\text{вх}}$ за вычетом модулируемой ее части $P_{\text{вых.м}}$, попадающей прямо на входной торец фотоприемного ВС, составляет фоновый поток излучения, который после многократных отражений и рассеяния его лучей создает на грани призмы, где расположен торец фотоприемного световода, равномерную освещенность $E_{\text{ф}\infty}$:

$$E_{\text{ф}\infty} = [P_{\text{вх}} - P_{\text{вых.м}}(\infty)]/S_{\text{пр}}, \quad (9.24)$$

где $S_{\text{пр}}$ — площадь грани призмы, к которой прикреплен фотоприемный световод.

Фоновая мощность излучения на площади входного торца фотоприемного световода запишется следующим образом:

$$P_{\text{ф}}(\infty) = [P_{\text{вх}} - P_{\text{вых.м}}(\infty)]S_{\text{вх}}/S_{\text{пр}}. \quad (9.25)$$

Полная мощность излучения, выходящего из излучающего ВС и попадающего на торец фотоприемного ВС, определяется следующим образом:

$$P_{\text{вх}} = \int_S E(x, y) dx dy. \quad (9.26)$$

После преобразований и интегрирования получим

$$P_{\text{вх}} = E_0 2\pi a_{\text{п}}^2/\beta. \quad (9.27)$$

Остаточная мощность излучения $P_{\text{вых}}(d_{\text{мин}})$, попадающего на торец фотоприемного световода при подаче давления и нарушения ПВО определится как

$$P_{\text{вых}}(d_{\text{мин}}) = R(d_{\text{мин}})P_{\text{вых}}(\infty) + (P_{\text{вх}} - P_{\text{м}})S_{\text{вх}}/S_{\text{пр}}, \quad (9.28)$$

где

$$P_{\text{м}} \approx E_0(2\pi a_{\text{п}}^2/\beta)\{1 - \exp[-\beta(D_{\text{о.к}}/2a_{\text{п}})^2]\}$$

— мощность излучения, отводимая в мембрану в области оптического контакта.

Используя приведенные выражения, окончательно получим

$$m = \frac{[1 - R(d_{\text{мин}})] \{1 - \exp[-\beta(0,5d_{\text{BC}}/a_n)^2]\} +}{1 - \exp[-\beta(0,5d_{\text{BC}}/a_n)^2] [1 - (\pi/4)(d_{\text{BC}}/a_n)^2]} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{+(\pi/4)(d_{\text{BC}}/a_n)^2 \{ \exp[-\beta(0,5d_{\text{BC}}/a_n)^2] - \exp[-\beta(0,5D_{\text{о.к}}/a_n)^2] \}}{.}$$

(9.29)

Для использования формулы (9.29) в практических расчетах установим соотношение между диаметром области оптического контакта $D_{\text{о.к}}$ и расстоянием между световодами по ходу осевых лучей a_n . Радиус мембраны представляет собой внутренний радиус кольцевой прокладки, напыленной на гипотенузную грань. Радиус мембраны приближенно можно оценить следующим образом:

$$r_m \approx a_n/2.$$

Воспользовавшись формулой (9.19), получим

$$D_{\text{о.к}} \approx a_n \sqrt{0,1\lambda/d_0}. \quad (9.30)$$

Предельно допустимое значение шероховатости оптических деталей по 14-му классу составляет 0,05 мкм. Поскольку в контакт входят две оптические поверхности, минимальный зазор $d_{\text{мин}} \approx 0,1$ мкм. При таком зазоре отражательная способность для угла падения $\theta_1 = 45^\circ$ и показателей преломления $n_1 = 1,45$ и $n_2 = 1,755$ будет равна 0,1 и 0,25 соответственно. Нетрудно убедиться, что при $d_{\text{BC}}/a_n \rightarrow 0$ выражение (9.29) упростится:

$$\lim_{d_{\text{BC}}/a_n \rightarrow 0} m = \{ [1 - R(d_{\text{мин}})] \beta + \pi [1 - \exp(-\beta(D_{\text{о.к}}/2a_n)^2)] \} / (\beta + \pi). \quad (9.31)$$

С ростом показателя преломления, или, другими словами, с увеличением параметра β , изменение конструктивных параметров слабо влияет на глубину модуляции за счет уменьшения расходимости потока излучения, выходящего из световода (рис. 9.7, а). Среднее значение глубины модуляции при этом уменьшается из-за увеличения отражательной способности при минимальном зазоре.

Расходимость и неравномерность излучения, выходящего из ВС, приводит к тому, что при увеличении расстояния между торцами излучающего и фотоприемного световодов все меньшая часть излучения попадает на входной торец фотоприемного световода. Количественно оптические потери в датчике можно выразить через коэффициент использования излучения:

$$\eta = P_{\text{вых.м}}(\infty) / P_{\text{вх}} \quad (9.32)$$

или

$$\eta = 1 - \exp[-\beta(d_{\text{BC}}/2a_n)^2]. \quad (9.33)$$

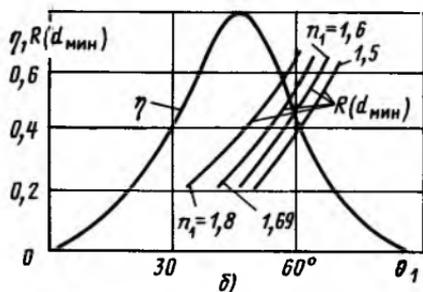
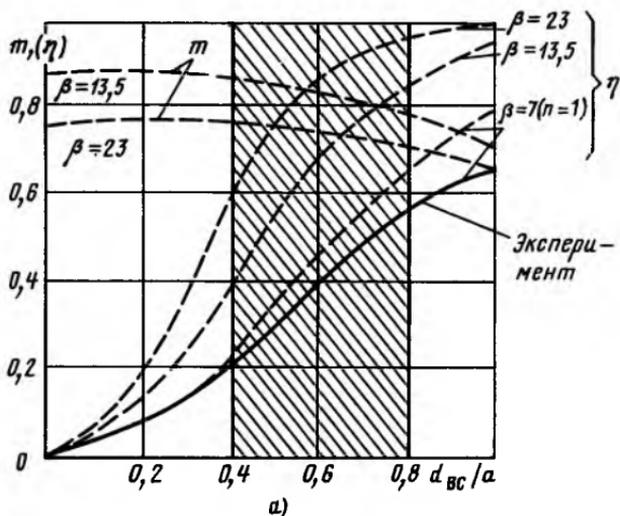


Рис. 9.7. Зависимости глубины модуляции, коэффициента использования излучения в датчике с упругой мембраной от конструктивных размеров и угла падения излучения

С ростом показателя преломления коэффициент использования при максимально возможном приближении торцов световодов ($d_{\text{ВС}}/a_n = 1$) увеличивается за счет сужения индикатрисы светораспределения и круто падает при увеличении расстояния между световодами. При использовании световодов с большой числовой апертурой светораспределение на выходе ВС будет еще более широким и параметр β будет уменьшаться. Это приводит к уменьшению коэффициента использования излучения и требует максимально приближать торцы световодов друг к другу, а также использовать призмы и мембраны с высокими показателями преломления.

При оценке влияния углового расположения световодов на модуляционные характеристики датчиков следует учитывать два фактора. Во-первых, изменение угла наклона оси световода приводит к изменению отражательной способности при минимально возможном зазоре и, следовательно, к изменению глубины модуляции. И, во-вторых, от угла наклона осей

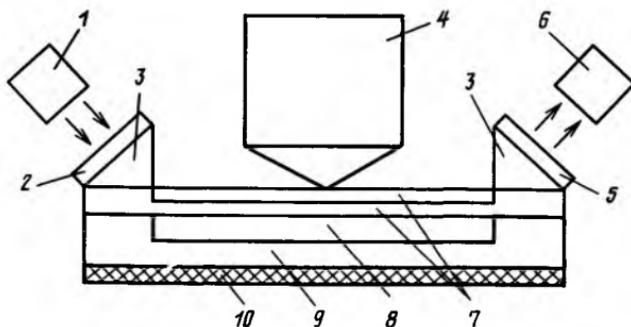


Рис. 9.8. Комбинированный датчик с ОТЭ:

1 — излучатель; 2 — поляризатор; 3 — призмы ввода и вывода; 4 — инерционная масса; 5 — анализатор; 6 — фотоприемник; 7 — фотоупругий несимметричный световод; 8 — воздушный зазор; 9 — основание; 10 — светопоглощающее покрытие

световодов зависит минимально возможное расстояние между световодами.

Зависимость коэффициента использования излучения от угла падения на гипотенузную грань призмы имеет ярко выраженный максимум при угле примерно 45° С (рис. 9.7, б), а отражательная способность при минимальном зазоре при углах больше 45° существенно возрастает, что приводит к сильному уменьшению глубины модуляции. Кроме того, при углах больше 45° все большая часть лучей расходящегося потока излучения, выходящего из излучающего световода, будет попадать на торец фотоприемного световода без модуляции, что также приведет к уменьшению глубины модуляции. Это говорит о целесообразности расположения осей световодов под углом примерно 45° к отражающей поверхности призмы — основанию.

Повысить чувствительность датчика на основе ОТЭ можно за счет использованных комбинированных оптических схем (см. гл. 6). Так, для повышения чувствительности оптоэлектронного датчика усилия или акселерометра можно использовать регистрацию как амплитуды, так и меняющегося под действием прикладываемого усилия сдвига фаз между компонентами излучения с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, распространяющегося в фотоупругом световоде (рис. 9.8) [91].

Изменение интенсивности оптического излучения происходит в результате уменьшения под действием усилия зазора между световодом 7 и стеклянной подложкой 9 (т. е. вследствие возникновения ОТЭ). Эти измерения могут быть зарегистрированы непосредственно с помощью фотоприемника 6.

Так, при показателе преломления световода $n_1 = 1,8$, показателе преломления стеклянной подложки $n_2 = 1,45$ и угле падения

излучения $\theta_1 = 45^\circ$ мощность излучения, попадающего на фотоприемник при изменении зазора от $1,5-2\lambda$ до полного оптического контакта, изменяется от 100 до 18%.

Изменение сдвига фаз $\Delta\varphi$ между компонентами излучения с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, происходящее в результате наведенной анизотропии в фотоупругом материале несимметричного световода, выявляется с помощью анализатора. Мощность излучения, падающего на фотоприемник,

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \sin^2(90 - \Delta\varphi/2).$$

При этом для сдвига фаз в 40° , возникшего под действием усилия, выходная мощность $P_{\text{вых}} \approx 0,88 P_{\text{вх}}$. Простое суммирование двух рассмотренных эффектов — амплитудного и поляризационного — должно было бы привести к уменьшению выходной мощности от 100 до 16%. Однако в описываемой оптической схеме в результате ОТЭ возникает дополнительный сдвиг фаз δ между параллельной и перпендикулярной компонентами оптического излучения, который определяется по формуле

$$\text{tg}(\delta/2) = \cos\theta_1 \sqrt{\sin^2\theta_1 - (n_2/n_1)^2} / \sin^2\theta_1.$$

Для приведенных выше исходных данных и одного отражения на границе сред в результате действия усилия сдвиг фаз δ может достигать 34° . С учетом этого эффекта имеем, что минимальная мощность излучения, попадающего на фотоприемник при действии усилия, уменьшается до 11%. Таким образом, комбинированное использование всех трех эффектов повышает чувствительность датчика.

9.3. Оценка отражательной способности мембраны для широкой ДН излучения

Поскольку механические воздействия могут вызвать изменение зазора между центром мембраны и основанием призмы, функция преобразования датчика определяется зависимостью мощности оптического излучения P , достигающего выходного световода, от зазора d . Указанная зависимость, отнесенная к мощности P_0 оптического излучения, достигающего выходного световода в отсутствие мембраны, представляет собой зависимость интегральной отражательной способности структуры (основание призмы — воздушная прослойка — мембрана) от зазора $R(d)$. Для получения точного выражения интегральной отражательной способности необходимо учитывать расходимость потока на выходе излучающего ВС и неравномерность прогиба мембраны, а также то, что торец излучающего ВС не является точечным источником излучения.

Получаемое выражение очень сложно [113]. Однако с незначительным снижением точности его можно заменить зависимостью отражательной способности структуры (основание призмы — воздушная прослойка — мембрана) для параллельного потока излучения, падающего под усредненным углом. Неравномерный прогиб мембраны также заменяется усредненным прогибом области мембраны, от которой отражается излучение, достигающее торца фотоприемного световода. В этом случае, полагая $n_1 = n_3$, $n_2 = 1,0$, функцию преобразования датчика на основе ОТЭ можно описать выражениями

$$P_{\text{вых}}(d) = P_{\text{вых}0} R(d); \quad (9.34)$$

$$R(d) = [R_{\perp}(d) + R_{\parallel}(d)]/2; \quad (9.35)$$

$$R_{\perp, \parallel}(d) = (\mu^2 + \delta^2)^2 / [(\mu^2 - \delta^2)^2 + 4\mu^2 \delta^2 \text{cth}^2 \beta d], \quad (9.36)$$

где R_{\perp} , R_{\parallel} — отражательные способности параллельных потоков излучения, пучков света, \perp - и \parallel -поляризованных по отношению к плоскости падения излучения; $\delta_{\perp, \parallel}^2 = n_1^2 \sin^2 \theta_{1\text{cp}} - 1$; $\beta = 2\pi(n_1^2 \sin^2 \theta_{1\text{cp}} - 1)/\lambda$; $\mu_{\perp}^2 = (n_1^2 \cos^2 \theta_{1\text{cp}})^{-1}$ для расчета R_{\perp} ; $\mu_{\parallel}^2 = (\cos^2 \theta_{1\text{cp}})/n_1^2$ для расчета R_{\parallel} ; λ — длина волны оптического излучения; n_1 — показатель преломления призмы и мембраны; $d = d_0 - \Delta dk_{\text{cp}}$ — среднее значение зазора между основанием призмы и областью мембраны $S_{\text{отр}}$, от которой отражается излучение, достигающее выходного световода; d_0 — начальный зазор между мембраной и основанием призмы; Δd — прогиб центра мембраны; $k_{\text{cp}} = (1/S_{\text{отр}}) \int \int_{x, y \in S_{\text{отр}}} z(x, y) dx dy$ — коэффициент

приведения прогиба центра мембраны к среднему прогибу области $S_{\text{отр}}$; $z(x, y)$ — функция, описывающая относительный прогиб мембраны;

$$\theta_{1\text{cp}} = \frac{\int_0^{\theta_{\text{макс}}} \int_0^{\pi} \theta_1(\theta, \varphi) \sin \theta k(\theta) d\theta d\varphi}{\int_0^{\theta_{\text{макс}}} \int_0^{\pi} \sin \theta k(\theta) d\theta d\varphi}$$

усредненный угол падения излучения; θ , φ — полярный и азимутальный углы, определяющие направление распространения излучения; $\theta_{\text{макс}} = \text{arctg}(d_{\text{вс}}/a)$; $d_{\text{вс}}$ — диаметр световодов; a — расстояние между торцами световодов, измеряемое по ходу осевого луча; $k(\theta) = (\gamma - \sin \gamma)/\pi$; $\gamma = \arccos(a \text{tg} \theta/d_{\text{вс}})$;

$$\theta_1(\theta, \varphi) = \begin{cases} \arccos(\cos \theta \cos \alpha - \cos \varphi \sin \theta \sin \alpha) & \text{при} \\ \cos \theta \cos \alpha - \cos \varphi \sin \theta \sin \alpha \leq \cos \theta_{\text{пво}}; \\ 0 & \text{при } \cos \theta \cos \alpha - \cos \varphi \sin \theta \sin \alpha > \cos \theta_{\text{пво}}; \end{cases}$$

α — угол падения луча, перпендикулярного торцу световода; $\theta_{\text{пво}}$ — угол полного внутреннего отражения.

Поскольку с помощью коэффициента k_{cp} неравномерный прогиб мембраны можно заменить усредненным равномерным, при расчете датчиков на основе ОТЭ удобно пользоваться зависимостью отражательной способности от зазора для

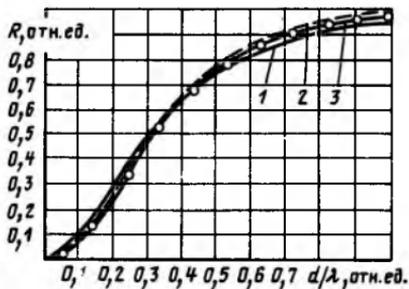


Рис. 9.9. Зависимости отражательной способности границы призма—пластинка от относительного зазора: 1—точная; 2—упрощенная; 3—эксперимент

риемонтальная зависимость отражательной способности при использовании мембраны, используемой в качестве преобразователя давления в перемещение. Как видим, согласие экспериментальных и расчетных данных вполне удовлетворительное.

9.4. Акустомеханическая модель датчика

Динамическую чувствительность датчика можно представить в виде

$$S(p) = k_{д.м}(p) k_{м.о} k_{о.з}(p),$$

где $k_{д.м}(p)$ — коэффициент преобразования воздействующего на датчик давления в деформацию мембраны; $k_{м.о}$ — коэффициент трансформации деформации мембраны в приращение оптического сигнала; $k_{о.з}(p)$ — коэффициент преобразования оптического сигнала в нормируемый электрический.

Датчик представляет собой акустомеханическую колебательную систему, состоящую из мембраны и воздушной полости между мембраной и основанием призмы. Оба элемента колебательной системы являются в свою очередь колебательными системами с распределенными параметрами. Для анализа динамических характеристик датчика, определяемых свойствами акустомеханической колебательной системы, удобно воспользоваться методом электромеханических аналогий [114], в соответствии с которым каждый i -й элемент акустомеханической системы заменяется сочетанием эквивалентных сосредоточенных параметров: гибкости c_i , массы m_i и активного механического сопротивления $r_{м.и}$. Критериями эквивалентности служат законы сохранения значений кинетической, потенциальной и диссипативной энергий. На основе акустомеханической схемы составля-

плоскопараллельной структуры. Моделирование на ЭВМ показало, что в диапазоне изменения относительного зазора $d/\lambda = 0 \div 1,1$ такая замена дает не более чем 3%-ное отклонение упрощенной зависимости отражательной способности от точной. На рис. 9.9 изображены зависимости интегральной отражательной способности структуры (основание призмы — воздушная прослойка — мембрана), отражательной способности, рассчитанной с помощью выражений (9.34) — (9.36), и экспериментальной зависимости отражательной способности при использовании мембраны, используемой в качестве преобразователя давления в перемещение. Как видим, согласие экспериментальных и расчетных данных вполне удовлетворительное.

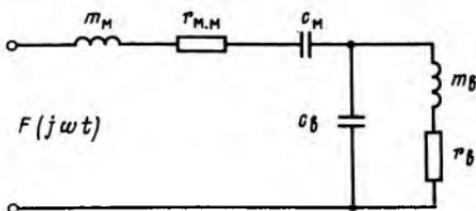
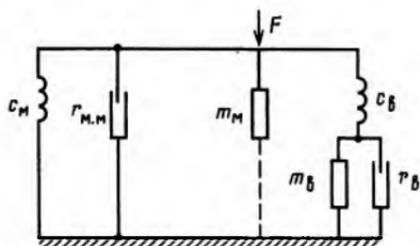


Рис. 9.10. Акустомеханическая схема датчика на основе ОТЗ

Рис. 9.11. Эквивалентная электрическая схема замещения датчика

ется электрическая схема замещения, в которой упругому $Z_c = 1/\omega c_i$, инерционному $Z_{m_i} = \omega m_i$ и активному механическому сопротивлению r_{m_i} соответствуют емкостное, индуктивное и активное электрические сопротивления; эквивалентной, действующей на мембрану внешней силе соответствует ЭДС, а колебательной скорости соответствует ток. Полученные электрические схемы замещения (рис. 9.10, 9.11) анализируются известными из электротехники методами.

Гибкость и масса мембраны:

$$c_m = (1 - \sigma_m^2) r_m^2 / 16 \pi E_m h_m^3; \quad m_m = 1,8 \rho_m h_m \pi r_m^2, \quad (9.37)$$

где ρ_m — плотность мембраны. Остальные величины те же, что и в формуле (9.15).

Эквивалентное внешнее усилие

$$F_{\text{экв}} = p \pi r_m^2. \quad (9.38)$$

Эквивалентные прогиб и колебательная скорость мембраны:

$$\Delta d = \Delta d_0 / 3; \quad \Delta d' = \Delta d'_0 / 3, \quad (9.39)$$

где Δd_0 и $\Delta d'_0$ — прогиб и колебательная скорость центра мембраны.

Значение эквивалентного механического сопротивления мембраны $r_{m,m}$ может быть определено по значению добротности:

$$Q = (\sqrt{m_m / c_m}) / r_{m,m}.$$

Для мембранных колебательных систем на основе стекол добротность $Q \approx 20 \div 100$ (верхнее значение — для кварца).

Гибкость, масса и активное сопротивление воздушной полости в области оптического контакта:

$$c_b = d_0 / 3 \gamma p_{\text{ст}} S_{\text{о.к}} w_{\text{отн}}; \quad m_b = 3 \rho_{\text{эф}} S_{\text{о.к}}^2 w_{\text{отн}} / 2 \pi d_0; \quad r_{m,b} = 9 \rho_b S_{\text{о.к}}^2 w_{\text{отн}} / 2 \pi d_0^3, \quad (9.40)$$

где d_0 — начальное значение зазора; $S_{\text{о.к}}$ — площадь области оптического контакта; $\gamma = 1,41$ — коэффициент адиабатического расширения воздуха; $p_{\text{ст}} = 1,013 \cdot 10^5$ Па — атмосферное давление;

$w_{\text{отн}}$ — коэффициент среднего относительного прогиба мембраны в области оптического контакта, определяемый как отношение среднего прогиба точек мембраны, соответствующих области оптического контакта, к прогибу центра мембраны:

$$w_{\text{отн}} = 1 - (r_{\text{о.к}}/r_{\text{м}})^2 + (r_{\text{о.к}}/r_{\text{м}})^4/3 \quad (9.41)$$

[$r_{\text{о.к}}$ — радиус области оптического контакта; $\rho_{\text{эф.в}}$ — эффективная плотность воздуха: $\rho_{\text{эф.в}} = (1,2 - 1)\rho_{\text{в}}$; $\rho_{\text{в}}$ — плотность воздуха; $\mu_{\text{в}} = 1,702 \cdot 10^{-5}$ Па·с — коэффициент вязкости воздуха].

Приведенные выражения справедливы для частот, удовлетворяющих условию

$$\omega < \pi^2 \mu_{\text{в}}/4d_0^2 \rho_{\text{в}}. \quad (9.42)$$

Для зазора, обеспечивающего оптическое туннелирование, эта частота составляет примерно $1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Рассмотрим соотношение упругой, инерционной и активной составляющих акустического сопротивления воздушной прослойки. Частота, на которой соотношение модулей инерционной и активной составляющих акустического сопротивления равно k' , определится как

$$\omega' = 3 \mu_{\text{в}} k' / \rho_{\text{эф.в}} d_0^2. \quad (9.43)$$

На этой частоте соотношение модулей активной и упругой составляющих определяется формулой

$$r_{\text{м.в}} = 9 \mu_{\text{в}}^2 S_{\text{о.к}} k' / 2 \pi d_0^2 \rho_{\text{эф.в}} \gamma p_{\text{ст}}. \quad (9.44)$$

Как показывают расчеты, при воздушном зазоре d_0 , обеспечивающем оптический контакт, и $k' = 0,001$ модуль активной составляющей акустического сопротивления на четыре порядка больше модуля упругой составляющей [113]. Поэтому инерционной составляющей акустического сопротивления можно пренебречь.

Колебательная скорость мембраны связана с прогибом выражением $\Delta d' = \omega \Delta d$. Прогиб мембраны можно описать как

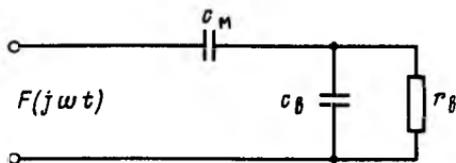
$$\Delta d = F_{\text{экр}} / \omega Z_{\text{экр}}, \quad (9.45)$$

где $Z_{\text{экр}}$ — эквивалентное акустомеханическое сопротивление датчика.

В соответствии с эквивалентной схемой коэффициент преобразования давления, действующего на датчик, в деформацию мембраны в операторной форме будет иметь вид

$$k_{\text{д.м}}(p) = \frac{\Delta d(p)}{F_{\text{экр}}(p)} = \frac{c_{\text{м}}(1 + p c_{\text{в}} r_{\text{м.в}})}{p^3 c_{\text{м}} m_{\text{м}} c_{\text{в}} r_{\text{м.в}} + p^2 c_{\text{м}}(m_{\text{м}} + r_{\text{м.м}} c_{\text{в}} r_{\text{в}}) + p [c_{\text{м}} r_{\text{м.м}} + r_{\text{м.в}} + r_{\text{в}}(c_{\text{в}} + c_{\text{м}})] + 1}. \quad (9.46)$$

Рис. 9.12. Эквивалентная электрическая схема замещения датчика для $\omega \ll 1/\sqrt{c_m m_m}$



Амплитудно-частотная характеристика датчика определяется модулем $k_{д.м}(j\omega)$:

$$|k_{д.м}(j\omega)| = c_m \frac{\sqrt{1 + \omega^2 [c_m m_m + r_{м.в}^2 c_B (c_B + c_m)]}}{[1 - \omega^2 c_m (m_m + r_{м.м} r_{м.в} c_B)]^2 + \frac{-\omega^2 c_B^2 r_{м.в}^2 c_m m_m}{+ \omega^2 [c_m r_{м.м} + r_{м.в} (c_m + c_B)] - \omega^2 c_m m_m c_B r_{м.в}}]} \quad (9.47)$$

Для качественной оценки выражение для амплитудно-частотной характеристики можно упростить с учетом реальных значений параметров $r_{м.в}$, c_B , $r_{м.м}$, c_m и m_m . Значение $r_{м.в}$, как правило, на 3—4 порядка больше $r_{м.м}$, значение m_m также на 3—4 порядка больше значения c_m . Поэтому для частот, при которых $\omega \ll 1/\sqrt{c_m m_m}$, эквивалентная схема датчика может быть упрощена (рис. 9.12), а выражение для $|k_{д.м}(j\omega)|$ будет иметь вид

$$|k_{д.м}(j\omega)| = c_m \frac{\sqrt{[1 + \omega^2 (c_B + c_m) c_B r_{м.в}^2]^2 + \omega^2 r_{м.в}^2 c_m^2}}{1 + \omega^2 r_{м.в}^2 (c_B + c_m)^2} \quad (9.48)$$

Анализ выражения (9.48) показывает, что на низких частотах, когда $\omega \ll 1/r_{м.в} (c_B + c_m)$, прогиб мембраны определяется ее упругостью. С увеличением частоты он уменьшается, и при частотах $\omega \gg 1/r_{м.в} (c_B + c_m)$ прогиб определяется совокупной упругостью мембраны и воздушной прослойки:

$$c = c_B c_m / (c_B + c_m). \quad (9.49)$$

Эквивалентная схема датчика для частот

$$1/\sqrt{c m_m} > \omega \gg 1/[r_{м.в} (c_B + c_m)]$$

изображена на рис. 9.13. Выражение для $|k_{д.м}(j\omega)|$ в этой области частот имеет вид

$$|k_{д.м}(j\omega)| = \frac{c}{\sqrt{(1 - \omega^2 c m_m)^2 + \omega^2 c^2 r_{м.м}^2}} \quad (9.50)$$

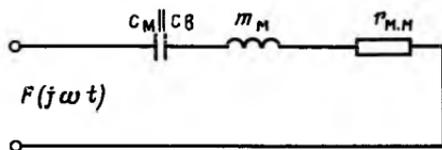


Рис. 9.13. Эквивалентная электрическая схема замещения датчика

Следовательно, наличие воздушной прослойки между мембраной и призмой приводит в области низких частот к динамической погрешности, относительное значение которой определяется отношением упругостей воздушной прослойки и мембраны, %

$$\delta = [c_m / (c_m + c_b)] \cdot 100. \quad (9.51)$$

В области высоких частот происходит также увеличение эквивалентной упругости акустомеханической колебательной системы и вследствие этого увеличение ее резонансной частоты, равной

$$f_{\text{рез}} = (1/2\pi) \sqrt{(c_b + c_m) / m_m c_b c_m}. \quad (9.52)$$

Добротность датчика Q определяется добротностью мембраны и составляет 20—100. Поэтому до частот, меньших $0,05 f_{\text{рез}}$, нелинейность амплитудной характеристики не превышает 1%.

В зависимости от воздействующего давления — постоянного или переменного — возможны различные варианты выполнения датчика. Для датчика пульсаций давления целесообразно все подмембранное пространство выполнять с зазором, обеспечивающим оптический контакт. Соединение подмембранного пространства с внешней средой следует выполнять с помощью узкого канала. Это увеличивает активную составляющую акустического сопротивления воздушной полости, в результате чего амплитудно-частотная характеристика уже для нижней границы частотного диапазона работы датчика определяется совокупной упругостью мембраны и воздушной полости в области оптического контакта. В случае расположения канала сообщения с окружающим пространством на краю подмембранной полости значение активной составляющей акустического сопротивления можно определить с помощью выражения

$$r_{\text{м.в}} = \frac{32\mu_b r_m^4}{d_0^3} \int_0^{\pi/2} \cos^4 \varphi \left(\ln \frac{2r_m \cos \varphi}{a'} - 0,75 \right) d\varphi, \quad (9.53)$$

где a' — полуширина канала.

Для приближенной оценки значения $r_{\text{м.в}}$ с точностью до 10% можно пользоваться упрощенным выражением:

$$r_{\text{м.в}} = \frac{21\pi\mu_b r_m^4}{4d_0^3} \left(\ln \frac{1,8r_m}{a'} - 0,75 \right). \quad (9.54)$$

В датчике давления необходимо увеличивать эквивалентную упругость мембраны и уменьшать эквивалентную упругость воздушной прослойки. Для этого область оптического контакта должна выполняться минимально возможной. В случае датчика,

использующего жгутовые световоды, можно приближенно считать, что это эллипс, образованный сечением основания призмы цилиндрической поверхностью, соответствующей продолжению торца подводящего световода. В случае одножильных световодов—это эллипс, образованный сечением конической поверхности основанием призмы.

Рассмотрим реакцию датчика на единичный скачок механического воздействия. Изображение реакции в операторной форме будет иметь вид

$$\Delta d(p) = (p + \alpha)/pm_m(p^3 + p^2r + pS + t), \quad (9.55)$$

где

$$r = (m_m + r_{m.m}r_{m.v}c_v)/m_v c_v r_{m.v}; \quad S = [c_m r_{m.m} + r_{m.v}(c_m + c_v)]/\dot{c}_m m_m c_v r_{m.v}; \\ \alpha = 1/c_v r_{m.v}.$$

Для получения дробно-рационального выражения для $\Delta d(p)$ необходимо найти корни его знаменателя.

Корни приведенного кубического уравнения в соответствии с формулой Кардано примут вид

$$y_1 = -q/\bar{p}; \quad y_{2,3} \approx q/2\bar{p} \pm j\sqrt{\bar{p}},$$

где

$$\bar{p} = \frac{2S - r^2}{3} \approx \frac{c_m + c_v}{m_m c_m c_v}; \\ q = \frac{2}{27}r^3 - \frac{rS}{3} + t \approx \frac{m_m(2c_v - c_m) - r_{m.m}r_{m.v}c_v(c_v + c_m)}{3m_m^2 c_v^2 c_m r_{m.v}}.$$

Корни знаменателя изображения реакции датчика на единичный скачок соответственно примут вид

$$p_1 \approx q/\bar{p} - r/3 \approx -1/r_v(c_m + c_v); \\ p_{2,3} \approx q/2\bar{p} - r/3 \pm j\sqrt{\bar{p}} \approx -r_{m.m}/2m_m \pm j(c_m + c_v)/m_m c_v c_m.$$

Во временной области реакция датчика на единичный скачок $\Delta d(t)$ определяется выражением

$$\Delta d(t) \approx [A \exp(at) \sin(\omega t + \delta_0) + B \exp(bt) + K]/m_m, \quad (9.56)$$

где

$$A = \frac{1}{\omega(a^2 + \omega^2)} \left[\frac{(\alpha + a)^2 + \omega^2}{[(a+b)^2 + \omega^2]} \right] \approx \frac{c_m m_m c_v}{c_m + c_v}; \\ B = \frac{b + \alpha}{b[(b-a)^2 + \omega^2]} \approx -\frac{c_m^2 m_m}{c_m + c_v}; \\ b = p_1 = -1/r_{m.v}(c_v + c_m); \quad a = \text{Re} p_{2,3} = -r_{m.m}/2m_m; \\ \omega^2 = \text{Im} p_{2,3} = (c_m + c_v)/m_m c_v c_m; \\ K = -\alpha/b(a^2 + \omega^2) \approx c_m m_m; \\ \delta_0 = \text{arctg} [\omega/(a + \alpha)] - \text{arctg} [\omega/(a - b)] - \text{arctg} (\omega/a) \approx \pi/2.$$

Как видно из выражения (9.56), реакция датчика на единичный скачок является суперпозицией колебательной, аperiodической и постоянной составляющих. Затухание колебательной составляющей, определяемой механическими свойствами мембраны, происходит с постоянной времени $(-a) = r_{m.m}/2m_m = \omega/Q$. Затухание аperiodической составляющей, обусловленной вытеснением воздуха из подмембранной полости, происходит с постоянной времени $(-b)$.

9.5. Основные характеристики датчика

Функция преобразования. Вид функции преобразования датчика, т. е. зависимости тока фотоприемника (выходной мощности потока излучения) от значения приложенного к мембране воздействия, определяется в основном двумя зависимостями: зависимостью отражательной способности границы раздела сред призма — воздух — мембрана от зазора d между основанием призмы и мембраной $R_d = f(d)$ и зависимостью зазора d между основанием призмы и мембраной от приложенного избыточного давления p : $d = f(p)$.

Поскольку в конструкции датчика отсутствуют элементы, поляризующие оптическое излучение, в потоке излучения, участвующем в модуляции, присутствуют волны с \perp - и \parallel -поляризациями, т. е. $R_d \approx (R_{d\parallel} + R_{d\perp})/2$.

Выражения (9.10) и (9.11) описывают зависимость отражательной способности границы раздела сред призма — воздух — мембрана для параллельного потока излучения, падающего под углом θ_1 . Если на основание призмы падает расходящийся поток, то, как показывают расчеты и эксперимент, для потока, распространяющегося в пределах углов от θ_{\min} до θ_{\max} , интегральная зависимость с погрешностью не более нескольких процентов повторяет эту зависимость для луча, падающего под углом $\theta_1 = (\theta_{\min} + \theta_{\max})/2$, который для датчика равен осевому углу падения.

С учетом неравномерности прогиба зависимость $d = f(p)$ примет вид

$$d \approx d_0 - p \pi r_m^2 c_m c_b / 3 (c_m + c_b), \quad (9.57)$$

где все входящие в него параметры определены в предыдущем параграфе.

Зависимость $d = f(p)$, описываемая выражением (9.57), линейная, поэтому нелинейность характеристики датчика определяется зависимостью $R_d = f(d)$, описываемой выражениями (9.10) и (9.11).

Основная погрешность. Как видно из рис. 9.2, зависимость $R_d = f(d/\lambda)$ нелинейна. Поэтому погрешность датчика зависит от того, какой участок этой зависимости выбран в качестве

рабочего. Для уменьшения основной погрешности целесообразно выбирать наиболее крутой участок [115].

Основная погрешность датчика, использующего в качестве рабочего участка зависимости $R_d = f(d/\lambda)$, между точками $d_{\text{макс}}/\lambda$ и $d_{\text{мин}}/\lambda$, где $d_{\text{макс}}$ и $d_{\text{мин}}$ — максимальный и минимальный зазоры между мембраной и основанием призмы (рис. 9.14), будет равна

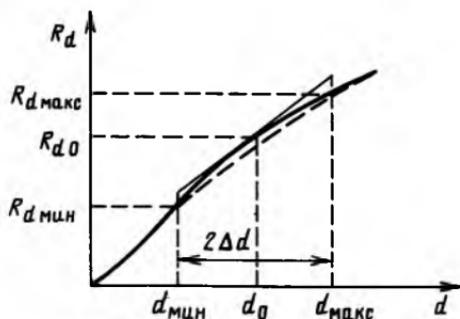


Рис. 9.14. К определению основной погрешности датчика

$$\delta = \frac{2R_{d0} - R_{d\text{макс}} - R_{d\text{мин}}}{R_{d\text{макс}} - R_{d\text{мин}}} 100. \quad (9.58)$$

В отсутствие избыточного давления положение мембраны будет соответствовать середине рабочего участка, т. е. точке $d_0 = (d_{\text{макс}} + d_{\text{мин}})/2$. Максимальная погрешность, равная основной погрешности, будет наблюдаться при максимальных прогибах мембраны, соответствующих концам рабочего участка, т. е. точкам $d_{\text{макс}}/\lambda$ и $d_{\text{мин}}/\lambda$.

Минимальное детектируемое давление. Минимальное давление, обнаруживаемое рассматриваемым датчиком, при условии, что минимальный сигнал, воспринимаемый фотоприемником, ограничивается дробовым шумом ($I_{\text{ш.др}} = \sqrt{2e\Delta f I_{\text{фп}}}$), составляет [116]

$$P_{\text{мин}} = 3 \sqrt{2e\Delta f R_d (c_m + c_v)} / (R'_d \sqrt{P_{\text{опт}} S_{\text{фп}} \pi r_m^2 c_m c_v}), \quad (9.59)$$

где e — заряд электрона, Кл; Δf — частотный диапазон, Гц; R_d — отражательная способность в точке $(d_{\text{макс}} + d_{\text{мин}})/2$; $P_{\text{фп}}$ — мощность излучения, достигающего фотоприемника при $R'_d = 1$, Вт; $S_{\text{фп}}$ — интегральная чувствительность фотоприемника, А/Вт; R'_d — крутизна зависимости $R_d = f(d/\lambda)$ в точке $(d_{\text{макс}} + d_{\text{мин}})/2\lambda$.

Принимая следующие конструктивные параметры датчика: материал мембраны — кварцевое стекло С5-1 ($E_m = 7,7 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $\sigma_m = 0,17$); $r_m = 3$ мм; $h_m = 0,5$ мм; $c_m = 1,63 \cdot 10^{-7}$ м/Н; $S_{0,к} = 7 \cdot 10^{-6}$ м²; $d_0 = 0,19 \cdot 10^{-6}$ м; $c_v = 1,71 \cdot 10^{-6}$ м/Н; $\gamma = 1,41$; $\lambda = 0,95 \cdot 10^{-6}$ м, $I_{\text{фп}} = P_{\text{опт}} S_{\text{фп}} = 10 \cdot 10^{-6}$ А; $R_{d0} = 0,223$; $R'_d = 1,683 \cdot 10^6$; $\Delta f = 2$ кГц, получаем, что минимально обнаруживаемое давление составляет 1,6 Па.

Диапазон рабочих частот. Диапазон воспринимаемых частот определяется частотными свойствами колебательной системы мембрана — воздушная прослойка. Резонансная частота этой колебательной системы $f_{\text{рез}}$, до которой прогиб мембраны не

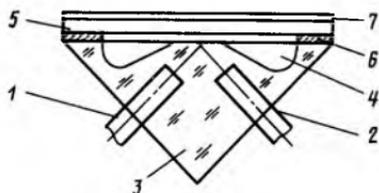


Рис. 9.15. Датчик на основе ОТЭ с увеличенной эквивалентной гибкостью воздушной прослойки:

1 — входной световод; 2 — выходной световод; 3 — призма; 4 — кольцевая канавка; 5 — пластинка; 6 — кольцевая прокладка; 7 — светопоглощающий слой

зависит от частоты воспринимаемого сигнала и определяется выражением $\Delta d = \pi r_m^2 c_m c_v / 3(c_m + c_v)$, равна

$$f_{\text{рез}} = (2\pi \sqrt{9\rho h_m \pi r_m^2 c_m c_v / 5(c_v + c_m)})^{-1}. \quad (9.60)$$

Так, резонансная частота колебательной системы с приведенными выше параметрами составляет около 160 кГц.

Для исключения влияния воздушной полости зазора на частотные свойства необходимо, чтобы ее гибкость значительно превосходила гибкость самой мембраны. К примеру, гибкость воздушной полости зазора диаметром 2 мм и толщиной 0,1 мкм эквивалентна гибкости кварцевой мембраны радиусом 5 и толщиной 0,3 мм. Для увеличения гибкости воздушной полости зазора область оптического контакта ограничивается специальной канавкой (рис. 9.15).

Динамический диапазон. Динамический диапазон датчика определяется исходя из отношения диапазона изменения фототока при изменении зазора между мембраной и основанием призмы от d_0 до $d_{\text{макс}}$ к шумовому току; он определяется выражением

$$D = 20 \lg \frac{\sqrt{P_{\text{опт}} S_{\text{фп}} (R_{d\text{макс}} - R_{d\text{мин}})}}{\sqrt{2e \Delta f R_d}}. \quad (9.61)$$

Для примера укажем, что для датчика, фототок которого при единичной отражательной способности равен $10 \cdot 10^{-6}$ А, а диапазон изменения отражательной способности на рабочем участке составляет 0,084, динамический диапазон в частотном диапазоне 2500 Гц составит 96,7 дБ ($R_{d0} = 0,223$).

9.6. Анализ погрешностей датчиков

Смещение начального зазора. Смещение начального зазора d_0 между мембраной и призмой в области оптического контакта может быть вызвано неточностью напыления кольцевой прокладки требуемой толщины и уходом начального зазора в процессе закрепления мембраны.

Уход начального зазора d_0 приводит к смещению рабочего участка $\Delta d = (d_{\text{макс}} - d_{\text{мин}}) / 2$ зависимости отражательной способности $R_d = f(d)$. Уменьшение начального зазора может привести к потере работоспособности датчика. Увеличение начального

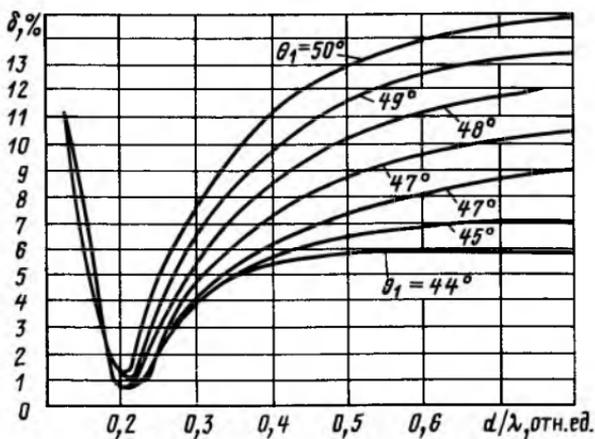


Рис. 9.16. Зависимость основной погрешности датчика с ОТЭ от начального зазора для различных углов падения потока излучения

зазора может привести к переходу на участок с большей кривизной зависимости $R_d = f(d)$ и, следовательно, к увеличению нелинейности функции преобразования. Оценку нелинейности датчика, использующего рабочий участок $2\Delta d/\lambda$, будем проводить по основной погрешности:

$$\delta = \frac{2R_d(d_0) - R_d(d_0 + \Delta d) - R_d(d_0 - \Delta d)}{R_d(d_0 + \Delta d) - R_d(d_0 - \Delta d)} 100. \quad (9.62)$$

Расчет основной погрешности был произведен исходя из предположения, что изменение зазора между мембраной и призмой в области оптического контакта на рабочем участке осуществляется в пределах $2\Delta d = 0,1\lambda$, т. е. 0,095 мкм. При этом положение начальной рабочей точки, т. е. начального зазора d_0 , варьировалось в пределах от 0,095 до 0,76 мкм, что соответствовало диапазону изменения относительного зазора d_0/λ в пределах от 0,1 до 0,8.

Практически для всех углов падения излучения θ_1 (рис. 9.16) наименьшая основная погрешность наблюдается на рабочих участках зависимости $R_d = f(d/\lambda)$, соответствующих изменению относительного зазора в пределах d/λ от 0,15 до 0,25. На этом участке значение основной погрешности составляет около 1—2%. При смещении рабочего участка относительно участка, обеспечивающего минимальную погрешность в сторону меньших значений зазора, погрешность резко возрастает. Так, в диапазоне изменения $2\Delta d/\lambda = 0,1 \div 0,2$ основная погрешность достигает 6% для всех углов падения излучения θ_1 . При смещении рабочего участка в сторону больших значений d/λ основная погрешность также возрастает, но в меньшей степени. Участок резкого возрастания погрешности находится в пределах

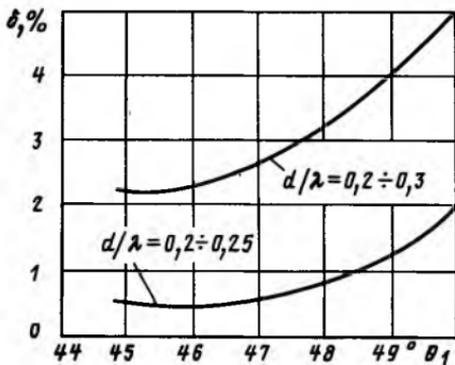


Рис. 9.17. Зависимость основной погрешности датчика с ОТЭ от смещения осевого угла при различных начальных зазорах

зависимости $R_d = f(d/\lambda)$. При уменьшении диапазона изменения зазора уменьшится и динамический диапазон датчика.

Изменение угла падения потока излучения. Смещение осевого угла θ_1 падения излучения на основание призмы может возникнуть из-за погрешностей установки световодов с помощью втулок или при установке световодов в отверстие в призме датчика.

С увеличением угла θ_1 зависимость отражательной способности от относительного зазора на начальном участке становится более крутой. При приближении к линии $R_d = 1$ переход от крутого участка к пологому с увеличением угла θ_1 становится более резким. Анализ зависимости $R_d = f(d/\lambda)$ для различных углов θ_1 показывает, что участок зависимости с наибольшей крутизной для углов $44 - 47^\circ$ находится в диапазоне $d/\lambda = 0,205 \div 0,215$, с дальнейшим увеличением угла сдвигается в сторону меньших значений d/λ , а для $\theta_1 = 50^\circ$ находится в диапазоне $d/\lambda = 0,185 \div 0,190$. Такой вид зависимости $R_d = f(d/\lambda)$ приводит к тому, что основная погрешность на рабочем участке, соответствующем диапазону изменения относительного зазора $d/\lambda = 0,15 \div 0,25$, для всех углов падения минимальна. Однако уже на рабочем участке, соответствующем диапазону $d/\lambda = 0,175 \div 0,275$, основная погрешность для углов падения $\theta_1 > 47^\circ$ заметно возрастает.

На рис. 9.17 показаны зависимости изменения основной погрешности от изменения угла падения θ_1 .

Смещение начального зазора может привести к уходу с рабочего участка зависимости $R_d = f(d/\lambda)$, обеспечивающего минимальную погрешность, не зависящую от угла падения излучения. Поэтому расчет рабочего участка зависимости $R_d = f(d/\lambda)$, сводящийся к определению диапазона изменения зазора d при заданной основной погрешности, необходимо

изменения $d/\lambda = 0,225 \div 0,325$. В диапазоне изменения $d/\lambda = 0,200 \div 0,300$ ($d_0/\lambda = 0,250$) основная погрешность для углов $\theta_1 = 44 \div 48^\circ$ меняется в диапазоне 2—3%. Таким образом, для рабочего участка с диапазоном изменения $2 \Delta d/\lambda = 0,1$ смещение начального зазора приводит к возрастанию основной погрешности. Для уменьшения влияния смещения начального зазора на характеристики датчика целесообразно уменьшить диапазон изменения зазора на рабочем участке

проводить с учетом не только возможного увеличения начального зазора d_0 до значения $d_{\text{макс}}$, но и увеличения угла θ_1 до значения $\theta_{\text{макс}}$.

Отклонение толщины мембраны. Отклонение толщины мембраны от номинального значения приводит к изменению гибкости колебательной системы мембрана — воздушная прослойка, что в свою очередь приводит к расширению либо сужению диапазона и изменению зазора $2\Delta d = d_{\text{макс}} - d_{\text{мин}}$. Исходя из выражения (9.57), деформацию диапазона изменения зазора, вызванную отклонением от номинальной толщины мембраны, можно описать выражением

$$\Delta(\Delta d)_h = \frac{p \pi r_m^2 c_b}{3} \left(\frac{c_m}{c_m + c_b} - \frac{c_m + \Delta c_m}{c_m + \Delta c_m + c_b} \right), \quad (9.63)$$

где

$$\Delta c_m = \frac{9r_m^2(1-\sigma^2)}{(16\pi E)} \left(\frac{1}{h_m^3} - \frac{1}{(h_m + \Delta h_m)^3} \right)$$

— отклонение гибкости мембраны; Δh_m — отклонение толщины мембраны (от номинального значения).

Для приближенных расчетов (с точностью до 15%) можно пользоваться выражением

$$\Delta(\Delta d)_h \approx \Delta d \frac{3c_b}{c_m + c_b} \delta h_m, \quad (9.64)$$

где $\delta h_m = \Delta h_m / h_m$.

Для диапазона давлений $p = \pm 30\,000$ Па и предполагаемого диапазона изменения зазора $2\Delta d < 0,1$ мкм требуемая гибкость колебательной системы в области оптического контакта должна быть на порядок ниже гибкости воздушной прослойки. Так, предполагая $\Delta d = 0,02$ мкм; $r_m = 2,5$ мм; $h_m = 0,5$ мм; $D_{\text{о.к}} = 3$ мм; $d_0 = 0,2$ мкм, получаем следующие значения гибкостей: $c_m = 1,128 \cdot 10^{-7}$ м/Н; $c_b = 1,8 \cdot 10^{-6}$ м/Н.

При таких значениях гибкостей колебания диапазона изменения зазора $\Delta(\Delta d)$ при отклонениях от номинальной толщины мембраны менее 10% можно рассчитывать по формуле

$$\Delta(\Delta d)_h \approx 3\Delta d \delta h_m. \quad (9.65)$$

Уменьшение диапазона изменения зазора, вызванное увеличением толщины мембраны, приведет к незначительному повышению минимально детектируемого давления и уменьшению основной погрешности датчика. Увеличение диапазона изменения зазора может привести к значительному увеличению основной погрешности:

$$\delta = \frac{2R_d(d_0) - R_d[d_0 + \Delta d + \Delta(\Delta d)] - R_d[d_0 - \Delta d - \Delta(\Delta d)]}{R_d[d_0 + \Delta d + \Delta(\Delta d)] - R_d[d_0 - \Delta d - \Delta(\Delta d)]} 100. \quad (9.66)$$

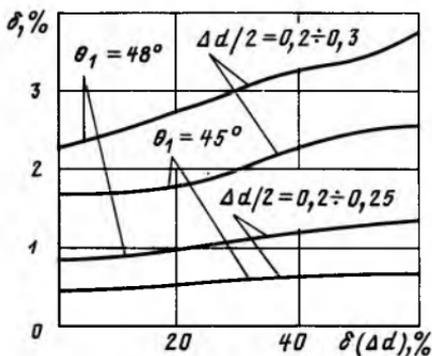


Рис. 9.18. Зависимость основной погрешности датчика от расширения диапазона изменения зазора

на 57% (при использованных выше значениях параметров). Экспериментальная проверка показывает, что если обеспечить не более чем 5%-ное колебание толщины мембраны, основная погрешность будет менее 15%.

Колебание радиуса мембраны. Отклонение радиуса мембраны от расчетного значения, как и в случае с отклонением от номинальной толщины мембраны, приводит к изменению гибкости колебательной системы с аналогичными последствиями. Точное и приближенное выражения для нахождения изменения относительного зазора, вызванного отклонением радиуса мембраны, имеют вид

$$\Delta(\Delta d)_r = \frac{p\pi c_b}{3} \left[\frac{r_m^2 c_m}{c_m + c_b} - \frac{(r_m + \Delta r_m)^2 (c_m + c_b)}{c_m + \Delta c_m + c_b} \right], \quad (9.67)$$

$$\Delta(\Delta d)_r \approx \Delta d \frac{2(c_m + c_b)^2}{(c_m + c_b)} \delta r_m, \quad (9.68)$$

где Δr_m — отклонение радиуса мембраны от расчетного значения; $\delta r_m = \Delta r_m / r_m$.

Для случая, когда гибкость мембраны меньше гибкости воздушной прослойки на порядок, формула для нахождения изменения относительного зазора еще более упростится:

$$\Delta(\Delta d)_r \approx 4\Delta d \delta r_m. \quad (9.69)$$

Погрешность при этом не превышает 10%.

Значение основной погрешности, вызванной увеличением диапазона изменения зазора, как и в предыдущем случае, можно оценить с помощью выражения (9.66).

На погрешность датчика отклонение радиуса мембраны от расчетного значения оказывает более существенное влияние, чем отклонение ее толщины от номинального значения. Так, увеличение радиуса только на 15% (для примера, описанного ниже) ведет к увеличению диапазона изменения зазора на

На рис. 9.18 приведены зависимости изменения основной погрешности датчика от относительного увеличения диапазона изменения зазора для различных углов падения излучения.

Увеличение диапазона изменения зазора на 60% наряду со смещением осевого угла с 45 до 48° может привести к тому, что основная погрешность от 0,48% повысится до 3,7%. Отметим, что уменьшение толщины мембраны только на 15% ведет к увеличению диапазона изменения зазора

72%. Поэтому при изготовлении кольцевой канавки в призме датчика и закреплении мембраны необходимо уделять особое внимание точности выполнения расчетного значения радиуса.

Температурная погрешность. Если мембрана приварена к призме, влияние температуры на датчик кроме изменения потока источника излучения сводится к двум основным причинам: линейному расширению конструктивных элементов датчика; изменению модуля Юнга мембраны.

Коэффициент температурного расширения кварцевого стекла, например марки С5-1, составляет $5 \cdot 10^{-7} 1/^\circ\text{C}$, поэтому в температурном диапазоне от -20 до 500°C относительное значение расширения материала составит $0,026\%$, что практически не окажет влияния на характеристики датчика.

Изменение модуля Юнга мембраны под действием температуры приведет к изменению гибкости мембраны и как следствие — к пропорциональному изменению диапазона изменения зазора между мембраной и призмой в области оптического контакта. Это приведет к возникновению дополнительной температурной погрешности датчика.

Имеются сведения об экспериментально снятых зависимостях модуля Юнга различных образцов кварцевого оптически прозрачного стекла [117]. С ростом температуры модуль Юнга возрастает. При температуре 1200°C его значение достигает максимума. В среднем для различных образцов эта величина на 12% превышает значение модуля Юнга при 0°C . При дальнейшем нагревании кварцевое стекло кристаллизуется и становится хрупким. Как показывают экспериментальные данные, до температуры 500°C зависимость модуля Юнга от температуры линейна. При температуре 500°C увеличение модуля по сравнению с его значением при 0°C составляет в среднем $6—7\%$. Таким образом, дополнительная температурная погрешность характеристики датчика в диапазоне от 0 до 500°C составляет $0,12—0,14\%$ на 10°C .

9.7. Методика расчета датчиков на основе оптического туннельного эффекта

Исходными данными для расчета датчиков на основе ОТЭ являются диапазон измеряемых давлений, чувствительность, температурный диапазон, полоса частот, основная и дополнительная погрешности, габаритные размеры [116].

Проектирование датчиков включает следующие этапы.

1. Выбираются источник излучения, фотоприемник и ВС.
2. Выбирается материал призмы и мембраны. При этом необходимо учитывать тот факт, что чем больше показатель преломления, тем уже поток излучения, распространяющийся в призме. Коэффициент использования излучения в датчике можно аппроксимировать зависимостью (9.33):

$$\eta = 1 - \exp \{ -\beta (d_{\text{BC}}/2a_n)^2 \}.$$

Поэтому, если температурный диапазон позволяет выбрать несколько марок стекол, необходимо отдать предпочтение марке с бóльшим показателем преломления. В случае, если датчик эксплуатируется при температурах свыше 500°C , может быть выбран плавленный кварц.

3. Выбираются размеры призмы (см. рис. 9.6). Естественно, что основание призмы должно быть не меньше диаметра мембраны. Необходимо учитывать, что для повышения коэффициента использования излучения торцы световодов должны находиться как можно ближе друг к другу; поэтому если сверление отверстий в призме под световоды не предусматривается, необходимо выбирать минимально возможный размер призмы, определенный диаметром мембраны.

4. Выбирается угол падения излучения в зависимости от угла ПВО и геометрии призмы:

$$\theta_1 = \theta_{1\text{кр}} \pm \arctg(d_{\text{BC}}/2a_n).$$

При таком соотношении устраняются потери излучения, которое способно достигнуть торца фотоприемного ВС, но ввиду нарушения ПВО не участвует в модуляции.

5. Определяется диапазон изменения зазора между основанием призмы и мембраной $d_{\text{макс}}$ и $d_{\text{мин}}$ исходя из заданной основной погрешности. Для этого необходимо с помощью выражений (9.10) и (9.11) рассчитать зависимость отражательной способности $R_d = f(d/\lambda)$ для выбранного ранее угла падения излучения θ_1 и определить местоположение участка зависимости $R_d = f(d/\lambda)$ с наибольшей крутизной. С помощью выражения (9.58) определяются ориентировочные значения максимального и минимального зазоров, между которыми рабочий участок зависимости $R_d = f(d/\lambda)$ обеспечивает не бóльшую, чем заданную в техническом задании, погрешность. Полученный ориентировочный диапазон изменения зазора необходимо уточнить путем возможного возрастания основной погрешности в результате смещения начального зазора и осевого угла падения излучения, отклонения толщины и радиуса мембраны от номинальных значений. Для этого можно рассчитать характеристики датчика при среднем квадратическом отклонении конструктивных параметров. В результате этой коррекции определяются окончательные значения максимального и минимального зазоров между основанием призмы и мембраной.

6. Проводится динамический расчет колебательной системы датчика, состоящей из мембраны и кольцевой воздушной полости. Вначале необходимо задаться ориентировочным радиусом мембраны. При этом следует учитывать следующее. Поскольку размеры датчика указываются в задании на проектирование, максимальный радиус мембраны определится этими

размерами за вычетом толщины стенки корпуса и ширины кольцевой прокладки, служащей для установки начального зазора. Кроме того, если в призме не предусматривается наличие отверстий для световодов, приходится резервировать место для установки втулок со световодами, которые приклеиваются или привариваются к боковым граням призмы.

Минимальный радиус мембраны ограничивается размерами оптического пятна, образующегося на основании призмы от тех лучей, которые, отразившись, попадают на торец фотоприемного световода.

7. Рассчитывается толщина мембраны по формуле

$$h_m = \sqrt[3]{\frac{3p_{\text{макс}}r_m^4(1-\sigma_m^2)}{16E_m(d_{\text{макс}}-d_{\text{мин}})}}$$

где $p_{\text{макс}}$ — максимальное давление, подлежащее регистрации; r_m — ориентировочное значение радиуса мембраны, выбранное на предыдущем этапе.

8. Уточняется радиус мембраны с учетом упругости воздуха, находящегося в зазоре. Расчет следует вести с помощью уравнения

$$r_m^4 A' c_b - r_m^2 B' A' - B' c_b = 0,$$

где

$$A' = 9(1-\sigma_m^2)/16\pi h_m^3 E_m; \quad B' = 3(d_{\text{макс}} - d_{\text{мин}})/2\pi p_{\text{макс}}.$$

9. Рассчитывается амплитудно-частотная характеристика датчика. Для обеспечения линейности в рабочем диапазоне частот необходимо, чтобы выполнялось условие

$$f_{\text{рез}} \geq 5\Delta f,$$

где $f_{\text{рез}}$ — резонансная частота колебательной системы, рассчитываемая по формуле (9.58); Δf — заданный диапазон частот пульсаций давления.

10. Рассчитываются минимально детектируемое давление и динамический диапазон по формулам (9.59) и (9.61).

В соответствии с приведенной методикой и исходными данными (диапазон измеряемых давлений $p = \pm 30\,000$ Па; диаметр датчика 24 мм, температурный диапазон $T = -20 \div 500^\circ \text{C}$, нелинейность характеристики $\delta = 2,5\%$) были получены следующие конструктивные параметры: материал призмы и мембраны — плавленный кварц; диаметр мембраны 5 мм; начальный зазор 0,200 мкм; толщина мембраны 0,5 мм; диаметр световодов 1,5 мм; внутренний диаметр кольцевой канавки 2 мм.

9.8. Резонансные датчики

Как было показано ранее, датчики на основе ОТЭ обладают значительной нелинейностью функции преобразования. Если необходимо работать на ее квазилинейном

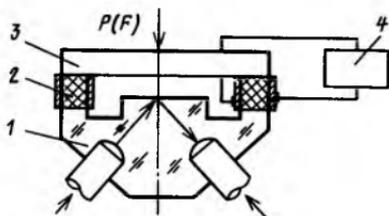


Рис. 9.19. Пьезорезонансный датчик с ОТЭ

участке, то существенно уменьшаются глубина модуляции оптического излучения и диапазоны измеряемых давлений, усилий, перемещений. Расширение диапазона измерения при сохранении линейности функции преобразования возможно, если датчик с ОТЭ выполнить в виде кварцевого резонатора (рис. 9.19)

[118]. Действие такого пьезорезонансного датчика основано на следующем. Поток излучения распространяется в оптическом канале, испытывая ПВО от рабочей поверхности. Мембрана 3 установлена с помощью прокладки 2, представляющей собой пьезорезонатор, на расстоянии порядка длины волны от рабочей поверхности световода 1. Пьезорезонатор подключен к автогенератору 4 и колеблется, изменяя толщину с частотой своего механического резонанса. При этом изменяется расстояние между мембраной и рабочей поверхностью световода, что приводит к модуляции потока излучения. Светопропускание световода изменяется по гармоническому закону с частотой механических колебаний пьезорезонатора. Под действием прикладываемого к мембране давления изменяется резонансная частота пьезорезонатора за счет дополнительных механических напряжений, возникающих в нем, и при этом синхронно изменяется частота колебаний интенсивности потока излучения на выходе датчика. Изменение частоты пропорционально значению приложенного давления [119].

Отражательная способность поверхности раздела двух сред при наличии поглощения в зоне эффективного проникновения энергии падающей волны может быть приближенно определена как

$$R(z) \approx 1 - \exp(-2z/\lambda) \sqrt{\sin^2 \theta_1 / n^2 - 1}, \quad (9.70)$$

где z — координата вдоль оси Oz , направленной перпендикулярно границе раздела световод — внешняя среда.

Так как координата z изменяется по гармоническому закону с частотой $f_{\text{рез}}$ пьезорезонатора $z = z_m \sin 2\pi f_{\text{рез}} t + d_0$, для отражательной способности можно записать

$$R(t) = 1 - \exp \left[-2 \frac{z_m \sin 2\pi f_{\text{рез}} t + d_0}{\lambda} \right] \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_1}{n^2} - 1}. \quad (9.71)$$

Частота механического резонанса кварцевого резонатора $f_{\text{рез}}$ зависит от прикладываемого к нему усилия [133]:

$$f_{\text{рез}} = f_0 + k_f f_0^2 F / D_p n^{(r)}, \quad (9.72)$$

где F — измеряемое усилие; f_0 — резонансная частота при $F = \theta$; k_f — коэффициент тензочувствительности кварцевого резонатора; $n^{(r)}$ — номер гармоники; D_p — резонансный размер.

Ток фотоприемника описывается следующим выражением:

$$I_{\text{фп}} = S_{\text{фп}} P_{\text{вх}} \left\{ 1 - \exp \left[-2 \frac{z_m \sin 2\pi f_{\text{рез}} t + d_0}{\lambda} \right] \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_1}{n^2} - 1} \right\} \tau_{\text{в.в}}, \quad (9.73)$$

или в нормированном виде

$$\frac{I_{\text{фп}}}{I_{\text{фп0}}} = 1 - \exp \left[-2 \frac{z_m \sin 2\pi f_{\text{рез}} t + d_0}{\lambda} \right] \sqrt{\sin^2 \theta_1 / n^2 - 1}. \quad (9.74)$$

Частота выходного сигнала изменяется при изменении усилия (давления) по линейному закону.

Температурная погрешность пьезорезонансного датчика с ОТЭ, определяемая температурным коэффициентом частоты резонатора и изменением зазора, невелика. Максимальное относительное изменение зазора в диапазоне температур от -20 до $+80^\circ \text{C}$ составляет $4 \cdot 10^{-3}\%$, что практически не изменяет глубины модуляции потока излучения [120]. Максимальная погрешность, вносимая температурным уходом частоты пьезорезонатора, в диапазоне температур от 0 до 80°C для кварца не превышает $2,4 \cdot 10^{-4}\%$.

Глава 10

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ С УПРАВЛЯЕМОЙ СВЯЗЬЮ В ОДНОМODOVЫХ КООКСИАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ

10.1. Общие сведения

Оптические датчики коаксиальной структуры являются довольно удобными для использования их в волоконно-оптических системах, так как они допускают хорошее сочленение с волоконно-оптической линией связи (в том числе и с одномодовым ВС) с помощью оптических соединителей. Используемый здесь и далее термин «коаксиальная структура» будет означать, что датчик состоит из волноводного стержня, окруженного волноводом в виде трубки, между которыми находится концентрический разделительный слой (рис. 10.1). Такая конструкция оптического датчика позволяет проводить эффективное управление распределением оптической мощности между двумя одномодовыми волноводами (стержнем

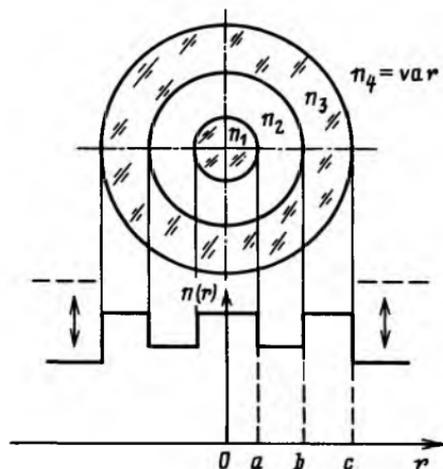


Рис. 10.1. Профиль изменения показателя преломления по сечению коаксиальной структуры

структуру, потребуется система из 12 дифференциальных уравнений. Поэтому более целесообразно рассмотреть первоначально независимо друг от друга волноводный стержень и волноводную трубку, а затем учесть, как передача излучения по каждому из них модифицируется присутствием другого. Это означает, что для рассматриваемой структуры необходимо определить постоянные распространения оптических волн по каждому из волноводов, найти условия их равенства (при этом обеспечивается эффективная передача энергии из одного волновода в другой) и определить с помощью коэффициентов связи волноводов длину биения, т. е. расстояние, на котором происходит максимальная перекачка энергии из одного волновода в другой.

10.2. Волноводный стержень

Волноводный стержень с разделительным слоем коаксиальной структуры представляет собой по существу цилиндрический ВС (см. рис. 10.1), свойства которого достаточно полно описаны в [33]. Из волнового уравнения, записанного для случая постоянного значения относительной диэлектрической проницаемости для каждой зоны,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - (\mu_0 \epsilon_0) \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (10.1)$$

где \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля; μ_0 , ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая постоянные;

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

можно записать скалярные уравнения по каждой из осей. Переходя далее к цилиндрическим координатам, более удобным для описания волноводного стержня, можно получить уравнение для напряженности электрического поля E_z в направлении Oz , т. е. вдоль оси стержня. Решением его являются бесселевы функции, вид которых зависит от того, больше или меньше радиуса стержня a модуль радиуса-вектора \mathbf{r} рассматриваемой точки. Записывая аналогично выражение для напряженности магнитного поля H_z в направлении Oz и определяя тангенциальные составляющие напряженности электрического E_θ и магнитного H_θ полей, получаем четыре уравнения, связывающие компоненты электрического и магнитного полей на границе волноводного стержня (т. е. при $r=a$). Совместное решение этой системы уравнений приводит к уравнению, которое аналогично приведенному в [33] и отличается от него тем, что вместо функций Ханкеля $H_v^{(1)}(i\gamma r)$ используются модифицированные бесселевы функции второго рода $K_v(\gamma k)$. Постоянная распространения волны вдоль волноводного стержня определяется из выражения

$$\begin{aligned} \left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{a\gamma^2}{k} \frac{J'_v(ka)}{J_v(ka)} + a\gamma \frac{K'_v(\gamma a)}{K_v(\gamma a)} \right] \left[\frac{a\gamma^2}{k} \frac{J'_v(ka)}{J_v(ka)} + a\gamma \frac{K'_v(\gamma a)}{K_v(\gamma a)} \right] = \\ = \gamma \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \frac{\beta_R k_2}{k^2}, \end{aligned} \quad (10.2)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — диэлектрические проницаемости стержня и разделительного слоя; $J_v(kr), K_v(\gamma r)$ — бесселевы функции первого рода и модифицированные второго рода;

$$k_2 = n_2 k_0; \quad k_0 = 2\pi/\lambda; \quad (10.3)$$

λ — длина волны излучения; β_R — постоянная распространения волны по стержню;

$$k^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta_R^2; \quad (10.4)$$

n_1, n_2 — показатели преломления стержня и разделительного слоя;

$$\gamma^2 = \beta_R^2 - n_2^2 k_0^2. \quad (10.5)$$

Для большого числа практических реализаций можно принять, что $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$. В этом случае уравнение (10.2) упрощается:

$$\frac{a\gamma^2}{k} \frac{J'_v(ka)}{J_v(ka)} + a\gamma \frac{K'_v(\gamma a)}{K_v(\gamma a)} = 0. \quad (10.6)$$

Так как для бесселевых функций справедливы соотношения

$$J'_\nu(kr) = -\frac{\nu J_\nu(kr)}{kr} + J_{\nu-1}(kr); \quad (10.7)$$

$$K'_\nu(\gamma r) = -\frac{\nu K_\nu(\gamma r)}{\gamma r} - K_{\nu-1}(\gamma r), \quad (10.8)$$

то уравнение (10.6) можно переписать в виде

$$\frac{J_{\nu-1}(ka)}{kaJ_\nu(ka)} = \frac{K_{\nu-1}(\gamma a)}{\gamma aK_\nu(\gamma a)}. \quad (10.9)$$

Для коаксиальной структуры представляет интерес одномодовый режим работы (HE_{11} -мода). Следовательно, для его анализа мы должны принять, что $\nu=1$, т. е. значение постоянной распространения волны HE_{11} по стержню определится из выражения

$$\frac{J_0(ka)}{kaJ_1(ka)} = \frac{K_0(\gamma a)}{\gamma aK_1(\gamma a)}. \quad (10.10)$$

Значение постоянной распространения волны по стержню β_R существенным образом зависит от показателей преломления n_1 и n_2 , а также от радиуса стержня a и увеличивается при их росте. Для обеспечения одномодового режима радиус стержня должен выбираться из условия

$$a < V_1 \lambda / [2\pi (n_1 - n_2)^{1/2}], \quad (10.11)$$

где $V_1 = 2,405$ — характеристический параметр стержневого волновода.

Увеличение длины волны используемого излучения λ приводит к уменьшению постоянной распространения β_R .

10.3. Волноводная трубка

Следующим этапом является определение постоянной распространения для HE_{11} -волны по волноводной трубке β_T .

Запишем волновое уравнение для компоненты электрического поля E_{zt} , распространяющейся вдоль оси ВС (рис. 10.2):

$$\nabla^2 E_{zt} - (\mu_0 \epsilon_0) \epsilon \frac{\partial^2 E_{zt}}{\partial t^2} = 0. \quad (10.12)$$

Будем искать решение, предполагая наличие только одной гармоники, т. е.

$$E_{zt} = E_{zA} \exp(j\omega t), \quad (10.13)$$

где E_{zA} — амплитуда волны; $\omega = 2\pi f$; f — частота.

После преобразования уравнения (10.12) с использованием (10.13) получим

$$\nabla^2 E_{zA} + (\mu_0 \epsilon_0) \epsilon \omega^2 E_{zA} = 0. \quad (10.14)$$

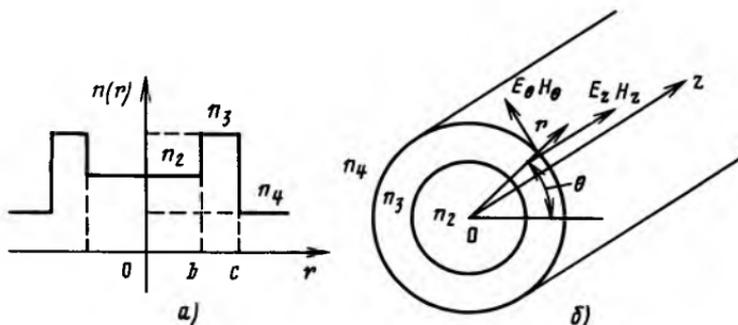


Рис. 10.2. Волноводная трубка:

a—профиль показателя преломления; *b*—привязка к цилиндрической системе координат

Для волноводной трубки уравнения удобнее записывать в цилиндрических координатах. Напомним, что

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (10.15)$$

Для волны, распространяющейся в направлении Oz , все компоненты поля должны изменяться пропорционально $\exp j(\omega t - \beta_r z)$, где постоянная β_r характеризует скорость распространения волны вдоль оси ВС. Таким образом,

$$E_{zt} = E_z \exp j(\omega t - \beta_r z), \quad (10.16)$$

где $E_z = f(r, \theta)$ и не зависит от t и z .

Следовательно, уравнение (10.4) можно записать в виде

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} - \beta_r^2 E_z + \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \omega^2 E_z = 0. \quad (10.17)$$

Решение уравнения (10.17) будем искать в виде

$$E_z = \hat{R}(r) Q(\theta). \quad (10.18)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} Q(\theta) \hat{R}''(r) + \frac{Q(\theta)}{r} \hat{R}'(r) + \frac{\hat{R}(r)}{r^2} Q''(\theta) + \\ + (\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \omega^2 - \beta_r^2) \hat{R}(r) Q(\theta) = 0. \end{aligned} \quad (10.19)$$

Разделив уравнение (10.19) на $\hat{R}(r) Q(\theta)/r^2$, получим

$$\frac{r^2 \hat{R}''(r)}{\hat{R}(r)} + \frac{r \hat{R}'(r)}{\hat{R}(r)} + r^2 (\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \omega^2 - \beta_r^2) = -\frac{Q''(\theta)}{Q(\theta)}. \quad (10.20)$$

Равенство левой, зависящей от r , и правой, зависящей от θ , частей уравнения (10.20) достижимо и имеет физический смысл. Допустим, что они равны постоянной величине v^2 , где v —целое натуральное число. В этом случае получаем два

уравнения:

$$Q''(\theta) + v^2 Q(\theta) = 0; \quad (10.21)$$

$$\hat{R}''(r) + \frac{1}{r} \hat{R}'(r) \left[(\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \omega^2 - \beta_T^2) - \frac{v^2}{r^2} \right] \hat{R}(r) = 0. \quad (10.22)$$

Решение уравнения (10.21) будет иметь вид

$$Q(\theta) = \exp jv\theta.$$

Второе уравнение представляет собой форму бесселева уравнения, вид решения которого зависит от того, больше или меньше нуля величина $\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \omega^2 - \beta_T^2$. Так как можно показать, что

$$\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \omega^2 = k_0^2 n_i^2,$$

где n_i — показатель преломления i -й среды, то

$$\hat{R}''(r) + \frac{1}{r} \hat{R}'(r) + \left[(k_0^2 n_i^2 - \beta_T^2) - \frac{v^2}{r^2} \right] \hat{R}(r) = 0. \quad (10.23)$$

Для одномодового режима работы трубки значение постоянной распространения волны должно лежать в пределах

$$\max(n_2 k_0, n_4 k_0) < \beta_T < n_3 k_0, \quad n_3 > n_2, \quad n_4. \quad (10.24)$$

Таким образом, решение уравнения (10.23) зависит от того, в какой области трубки (n_2 , n_3 или n_4) находится рассматриваемая точка, и его вид будет меняться при переходе через границу между этими областями.

В области $n_i = n_3$, т. е. $b \leq r \leq c$ (см. рис. 10.2), $\beta_T < n_3 k_0$. Уравнение (10.23) имеет корни $J_\nu(\hat{k}r)$ и $Y_\nu(\hat{k}r)$ — бесселевы функции первого и второго рода соответственно, где

$$\hat{k} = (k_0^2 n_3^2 - \beta_T^2)^{1/2}. \quad (10.25)$$

Физический смысл имеют оба решения, так как в рассматриваемой зоне $r \neq 0$, т. е. $Y_\nu(\hat{k}r)$ не стремится к бесконечности. Следовательно, общее решение для $b \leq r \leq c$ запишется в виде

$$\hat{R}(r) = A J_\nu(\hat{k}r) + B Y_\nu(\hat{k}r), \quad (10.26)$$

где A и B — постоянные величины.

В области $n_i = n_4$ ($r \geq c$) $\beta_T > n_4 k_0$, уравнение (10.23) имеет корни $K_\nu(\hat{\gamma}r)$ и $I_\nu(\hat{\gamma}r)$ — модифицированные бесселевы функции второго и первого рода, где

$$\hat{\gamma} = (\beta_T^2 - k_0^2 n_4^2)^{1/2}. \quad (10.27)$$

Физический смысл имеет лишь корень $K_\nu(\hat{\gamma}r)$, так как $I_\nu(\hat{\gamma}r) \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow \infty$. Таким образом, для $r \geq c$ решение запишется в виде

$$\hat{R}(r) = C K_\nu(\hat{\gamma}r), \quad (10.28)$$

где C — постоянная величина.

В области $n_i = n_2 (r \leq b)$, $\beta_\tau > n_2 k_0$, уравнение (10.23) также имеет корни $K_\nu(\hat{\gamma}r)$ и $I_\nu(\hat{\gamma}r)$, где

$$\hat{\gamma} = (\beta_\tau^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2} \quad (10.29)$$

является реальной величиной, так как если β_τ будет меньше $k_0 n_2$, то слой n_2 также будет волноводным, что нарушает принятые допущения и не входит в рассматриваемый нами случай. В зоне $r \leq b$ физический смысл имеет уже корень $I_\nu(\hat{\gamma}r)$, так как $K_\nu(\hat{\gamma}r) \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 0$.

Следовательно, для $r \leq b$ решение запишется в виде

$$\hat{R}(r) = DI_\nu(\hat{\gamma}r), \quad (10.30)$$

где D — постоянная величина.

Общее решение для каждой зоны можно записать в виде

$$E_z = DI_\nu(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta \quad \text{при } r \leq b; \quad (10.31)$$

$$E_z = AJ_\nu(\hat{k}r) \exp j\nu\theta + BY_\nu(\hat{k}r) \exp j\nu\theta \quad \text{при } b \leq r \leq c; \quad (10.32)$$

$$E_z = CK_\nu(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta \quad \text{при } r \geq c. \quad (10.33)$$

Исходя из условия непрерывности компонент поля, свяжем решения на границах волноводной трубки. Для внешней границы ($r = c$)

$$AJ_\nu(\hat{k}c) \exp j\nu\theta + BY_\nu(\hat{k}c) \exp j\nu\theta = CK_\nu(\hat{\gamma}c) \exp j\nu\theta; \quad (10.34)$$

для внутренней границы ($r = b$)

$$AJ_\nu(\hat{k}b) \exp j\nu\theta + BY_\nu(\hat{k}b) \exp j\nu\theta = DI_\nu(\hat{\gamma}b) \exp j\nu\theta. \quad (10.35)$$

Аналогично определим компоненту H_z магнитного поля для различных областей:

$$H_z = FJ_\nu(\hat{k}r) \exp j\nu\theta + GY_\nu(\hat{k}r) \exp j\nu\theta \quad \text{при } b \leq r \leq c; \quad (10.36)$$

$$H_z = NI_\nu(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta \quad \text{при } r \leq b; \quad (10.37)$$

$$H_z = MK_\nu(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta \quad \text{при } r \geq c, \quad (10.38)$$

где F, G, M, N — постоянные величины.

Запишем для H_z граничные условия:

$$\begin{aligned} FJ_\nu(\hat{k}c) \exp j\nu\theta + GY_\nu(\hat{k}c) \exp j\nu\theta = \\ = MK_\nu(\hat{\gamma}c) \exp j\nu\theta \quad \text{при } r = c; \end{aligned} \quad (10.39)$$

$$\begin{aligned} FJ_\nu(\hat{k}b) \exp j\nu\theta + GY_\nu(\hat{k}b) \exp j\nu\theta = \\ = NI_\nu(\hat{\gamma}b) \exp j\nu\theta \quad \text{при } r = b. \end{aligned} \quad (10.40)$$

Для определения неизвестных величин необходимо составить еще четыре уравнения. Поэтому запишем выражения для E_θ и H_θ — тангенциальных составляющих поля (см. рис. 10.2) и учтем для них граничные условия.

Компоненту E_θ можно определить с помощью E_z и H_z [33]:

$$E_{\theta} = -\frac{j}{k_i^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (10.41)$$

где

$$k_i^2 = n_i^2 k_0^2 - \beta_i^2. \quad (10.42)$$

Следовательно, можно показать, что

$$E_{\theta} = -\frac{j}{k^2} \left\{ \beta \frac{1}{r} j \nu K_{\nu}(\hat{\gamma}c) I_{\nu}(\hat{\gamma}b) [AJ_{\nu}(kr) + BY_{\nu}(kr)] \exp j\nu\theta - \right. \\ \left. - \omega \mu_0 \hat{k} K_{\nu}(\hat{\gamma}c) I_{\nu}(\hat{\gamma}b) [F'_{\nu}(kr) + \right. \\ \left. + GY'_{\nu}(kr)] \exp j\nu\theta \right\} \text{ при } b \leq r \leq c; \quad (10.43)$$

$$E_{\theta} = \frac{j}{\hat{\gamma}^2} \left\{ \beta \frac{1}{r} j \nu I_{\nu}(\hat{\gamma}b) [AJ_{\nu}(kr) + BY_{\nu}(kr)] K_{\nu}(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta - \right. \\ \left. - \omega \mu_0 \hat{\gamma} I_{\nu}(\hat{\gamma}b) [FJ_{\nu}(kr) + GY_{\nu}(kr)] K'_{\nu}(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta \right\} \\ \text{при } r \geq c; \quad (10.44)$$

$$E_{\theta} = \frac{j}{\hat{\gamma}^2} \left\{ \beta \frac{1}{r} j \nu K_{\nu}(\hat{\gamma}c) [AJ_{\nu}(kr) + BY_{\nu}(kr)] I_{\nu}(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta - \right. \\ \left. - \omega \mu_0 \hat{\gamma} K_{\nu}(\hat{\gamma}c) [FJ_{\nu}(kr) + GY_{\nu}(kr)] I'_{\nu}(\hat{\gamma}r) \exp j\nu\theta \right\} \\ \text{при } r \leq b. \quad (10.45)$$

Знак перед формулами (10.44) и (10.45) изменен на противоположный, так как

$$k_i^2 = -\hat{\gamma}^2 = -\beta_i^2 + n_i^2 k_0^2 \text{ при } r \geq c;$$

$$k_i^2 = -\hat{\gamma}^2 = -\beta_i^2 + n_i^2 k_0^2 \text{ при } r \leq b.$$

С учетом непрерывности компоненты E_{θ} на границах можно записать:

$$E_{\theta} = E_{\theta} \text{ при } r=c; \quad (10.46) \\ (b \leq r \leq c) \quad (r \geq c)$$

$$E_{\theta} = E_{\theta} \text{ при } r=b. \quad (10.47) \\ (b \leq r \leq c) \quad (r \leq b)$$

Для компоненты H_{θ} справедливо выражение

$$H_{\theta} = -\frac{j}{k_i^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega \epsilon_0 \epsilon_i \frac{\partial E_z}{\partial r} \right). \quad (10.48)$$

Следовательно,

$$H_{\theta} = -\frac{j}{\hat{k}^2} \left\{ \beta \frac{1}{r} j \nu K_{\nu}(\hat{\gamma}c) I_{\nu}(\hat{\gamma}b) [FJ_{\nu}(\hat{k}r) + GY_{\nu}(\hat{k}r)] \exp j\nu\theta + \right. \\ \left. + \omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 \hat{k} K_{\nu}(\hat{\gamma}c) I_{\nu}(\hat{\gamma}b) [AJ'_{\nu}(\hat{k}r) + BY'_{\nu}(\hat{k}r)] \exp j\nu\theta \right\} \\ \text{при } b \leq r \leq c; \quad (10.49)$$

$$H_{\theta} = \frac{j}{\hat{\gamma}^2} \left\{ \beta \frac{1}{r} j \nu K_{\nu}(\hat{\gamma}r) I_{\nu}(\hat{\gamma}b) [FJ_{\nu}(\hat{k}c) + GY_{\nu}(\hat{k}c)] \exp j\nu\theta + \right. \\ \left. + \omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 \hat{\gamma} I_{\nu}(\hat{\gamma}b) K'_{\nu}(\hat{\gamma}r) [AJ_{\nu}(\hat{k}c) + BY_{\nu}(\hat{k}c)] \exp j\nu\theta \right\} \\ \text{при } r \geq c; \quad (10.50)$$

$$H_{\theta} = \frac{j}{\hat{\gamma}^2} \left\{ \beta \frac{1}{r} j K_{\nu}(\hat{\gamma}c) I_{\nu}(\hat{\gamma}r) [FJ_{\nu}(\hat{k}b) + GY_{\nu}(\hat{k}b)] \exp j\nu\theta + \right. \\ \left. + \omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 \hat{\gamma} K_{\nu}(\hat{\gamma}c) I'_{\nu}(\hat{\gamma}r) [AJ_{\nu}(\hat{k}b) + BY_{\nu}(\hat{k}b)] \exp j\nu\theta \right\} \\ \text{при } r \leq b. \quad (10.51)$$

Исходя из непрерывности компоненты H_{θ} на границах запишем

$$H_{\theta} = H_{\theta} \quad \text{при } r=c; \quad (10.52) \\ (b \leq r \leq c) \quad (r \geq c)$$

$$H_{\theta} = H_{\theta} \quad \text{при } r=b. \quad (10.53) \\ (b \leq r \leq c) \quad (r \leq b)$$

В уравнениях (10.46), (10.47), (10.52) и (10.53) неизвестными являются A, B, F, G . Чтобы система этих уравнений имела нетривиальное решение, необходимо приравнять ее определитель Δ нулю. Это позволит найти неизвестную величину β_r при различных значениях $b, c, n_2, n_3, n_4, \lambda$. Это будет точное решение для постоянной распространения волны по трубке β_r , определяющей периодичность поля вдоль оси волокна ∂z . Для слабого волновода, когда $n_2^2 = n_3^2 = n_4^2$, т. е. когда $(1/\hat{k}^2 + 1/\hat{\gamma}^2) \approx 0$ и $(1/\hat{k}^2 + 1/\hat{\gamma}^2) \approx 0$, из условия $\Delta = 0$ получим

$$\frac{J_{\nu}(\hat{k}c) \left[\frac{J_{\nu-1}(\hat{k}c)}{\hat{k}c J_{\nu}(\hat{k}c)} - \frac{K_{\nu-1}(\hat{\gamma}c)}{\hat{\gamma}c K_{\nu}(\hat{\gamma}c)} \right]}{Y_{\nu}(\hat{k}c) \left[\frac{Y_{\nu-1}(\hat{k}c)}{\hat{k}c Y_{\nu}(\hat{k}c)} - \frac{K_{\nu-1}(\hat{\gamma}c)}{\hat{\gamma}c K_{\nu}(\hat{\gamma}c)} \right]} = \frac{J_{\nu}(\hat{k}b) \left[\frac{J_{\nu-1}(\hat{k}b)}{\hat{k}b J_{\nu}(\hat{k}b)} + \frac{I_{\nu-1}(\hat{\gamma}b)}{\hat{\gamma}b I_{\nu-1}(\hat{\gamma}b)} \right]}{Y_{\nu}(\hat{k}b) \left[\frac{Y_{\nu-1}(\hat{k}b)}{\hat{k}b Y_{\nu}(\hat{k}b)} + \frac{I_{\nu-1}(\hat{\gamma}b)}{\hat{\gamma}b I_{\nu}(\hat{\gamma}b)} \right]}. \quad (10.54)$$

Следовательно, для $\nu=1$ окончательно запишем:

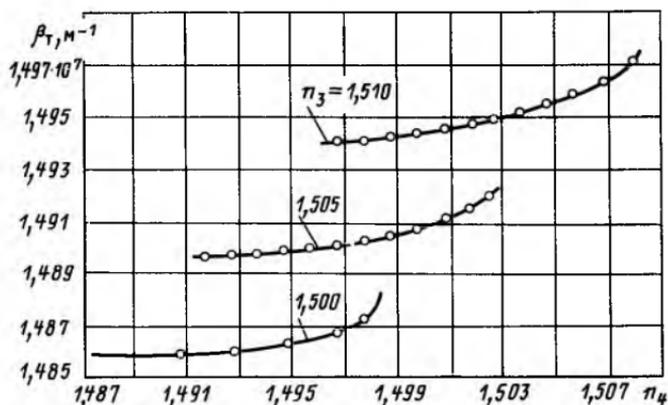


Рис. 10.3. Зависимость $\beta_T = f(n_4)$ при различных значениях n_3 ($\lambda = 0,6328$ мкм; $n_2 = 1,495$; $c = 8,0$ мкм; $b = 6,5$ мкм)

$$\frac{J_1(\hat{k}c) \left[\frac{J_0(\hat{k}c)}{\hat{k}c J_1(\hat{k}c)} - \frac{K_0(\hat{\gamma}c)}{\hat{\gamma}c K_1(\hat{\gamma}c)} \right]}{Y_1(\hat{k}c) \left[\frac{Y_0(\hat{k}c)}{\hat{k}c Y_1(\hat{k}c)} - \frac{K_0(\hat{\gamma}c)}{\hat{\gamma}c K_1(\hat{\gamma}c)} \right]} = \frac{J_1(\hat{k}b) \left[\frac{J_0(\hat{k}b)}{\hat{k}b J_1(\hat{k}b)} + \frac{I_0(\hat{\gamma}b)}{\hat{\gamma} I_1(\hat{\gamma}b)} \right]}{Y_1(\hat{k}b) \left[\frac{Y_0(\hat{k}b)}{\hat{k}b Y_1(\hat{k}b)} + \frac{I_0(\hat{\gamma}b)}{\hat{\gamma} I_1(\hat{\gamma}b)} \right]} \quad (10.55)$$

Численное решение уравнения (10.55) относительно постоянной распространения волны по трубке β_T показывает, что ее значение увеличивается при возрастании показателя преломления внешней, окружающей трубку среды (n_4). Это позволяет производить управление значением β_T за счет изменения внешних воздействий. Увеличение показателя преломления волноводного слоя (n_3) повышает значение β_T (рис. 10.3). Вариации геометрических размеров позволяют создавать волно-

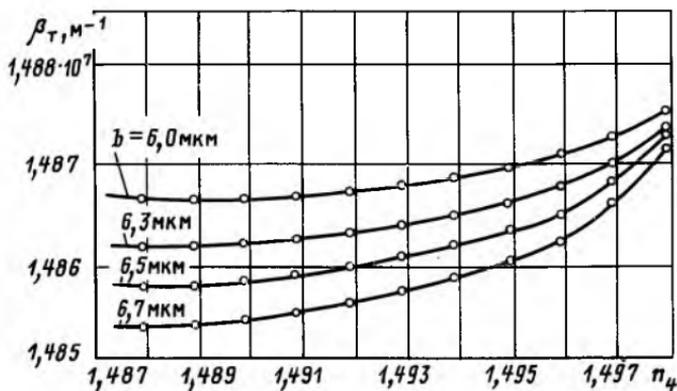


Рис. 10.4. Зависимость $\beta_T = f(n_4)$ при различных значениях b ($\lambda = 0,6328$ мкм; $n_2 = 1,495$; $n_3 = 1,5$; $c = 8,0$ мкм)

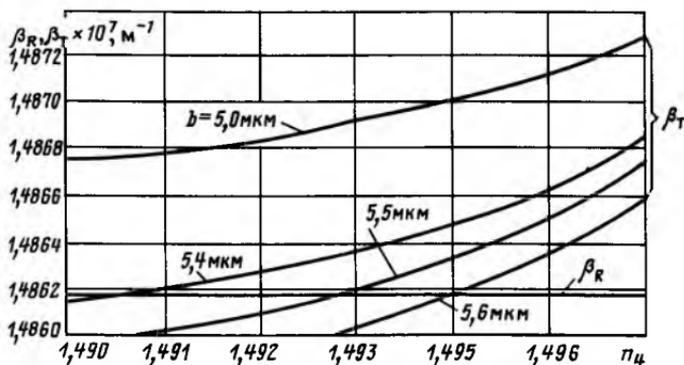


Рис. 10.5. Зависимости $\beta_R = f(n_4)$ и $\beta_T = f(n_4)$ при различных значениях b ($n_1 = n_3 = 1,5$; $n_2 = 1,495$; $\lambda = 0,6328$ мкм; $a = 1,5$ мкм; $c = 7,0$ мкм)

водные трубки с желаемым диапазоном изменения β_T (рис. 10.4, 10.5).

Увеличение длины волны излучения λ , как и в случае со стержнем, приводит к уменьшению β_T .

10.4. Определение относительных амплитуд поля и длины биения в системе двух коаксиальных волноводов

Если \mathbf{E}_{Rt} , \mathbf{H}_{Rt} ($\mathbf{E}_{Rt} = \mathbf{E}_R \exp \{i(\omega t - \beta_R z)\}$; $\mathbf{H}_{Rt} = \mathbf{H}_R \exp \times \{i(\omega t - \beta_R z)\}$) — векторы поперечного электрического и магнитного полей в стержне, а \mathbf{E}_{Tt} , \mathbf{H}_{Tt} ($\mathbf{E}_{Tt} = \mathbf{E}_T \exp \{i(\omega t - \beta_T z)\}$; $\mathbf{H}_{Tt} = \mathbf{H}_T \exp \{i(\omega t - \beta_T z)\}$) — векторы поперечного электрического и магнитного полей в трубке, то суммарное поле при условии взаимодействия двух волноводов можно записать в виде

$$\mathbf{E} = A_R(z) \mathbf{E}_{Rt} + A_T(z) \mathbf{E}_{Tt}; \quad (10.56)$$

$$\mathbf{H} = A_R(z) \mathbf{H}_{Rt} + A_T(z) \mathbf{H}_{Tt}, \quad (10.57)$$

где $A_R(z)$, $A_T(z)$ — относительные амплитуды поля в стержне и трубке.

В случае принятой аппроксимации $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2 \approx \varepsilon_3 \approx \varepsilon_4$ на основе теории связи волноводов [121] можно записать

$$\partial A_R(z) / \partial z = ic_R A_T(z) \exp \{i(\beta_R - \beta_T) z\}; \quad (10.58)$$

$$\partial A_T(z) / \partial z = ic_T A_R(z) \exp \{-i(\beta_R - \beta_T) z\}, \quad (10.59)$$

где

$$c_R = -\omega \varepsilon_0 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n_R^2 - n_T^2) \hat{\mathbf{E}}_{Rt} \times \mathbf{E}_{Tt} dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{z} (\hat{\mathbf{E}}_{Rt} \times \hat{\mathbf{H}}_{Rt} + \hat{\mathbf{E}}_{Rt} \times \hat{\mathbf{H}}_{Rt}) dx dy}; \quad (10.60)$$

$$c_T = -\omega \varepsilon_0 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n_T^2 - n_R^2) \hat{\mathbf{E}}_{TT}^- \times \hat{\mathbf{E}}_{RR} dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{z} (\hat{\mathbf{E}}_{TT}^- \times \hat{\mathbf{H}}_{TT} + \hat{\mathbf{E}}_{TT} \times \hat{\mathbf{H}}_{TT}^-) dx dy}, \quad (10.61)$$

где с учетом структуры коаксиального ВС

$$n_R = \begin{cases} n_1 & \text{при } r \leq a; \\ n_2 & \text{при } r \geq a; \end{cases}$$

$$n_T = \begin{cases} n_2 & \text{при } r \leq b; \\ n_3 & \text{при } b \leq r \leq c; \\ n_4 & \text{при } r \geq c; \end{cases}$$

\mathbf{z} — единичный вектор в направлении оси Oz , т. е. вдоль оси ВС.

Индекс « \wedge » означает, что отмеченные им векторы отличаются от первоначальных отсутствием сомножителя $\exp(\pm i\beta z)$.

Индекс « \dashv » означает, что отмеченные им векторы определяются с помощью исходных при замене в них знаков у ω и β . Коэффициенты $A_R(z)$ и $A_T(z)$ не зависят от координат x и y , а зависят только от z ; в свою очередь c_R и c_T не зависят от положения вдоль оси Oz ВС.

Обозначим:

$$A_R(z) = a_R \exp\{i(\beta_R - \beta_T)z/2\}; \quad (10.62)$$

$$A_T(z) = a_T \exp\{-i(\beta_R - \beta_T)z/2\}. \quad (10.63)$$

Тогда уравнения (10.58) и (10.59) запишутся в виде

$$\partial a_R / \partial z + i(\beta_R - \beta_T) a_R / 2 = i c_R a_T; \quad (10.64)$$

$$\partial a_T / \partial z - i(\beta_R - \beta_T) a_T / 2 = i c_T a_R. \quad (10.65)$$

Из уравнения (10.64) и (10.65) получим

$$\partial^2 a_T / \partial z^2 + \{c_R c_T + [(\beta_R - \beta_T)/2]^2\} a_T = 0. \quad (10.66)$$

Решение уравнения (10.66):

$$a_T = c_1 \exp\left\{i \sqrt{c_T c_R + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2} z\right\} +$$

$$+ c_2 \exp\left\{-i \sqrt{c_T c_R + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2} z\right\}.$$

При начальных условиях $z=0$, $a_T(0)$, $a_R(0)$ с учетом формул Эйлера получим

$$a_{\tau} = i \left[a_{\tau}(0) \frac{1}{\sqrt{\frac{4c_R c_{\tau}}{(\beta_R - \beta_{\tau})^2} + 1}} + a_R(0) \frac{c_{\tau}}{\sqrt{c_R c_{\tau} + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2}\right)^2}} \right] \times \\ \times \sin \left(\sqrt{c_R c_{\tau} + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2}\right)^2} z \right) + \\ + a_{\tau}(0) \cos \left(\sqrt{c_R c_{\tau} + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2}\right)^2} z \right). \quad (10.67)$$

По аналогии

$$a_R = -i \left[a_R(0) \frac{1}{\sqrt{\frac{4c_R c_{\tau}}{(\beta_R - \beta_{\tau})^2} + 1}} - a_{\tau}(0) \frac{c_R}{\sqrt{c_R c_{\tau} + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2}\right)^2}} \right] \times \\ \times \sin \sqrt{c_R c_{\tau} + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2}\right)^2} z + \\ + a_R(0) \cos \left[\sqrt{c_R c_{\tau} + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2}\right)^2} z \right]. \quad (10.68)$$

Если в точке $z=0$ все излучение находится в стержне, т. е. $a_R(0)=1$, $a_{\tau}(0)=0$, то при условии консервации энергии для зоны эффективной связи волноводов ($c_R \approx c_{\tau} \approx \tilde{c}$) имеем

$$a_R(z) = a_R(0) \left[\cos \tilde{c}z \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2\tilde{c}}\right)^2} - \right. \\ \left. - i \frac{(\beta_R - \beta_{\tau}) \sin \tilde{c}z \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2\tilde{c}}\right)^2}}{2\tau \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2\tilde{c}}\right)^2}} \right]; \quad (10.69)$$

$$a_{\tau}(z) = a_R(0) i \frac{\sin \tilde{c}z \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2\tilde{c}}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2\tilde{c}}\right)^2}}. \quad (10.70)$$

Зависимости $a_R(z)$ и $a_{\tau}(z)$ являются периодическими функциями. Длина биения L_6 — расстояние, на котором происходит переход энергии из стержня в трубку, определится из (10.69) или (10.70) как

$$L_6 = \frac{\pi}{2\tilde{c} \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_{\tau}}{2\tilde{c}}\right)^2}}. \quad (10.71)$$

Если постоянные распространения электромагнитной волны вдоль стержня β_R и трубки β_T равны, то

$$a_R(z) = a_R(0) \cos(\tilde{c}z);$$

$$a_T(z) = a_R(0) \sin(\tilde{c}z),$$

а длина биения $L_6 = \pi/2\tilde{c}$. В этом случае при $z = L_6$ вся энергия полностью переходит из стержня в трубку, т. е. наблюдается полное переключение световодов, что не достигается при $\beta_R \neq \beta_T$.

Возвращаясь к коэффициентам $A_R(z)$ и $A_T(z)$, имеем

$$A_R(z) = - \left\{ i \left[A_R(0) \frac{\beta_R - \beta_T}{2 \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2}} - A_T(0) \frac{c_R}{\sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2}} \right] \times \right. \\ \left. \times \sin \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2} \right] + A_R(0) \cos \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2} \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(i \frac{\beta_R - \beta_T}{2} z \right); \quad (10.72)$$

$$A_T(z) = \left\{ i \left[A_T(0) \frac{\beta_R - \beta_T}{2 \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2}} - A_R(0) \frac{c_T}{\sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2}} \right] \times \right. \\ \left. \times \sin \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2} \right] + A_T(0) \cos \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2}\right)^2} \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(-i \frac{\beta_R - \beta_T}{2} z \right). \quad (10.73)$$

10.5. Коэффициенты связи c_R и c_T коаксиальной структуры

Коэффициенты связи стержня c_R и трубки c_T могут быть определены с помощью формул (10.60) и (10.61). Знаменатель коэффициентов может рассматриваться как $4P_{R(T)}$, где $P_{R(T)}$ — мощность в стержне (трубке).

Для рассматриваемого случая коаксиального ВС целесообразно перейти к полярным координатам, при использовании которых c_R и c_T определяются выражениями

$$c_R = -\frac{\omega \epsilon_0}{4P_R} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (n_R^2 - n_2^2) \hat{\mathbf{E}}_{Rt}^- \times \hat{\mathbf{E}}_{Tt}^- r dr d\theta;$$

$$c_T = -\frac{\omega \epsilon_0}{4P_T} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (n_T^2 - n_2^2) \hat{\mathbf{E}}_{Tt}^- \times \hat{\mathbf{E}}_{Rt}^- r dr d\theta.$$

Подставляя выражения для $\hat{\mathbf{E}}_{Rt}$, $\hat{\mathbf{E}}_{Tt}$, $\hat{\mathbf{E}}_{Rt}^-$ и $\hat{\mathbf{E}}_{Tt}^-$ для случая распространения по коаксиальному ВС линейно поляризованной волны, получаем

$$c_R = \frac{\omega \epsilon_0}{2P_R} (n_1^2 - n_2^2) A_R A_T m \pi \frac{a}{(\hat{\gamma}^2 + k^2)} [\hat{\gamma} J_\nu(ka) I_{\nu+1}(\hat{\gamma}a) + k I_\nu(\hat{\gamma}a) \times J_{\nu+1}(ka)]; \quad (10.74)$$

$$c_T = \frac{\omega \epsilon_0}{2P_T} A_R A_T s \pi \left\{ \frac{n_3^2 - n_2^2}{\gamma^2 + k^2} [\hat{k}b K_\nu(\gamma b) J_{\nu+1}(\hat{k}b) - \gamma b J_\nu(\hat{k}b) \times K_{\nu+1}(\gamma b) - \hat{k}c K_\nu(\gamma c) J_{\nu+1}(\hat{k}c) + \gamma c J_\nu(\hat{k}c) K_{\nu+1}(\gamma c) + l(\hat{k}b) K_\nu(\gamma b) Y_{\nu+1}(\hat{k}b) - \gamma b Y_\nu(\hat{k}b) K_{\nu+1}(\gamma b) - \hat{k}c K_\nu(\gamma c) Y_{\nu+1}(\hat{k}c) + \gamma c Y_\nu(\hat{k}c) K_{\nu+1}(\gamma c)] - \frac{n_4^2 - n_2^2}{\gamma^2 - \hat{\gamma}^2} p [\gamma c K_\nu(\hat{\gamma}c) K_{\nu+1}(\gamma c) - \gamma c K_\nu(\gamma c) K_{\nu+1}(\hat{\gamma}c)] \right\}, \quad (10.75)$$

где

$$m = \frac{-[J_\nu(\hat{k}b) + l Y_\nu(\hat{k}b)]}{I_\nu(\hat{\gamma}b)}, \quad p = \frac{J_\nu(\hat{k}c) + l Y_\nu(\hat{k}c)}{K_\nu(\hat{k}c)},$$

$$l = \frac{J_\nu(\hat{k}b) \left[\frac{J_{\nu-1}(\hat{k}b)}{\hat{k}b J_\nu(\hat{k}b)} + \frac{I_{\nu-1}(\hat{\gamma}b)}{\hat{\gamma}b I_\nu(\hat{\gamma}b)} \right]}{Y_\nu(\hat{k}b) \left[\frac{Y_{\nu-1}(\hat{k}b)}{\hat{k}b Y_\nu(\hat{k}b)} + \frac{I_{\nu-1}(\hat{\gamma}b)}{\hat{\gamma}b I_\nu(\hat{\gamma}b)} \right]}, \quad s = \frac{J_\nu(ka)}{K_\nu(\gamma a)}.$$

10.6. Расчет коэффициентов связи стержня и трубки в условиях консервации мощности

В формулы (10.74) и (10.75) для определения коэффициентов связи c_R и c_T входят мощности P_R и P_T , передаваемые по стержню и трубке. Мощность в стержне

$$P_R = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{z} (\hat{\mathbf{E}}_R^- \times \hat{\mathbf{H}}_R + \hat{\mathbf{E}}_R \times \hat{\mathbf{H}}^-) dx dy. \quad (10.76)$$

Для плоской волны, когда $E_x=0$ и $H_y=0$, при переходе к полярным координатам мощность в стержне

$$P_R = -\frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} (E_{yR} R_{xR}^- + E_{yR}^- H_{xR}) r dr d\theta.$$

Представим интеграл как сумму двух интегралов, так как функции E_{yR} и H_{xR} описываются разными выражениями для интервалов $[0; a]$ и $[a; \infty]$. Следовательно, с учетом того, что в нашем случае $E_y H_x^- = E_y^- H_x$, имеем

$$P_R = 0,5\pi A_R^2 (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} n a^2 \{ [J_\nu(ka) - J_{\nu-1}(ka) J_{\nu+1}(ka)] + s^2 [K_{\nu-1}(\gamma a) K_{\nu+1}(\gamma a) - K_\nu^2(\gamma a)] \}. \quad (10.77)$$

Для $\nu \neq 0$ значение мощности P_R должно быть уменьшено в $2/\nu$ раз, так как $\int_0^{2\pi} \cos^2 \nu\theta d\theta$ в этом случае равен $\pi\nu$. Выражение для мощности, распространяющейся в стержне, запишем в виде

$$P_R = A_R^2 \bar{p}_R (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \pi/2, \quad (10.78)$$

где \bar{p}_R — коэффициент, дополняющий формулу (10.78) до формулы (10.77). Мощность, передаваемая по трубке,

$$P_T = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{z} (\hat{\mathbf{E}}_T^- \times \hat{\mathbf{H}}_T + \hat{\mathbf{E}}_T \times \hat{\mathbf{H}}_T^-) dx dy. \quad (10.79)$$

Для случая плоской волны ($E_x=0$, $H_y=0$) имеем

$$P_T = -\frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} (E_{yT} H_{xT}^- + E_{yT}^- H_{xT}) r dr d\theta,$$

где E_{yT} , H_{xT} , E_{yT}^- , H_{xT}^- описываются различными выражениями для интервалов $[0; b]$, $[b; c]$ и $[c; \infty]$. Раскрыв их значения, после преобразования получим

$$\begin{aligned} P_T = & 0,5\pi A_T^2 (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} n \{ c^2 [J_\nu^2(\hat{k}c) - J_{\nu-1}(\hat{k}c) Y_{\nu+1}(\hat{k}c)] + \\ & + c^2 l^2 [Y_\nu^2(\hat{k}c) - Y_{\nu-1}(\hat{k}c) Y_{\nu+1}(\hat{k}c)] + \\ & + c^2 l [2J_\nu(\hat{k}c) Y_\nu(\hat{k}c) - J_{\nu-1}(\hat{k}c) Y_{\nu+1}(\hat{k}c) - J_{\nu+1}(\hat{k}c) Y_{\nu+1}(\hat{k}c)] - \\ & - b^2 [J_\nu^2(\hat{k}b) - J_{\nu-1}(\hat{k}b) Y_{\nu+1}(\hat{k}b)] - b^2 l^2 [Y_\nu^2(\hat{k}b) - \\ & - Y_{\nu-1}(\hat{k}b) Y_{\nu+1}(\hat{k}b)] - b^2 l [2J_\nu(\hat{k}b) J_\nu(\hat{k}b) - J_{\nu-1}(\hat{k}b) Y_{\nu+1}(\hat{k}b) - \\ & - J_{\nu+1}(\hat{k}b) Y_{\nu-1}(\hat{k}b)] + p^2 c^2 [K_{\nu+1}(\hat{\gamma}c) K_{\nu-1}(\hat{\gamma}c) - K_\nu^2(\hat{\gamma}c)] + \\ & + b^2 m^2 [I_\nu^2(\hat{\gamma}b) - I_{\nu-1}(\hat{\gamma}b) I_{\nu+1}(\hat{\gamma}b)] \} \quad (10.80) \end{aligned}$$

или

$$P_T = A_T^2 \bar{p}_T (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \pi/2, \quad (10.81)$$

где \bar{p}_τ — коэффициент пропорциональности, дополняющий формулу (10.80) до (10.81).

Для случая линейно поляризованного излучения при $v=0$ с учетом свойств бесселевых функций получим

$$\bar{p}_R = na^2 \{J_0^2(ka) + J_1^2(ka) + s^2 [K_1^2(\gamma a) - K_0^2(\gamma a)]\}; \quad (10.82)$$

$$\begin{aligned} \bar{p}_\tau = n \{ & c^2 [J_0^2(\hat{k}c) + J_1^2(\hat{k}c)] + c^2 l^2 [Y_0^2(\hat{k}c) + Y_1^2(\hat{k}c)] + \\ & + 2c^2 l [J_0(\hat{k}c) Y_0(\hat{k}c) + J_1(\hat{k}c) Y_1(\hat{k}c)] - b^2 [J_0^2(\hat{k}b) + J_1^2(\hat{k}b)] - \\ & - b^2 l^2 [Y^2(\hat{k}b) + Y_1^2(\hat{k}b)] - 2b^2 l [J_0(\hat{k}b) Y_0(\hat{k}b) + J_1(\hat{k}b) Y_1(\hat{k}b)] + \\ & + p^2 c^2 [K_1^2(\hat{\gamma}c) - K_0^2(\hat{\gamma}c)] + b^2 m^2 [I_0(\hat{\gamma}b) - I_1^2(\hat{\gamma}b)] \}. \quad (10.83) \end{aligned}$$

При соблюдении условия сохранения мощности в системе стержень—трубка $P_\tau = P_R$ или же с учетом выражений (10.80) и (10.81) получим, что

$$A_R^2 \bar{p}_R = A_\tau^2 \bar{p}_\tau. \quad (10.84)$$

Уравнение (10.84) позволяет определить соотношение амплитуд поля в стержне A_R и трубке A_τ :

$$A_R/A_\tau = \sqrt{\bar{p}_\tau/\bar{p}_R}. \quad (10.85)$$

Подставляя выражения (10.78), (10.81) и (10.85) в (10.74) и (10.75) с учетом того, что $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 2\pi/\lambda\omega$, для коэффициентов связи c_R и c_τ окончательно получим

$$\begin{aligned} c_R = \frac{1}{\lambda \sqrt{\bar{p}_R \bar{p}_\tau}} (n_1^2 - n_2^2) m 2\pi \frac{a}{\hat{\gamma}^2 k^2} [& \hat{\gamma} J_\nu(ka) I_{\nu+1}(\hat{\gamma}a) + \\ & + k I_\nu(\hat{\gamma}a) J_{\nu+1}(ka)]; \quad (10.86) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_\tau = \frac{1}{\lambda \sqrt{\bar{p}_R \bar{p}_\tau}} s \cdot 2\pi \left\{ \frac{n_3^2 - n_2^2}{\gamma^2 + \hat{k}^2} [& \hat{k} b K_\nu(\gamma b) J_{\nu+1}(\hat{k}b) - \gamma b J_\nu(\hat{k}b) K_{\nu+1}(\gamma b) - \right. \\ & - \hat{k} c K_\nu(\gamma c) J_{\nu+1}(\hat{k}c) + \gamma c J_\nu(\hat{k}c) K_{\nu+1}(\gamma c) + \\ & + l(\hat{k}b) K_\nu(\gamma b) Y_{\nu+1}(\hat{k}b) - \gamma b Y_\nu(\hat{k}b) K_{\nu+1}(\gamma b) - \\ & - \hat{k} c K_\nu(\gamma c) Y_{\nu+1}(\hat{k}c) + \gamma c Y_\nu(\hat{k}c) K_{\nu+1}(\gamma c)] - \\ & \left. - \frac{n_4^2 - n_2^2}{\gamma^2 - \hat{\gamma}^2} p [\gamma c K_\nu(\hat{\gamma}c) K_{\nu+1}(\gamma c) - \hat{\gamma} c K_\nu(\gamma c) K_{\nu+1}(\hat{\gamma}c)] \right\}. \quad (10.87) \end{aligned}$$

При расчете коэффициентов c_R и c_τ можно пользоваться (для реальных значений показателей преломления) любой из вышеприведенных формул, так как в условиях консервации мощности в системе двух волноводов для зоны эффективной связи ($n_4 = n_m$) эти коэффициенты равны, т. е. $c_R = c_\tau$ (рис. 10.6).

Произведя подстановку коэффициентов c_R и c_τ , определяемых по формулам (10.86) и (10.87), в формулы (10.71), (10.72), (10.73), можно определить длину биения

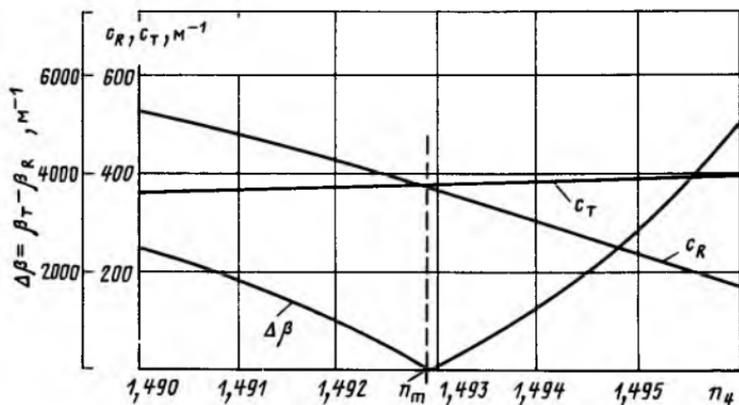


Рис. 10.6. Зависимости $c_R = f(n_4)$, $c_T = f(n_4)$ и $\Delta\beta = f(n_4)$ ($n_1 = n_3 = 1,5$ мкм; $n_2 = 1,495$; $\lambda = 0,6328$ мкм; $a = 1,5$ мкм; $c - b = 1,5$ мкм; $b = 7,0$ мкм)

L_6 и относительные амплитуды поля $A_R(z)$ и $A_T(z)$ вдоль оси коаксиальной структуры.

Расчет длины биения L_6 по формуле (10.71) с помощью коэффициентов c_R или c_T показывает, что максимального значения она достигает при показателе преломления окружающей трубки среды $n_4 = n_m$, обеспечивающем $\beta_R = \beta_T$ (рис. 10.7). При увеличении толщины разделительного слоя между стержнем и трубкой связь волноводов ослабевает, что приводит к существенному увеличению длины биения L_6 . Относительные амплитуды $A_R(z)$ и $A_T(z)$ позволяют определить изменение мощности вдоль оси oz . Выше уже были определены мощности в стержне P_R и трубке P_T , которые можно рассматривать как суммарное начальное значение в точке $z=0$ мощности, введенной в стержень и трубку вместе.

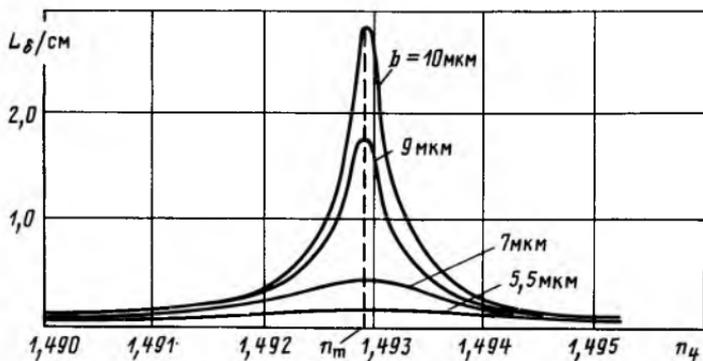


Рис. 10.7. Зависимость $L_6 = f(n_4)$ при различных значениях b ($n_1 = n_3 = 1,5$; $n_2 = 1,495$; $a = 1,5$ мкм; $c - b = 1,5$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм)

Обозначим ее через $P_0 = P_R = P_T$. Изменения мощности $P_R(z)$ и $P_T(z)$ вдоль оси коаксиального ВС могут быть определены через коэффициенты $A_R(z)$ и $A_T(z)$ как

$$P_R(z) = A_R(z) A_R^*(z) P_0; \quad (10.88)$$

$$P_T(z) = A_T(z) A_T^*(z) P_0, \quad (10.89)$$

где знак «*» означает комплексно-сопряженную величину. Следовательно,

$$P_R(z) = \left\{ A_R^2(0) \cos^2 \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2} \right] + \right. \\ \left. + \left[A_R(0) \frac{\beta_R - \beta_T}{2 \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2}} - A_T(0) \frac{c_R}{\sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2}} \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \sin^2 \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2} \right] \right\} P_0; \quad (10.90)$$

$$P_T(z) = \left\{ A_T^2(0) \cos^2 \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2} \right] + \right. \\ \left. + \left[A_T(0) \frac{\beta_R - \beta_T}{2 \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2}} + A_R(0) \frac{c_T}{\sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2}} \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \sin^2 \left[z \sqrt{c_R c_T + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2} \right)^2} \right] \right\} P_0. \quad (10.91)$$

Для начальных условий $A_R(0) = 1$, $A_T(0) = 0$ в условиях консервации мощности

$$P_R(z) = \left\{ \cos^2 \left[\tilde{c} z \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2\tilde{c}} \right)^2} \right] + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2\tilde{c}} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \sin^2 \left[\tilde{c} z \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2\tilde{c}} \right)^2} \right] / \left[1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2\tilde{c}} \right)^2 \right] \right\} P_0; \quad (10.92)$$

$$P_T(z) = \frac{\sin^2 \left[\tilde{c} z \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2\tilde{c}} \right)^2} \right]}{1 + \left(\frac{\beta_R - \beta_T}{2\tilde{c}} \right)^2} P_0. \quad (10.93)$$

С учетом того, что $P_R(z) + P_T(z) = P_0$, для мощности в стержне можно записать

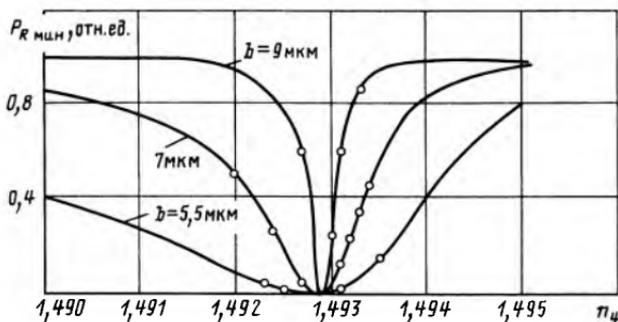


Рис. 10.8. Зависимость $P_{R \text{ мин}} = f(n_4)$ при различных значениях b ($n_1 = n_3 = 1,5$; $n_2 = 1,495$; $a = 1,5$ мкм; $c - b = 1,52$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм)

$$P_R(z) = \left[1 - \frac{\sin^2 \tilde{c} z \sqrt{1 + [(\beta_R - \beta_T)/2\tilde{c}]^2}}{1 + [(\beta_R - \beta_T)/2\tilde{c}]^2} \right] P_0. \quad (10.94)$$

Мощность, передаваемая из одного волновода в другой, зависит от координаты z . Максимальное значение этой мощности $P_{\text{макс}}$ определяется при условии, что $z = L_6$. В этом случае, если $A_R(0) = 1$, $A_T(0) = 0$, минимальное значение мощности $P_{R \text{ мин}}$, остающейся в стержне, и максимальное значение мощности $P_{T \text{ макс}}$ в трубке равны соответственно

$$P_{R \text{ мин}} = \left[1 - \frac{1}{1 + [(\beta_R - \beta_T)/2\tilde{c}]^2} \right] P_0;$$

$$P_{T \text{ макс}} = \frac{1}{1 + [(\beta_R - \beta_T)/2\tilde{c}]^2} P_0.$$

Чувствительность к изменению показателя преломления n_4 существенно зависит от расстояния между стержнем и трубкой ($b - a$), возрастая при его увеличении (при ослаблении связи волноводов) (рис. 10.8).

Равенство $z = L_6$ на практике выполнить сложно, так как, как правило, значение z равно длине ячейки $L_я$, в пределах которой происходит изменение показателя преломления n_4 . И для выполнения равенства $z = L_6$ необходимо предположить наличие ячейки переменной длины. Мощность, остающаяся в волноводе P_L , например в стержне, при $L_я \neq (2n + 1)L_6$ уже не принимает своего экстремального (минимального) значения, а при $L_я = 2nL_6$, где n — целое натуральное число, даже не изменяет своего первоначального значения (в том числе и в районе переключения) (рис. 10.9).

Если трубка коаксиального ВС обладает сильным поглощением и рассеянием, то в условиях периодического перехода мощности из стержня в трубку и обратно максимальная мощность в стержне постоянно убывает.

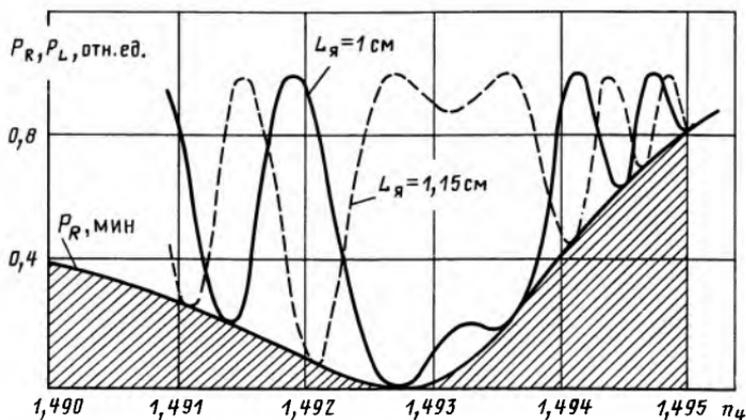


Рис. 10.9. Зависимость $P_L = f(n_4)$ при различных значениях ($n_1 = n_3 = 1,5$; $n_2 = 1,495$; $\lambda = 0,6328$ мкм; $a = 1,5$ мкм; $b = 5,5$ мкм; $c = 7,0$ мкм)

Мощность P'_0 , вернувшаяся в стержень после первого перехода в трубку, будет складываться из мощности P_R , оставшейся в стержне в момент связи между волноводами, и мощности, вернувшейся в стержень из трубки. Следовательно,

$$P'_0 = \frac{1}{2L_6} \int_0^{2L_6} \{P_R(z) + P_T(z) \exp[-2\bar{\chi}_T(L_6 - z)]\} dz, \quad (10.95)$$

где χ_T — коэффициент поглощения и рассеяния трубки.

Если размеры ячейки $L_я$ значительно больше длины биения L_6 , то мощность $P_{\text{вых}}$, выходящая из стержня в конце ячейки, может быть приближенно определена как

$$P_{\text{вых}} = (P'_0/P_0)^{L_я/2L_6} P_0.$$

Для более строгого учета потерь энергии вследствие поглощения и рассеяния в трубке необходимо учитывать комплексность показателя преломления n_3 .

Приближенно выходную мощность $P_{\text{вых}}$ можно оценивать по формуле

$$P_{\text{вых}} = \{[P_{R\text{мин}} + P_{T\text{макс}} \exp(-2\bar{\chi}_T L_6)]/P_0\}^{L_я/2L_6} P_0,$$

где $\bar{\chi}_T$ — усредненный коэффициент потерь в трубке.

При увеличении потерь в трубке чувствительность к изменению показателя преломления n_4 ухудшается.

Исходными данными для расчета характеристик ВОД на основе коаксиального ВС являются геометрические размеры стержня (a) и трубки (b и c), показатели преломления стержня (n_1), разделительного слоя (n_2), трубки (n_3) и внешней,

окружающей трубку среды (n_4), а также мощность, вводимая в коаксиальный ВС, P_0 (будем считать, что на входе вся мощность введена в стержень).

Искомыми величинами при расчете такого коаксиального ВОД являются значения мощности, распределенной вдоль оси ВС при различных значениях показателя преломления внешней среды, зависящих от входного воздействия $F_{вх}$, а также длина биения $L_б$, постоянные распространения волн вдоль стержня β_R и трубки β_T и вспомогательный параметр \tilde{c} — коэффициент связи ($\tilde{c} = c_R = c_T$ для зоны эффективной связи в условиях консервации мощности).

10.7. Экспериментальное исследование коаксиального ВОД

Исследование свойств коаксиального ВОД проведено с помощью изотропных жидкостей с известными оптическими свойствами, располагаемых вокруг коаксиального ВС. В качестве таких жидкостей использовались высокостабильные силиконовые масла с известной линейной зависимостью их показателя преломления от температуры.

Луч от He-Ne лазера 1 ($\lambda = 0,63$ мкм) с помощью поляризатора 2 и объектива 3 вводился в торец коаксиального ВС 5 (рис. 10.10). Из-за малых размеров трубки (внутренний диаметр 11,68 мкм, внешний диаметр 14,40 мкм) и стержня (диаметр 3,08 мкм) ввести излучение только лишь в стержень не удастся. Поэтому в начальной части ВС использовался специальный затвор (ячейка с силиконовым маслом 4 с показателем преломления не менее, чем у трубки коаксиального ВС), который рассеивал все излучение, распространяющееся по трубке, и после него оставалось лишь излучение в стержне. Световод с излучением только в стержне пропусклся через

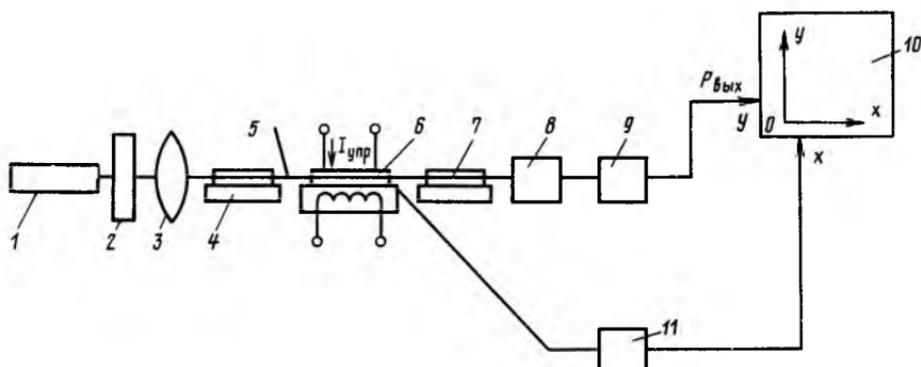
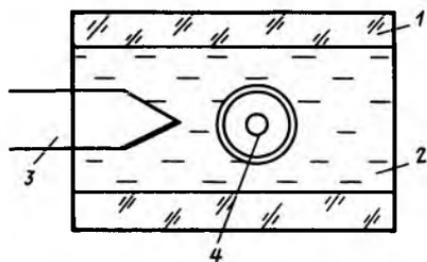


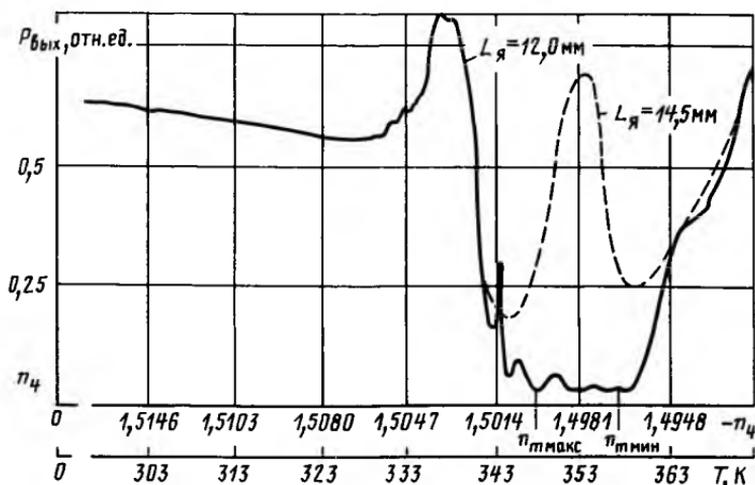
Рис. 10.10. Схема экспериментальной установки



←
Рис. 10.11. Ячейка с коаксиальным ВС:

1 — стеклянная пластина; 2 — силиконовое масло; 3 — термопара; 4 — коаксиальный ВС

Рис. 10.12. Экспериментальная зависимость $P_R = f(n_4)$



вторую ячейку с силиконовым маслом 7 (рис. 10.11) и подводился затем к фотоприемнику 8. Фотосигнал через усилитель 9 с линейной характеристикой поступал на графопостроитель 10, который записывал по оси Oy значение выходящей из ВС оптической мощности $P_{\text{вых}}$. Меняя с помощью тока $I_{\text{упр}}$ температуру ячейки 6, которая с помощью термопары 11 регистрируется по оси Ox самописца, можно управлять показателем преломления внешней среды (масла) n_4 . При изменении показателя преломления внешней среды наблюдается существенное изменение оптической мощности $P_{\text{вых}}$ (рис. 10.12), причем, несмотря на то что в этом случае $P_{\text{вых}}$ включает в себя сумму мощностей, выходящих из стержня и поглощающей трубки, имеется область, в которой ее значение практически равно нулю (в зоне максимальной оптической связи стержня и трубки при $\beta_R = \beta_T$, возникающей при показателе преломления окружающей среды $n_4 = n_m$, обеспечивающем переключение энергии из стержня в трубку). При визуальном наблюдении плоской нагреваемой ячейки 6 (см. рис. 10.10) можно обнаружить появление вдоль ВС

штрихов различной длины и яркости, соответствующих переходу оптической мощности из стержня в трубку. Максимальной длины и яркости они достигают в зоне температур полной оптической связи стержня и трубки, что полностью подтверждает теорию. Практически зона показателей преломления, соответствующих полной оптической связи стержня и трубки, составляет $\Delta n = n_{\text{т макс}} - n_{\text{т мин}} \approx 0,003$. Наличие зоны, в которой $P_{\text{вых}} \approx 0$, объясняется тем, что из-за неудовлетворительного состояния внешней и внутренней поверхностей трубки распространяющееся по ней излучение быстро затухает. Это объяснение подтверждено опытом, в котором после нагреваемой ячейки устанавливается еще один затвор, отводящий излучение из трубки. Полученная в этом случае зависимость $P_{\text{вых}} = f(T)$ повторила кривую на рис. 10.12.

Если длина ячейки $L_{\text{я}}$ не равна нечетному количеству длин биения $L_{\text{б}}$ в зоне температуры полного переключения мощности, то в пределах между $n_{\text{т макс}}$ и $n_{\text{т мин}}$ на кривой $P_{\text{вых}} = f(n_{\text{д}})$ возможно появление всплесков, неполной связи стержня и трубки, что подтверждено при проведении опытов с нагреваемыми ячейками разной длины (см. рис. 10.12).

10.8. Электрооптическое управление коаксиальным ВС

Располагаемые вокруг коаксиального ВС электрооптические материалы позволяют создать датчик, реагирующий на напряженность электрического поля. В качестве примера рассмотрим электрооптическую ячейку на основе объединенной структуры коаксиального ВС с жидким кристаллом.

Главными критериями при выборе жидкого кристалла (ЖК) являются получение показателя преломления $n_{\text{ЖК}}$ в пределах от $n_{\text{т мин}}$ до $n_{\text{т макс}}$ и однородность показателя преломления по толщине слоя.

Анализ оптических схем электрооптических ячеек показывает, что наиболее целесообразной ориентацией молекул ЖК в плоскопараллельной ячейке, через которую проходит коаксиальный ВС (рис. 10.13), является гомеотропная, когда в отсутствие электрического поля молекулы ЖК располагаются параллельно плоскостям ячейки и оси ВС.

Здесь для любой плоскости поляризации излучения, распространяющегося по ВС, в исходном состоянии ($U_{\text{ЖК}} = 0$) показатель преломления $n_{\text{д}} = n_{\perp}$. Поворот молекул жидкого кристалла на угол α под действием внешнего поля приводит к увеличению показателя преломления согласно формуле

$$n_{\text{д}} = n_{\text{ЖК}} = n_{\perp} n_{\parallel} / \sqrt{n_{\parallel}^2 \cos^2 \alpha + n_{\perp}^2 \sin^2 \alpha}.$$

Это вызывает уменьшение выходной мощности, и при некотором напряжении $U_{\text{ЖК}}$ (см. рис. 10.13) достигается $P_{\text{вых}} = 0$. Плоская ячейка с параллельными друг другу электродами позволяет создавать внутри нее однородное поле, в котором

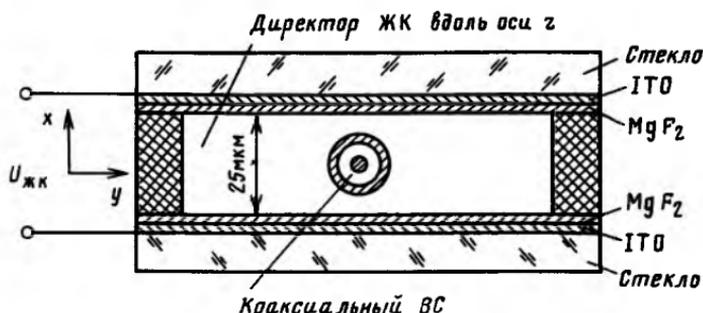


Рис. 10.13. Жидкокристаллическая ячейка с коаксиальным ВС

все центральные слои жидкого кристалла имеют один и тот же угол поворота молекул относительно исходной ориентации. Однако введение в центр ячейки ВС нарушает однородность электрического поля. Если напряженность электрического поля $E_{ЖК}$ в отсутствие ВС

$$E_{ЖК0} = U_{ЖК}/h_{ЖК},$$

где h — толщина слоя жидкого кристалла, то в зоне центрального сечения ВС

$$E_{ЖК,ВС} = U_{ЖК}/[h + (\epsilon_{ЖК}/\epsilon_{ВС} - 1)d_{ВС}],$$

где $d_{ВС}$ — диаметр ВС; $\epsilon_{ЖК}$, $\epsilon_{ВС}$ — диэлектрические проницаемости жидкого кристалла и ВС.

Отношение напряженностей в этих двух зонах

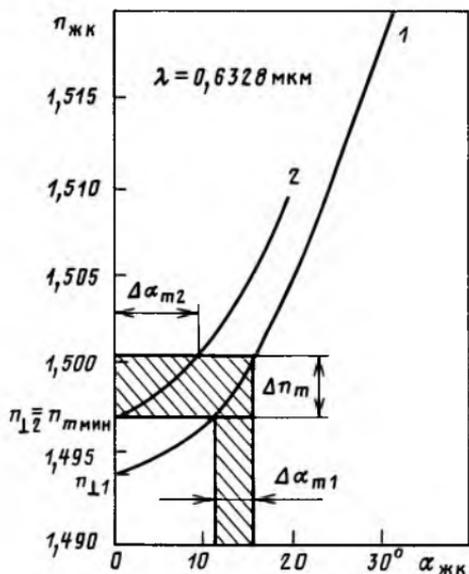
$$E_{ЖК0}/E_{ЖК,ВС} = 1 + (\epsilon_{ЖК}/\epsilon_{ВС} - 1)d_{ВС}/h_{ЖК}.$$

Для ячейки, имеющей $h_{ЖК} \approx 25$ мкм, $d_{ВС} \approx 14,4$ мкм, $\epsilon_{ВС} \approx 4$, $\epsilon_{ЖК} \approx 10$, отношение $E_{ЖК0}/E_{ЖК,ВС} = 1,9$. Это означает, что поле в ячейке существенно неоднородно. Кроме изменения напряженности электрического поля в ячейке наблюдается искривление силовых линий вблизи ВС. Это приводит к тому, что при подаче напряжения на ячейку $U_{ЖК}$ молекулы ЖК уже не во всех точках ячейки будут стремиться занять вертикальное положение, а будут располагаться вдоль искривленных силовых линий. То, что напряженность электрического поля неодинакова по толщине ЖК, а силовые линии искривлены, приводит в конечном счете к тому, что показатель преломления ЖК оказывается несколько меньше того значения, которое можно было бы ожидать для случая однородного электрического поля. Это расхождение вызвано неоднородностью напряженности поля в жидком кристалле по значению и вследствие искривления силовых линий. Важно при этом, что обе эти составляющие являются функциями координат. Таким образом, показатель преломления ЖК вокруг поверхности ВС непостоянен и также является функцией x и y .

Для горизонтальной плоскости поляризации излучения неоднородность по значению и направлению электрического поля приводит к некоторому увеличению показателя преломления в сравнении с n_{\perp} , наблюдаемым для случая однородного поля.

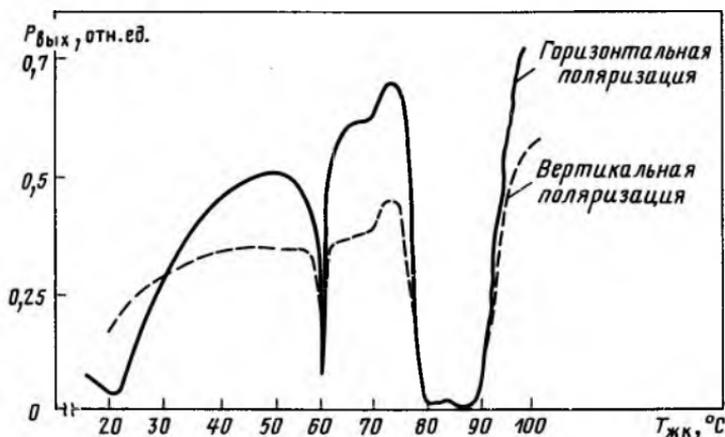
Этот эффект, обусловленный неоднородностью силовых линий электрического поля в ЖК, приводит к тому, что ни при каком значении $U_{\text{ЖК}}$ невозможно добиться равенства $n_{\text{ЖК}} = n_m$ во всех точках вокруг ВС. Это означает, что выходная мощность никогда не может быть сведена до нуля и что вид кривых $P_{\text{вых}} = f(U_{\text{ЖК}})$ и $P_{\text{вых}} = f(n_d)$ различен.

Одна из возможностей преодоления эффекта, связанного с неоднородностью поля, заключается в том, чтобы равенство ($n_{\text{ЖК}} = n_m$) достигалось в отсутствие поля. Для обеспечения этого можно использовать не параллельную оси ВС ориентацию длинных осей молекул ЖК, например под углом $\alpha_{\text{ЖК}} = 11 \div 16^\circ$ (кривая 1 на рис. 10.14). Несмотря на достаточно большой



←
Рис. 10.14. Увеличение $\Delta\alpha_m$ при $n_{\perp} = n_{\text{мин}}$

Рис. 10.15. Зависимость $P_{\text{вых}} = f(T_{\text{ЖК}})$



диапазон допустимых углов такую ориентацию вблизи поверхности ВС получить трудно. Поэтому целесообразно подбирать такие ЖК, для которых $n_{\perp 2} = n_{m \text{ мин}}$ (кривая 2). При этом допустимое отклонение от оси ВС составляет уже около $\Delta\alpha_{m2} = \pm 10^\circ$.

Анализ свойств ЖК показывает, что для выполнения равенства $n_{\perp} = n_m$ можно использовать составы, у которых n_{\perp} лежит вблизи n_m , добиваясь их полного равенства за счет дополнительного воздействия (например, температуры).

Параллельную ориентацию молекул можно получить за счет нанесения под углом примерно 30° на стеклянные пластины с электродами из ИТО слоя MgF_2 толщиной 0,02—0,03 мкм и нагрева ячейки с ЖК и ВС выше температуры просветления ЖК с ее последующим охлаждением (см. рис. 10.13). Температурная характеристика $P_{\text{вых}} = f(T_{\text{ЖК}})$ для неполяризованного излучения и для двух плоских поляризованных лучей — вертикального и горизонтального (рис. 10.15) — имеет характерные области во всех трех случаях. Это говорит о хорошей параллельной оси ВС ориентации молекул, когда для любой поляризации света показатель преломления ЖК равен n_{\perp} . В диапазоне температур от 15 до 100°C на кривых $P_{\text{вых}} = f(T_{\text{ЖК}})$ имеются три минимума, соответствующие выполнению равенства $n_{\perp} = n_m$. Наличие трех минимумов на кривой $P_{\text{вых}} = f(T_{\text{ЖК}})$ в данном случае объясняется тем, что $n_4 = n_m$ в координатах $n_{\perp} = f(T_{\text{ЖК}})$ проходит на таком уровне, что пересекает кривую $n_{\perp} = f(T_{\text{ЖК}})$ в трех точках: 22, 60 и 80— 90°C . Диапазон температур третьего минимума находится в зоне просветления ЖК, поэтому его нельзя использовать для получения модуляции с помощью электрического сигнала $U_{\text{ЖК}}$. Средний минимум находится еще в кристаллической зоне ЖК, но он очень узкий. Это объясняется большим скачком показателя преломления n_{\perp} в этой зоне. Реально можно получить достаточно малое начальное значение $P_{\text{вых}}$ при работе в районе первого минимума. Подача управляющего напряжения $U_{\text{ЖК}}$ вызывает резкое увеличение выходной мощности (для вертикальной плоскости поляризации излучения) (рис. 10.16), обеспечивая 95%-ную модуляцию $P_{\text{вых}}$. Исследование зависимости $P_{\text{вых}} = f(U_{\text{ЖК}})$ при различных значениях температуры $T_{\text{ЖК}}$ ячейки с ЖК и вертикальной плоскости поляризации излучения показало, что конечное значение $P_{\text{вых}}$ в кристаллической зоне температур ЖК при $U_{\text{ЖК}} \approx 40$ В остается примерно на одном и том же уровне, свидетельствуя о значительном возрастании при любом значении $T_{\text{ЖК}}$ показателя преломления $n_4 = n_{\text{ЖК}}$, обеспечивающем распространение излучения по стержню, когда $n_4 \gg n_3$. Положение же начальной точки существенным образом зависит от температуры ячейки, принимающей минимальные значения в районе $T_{\text{ЖК}} = T_m$. При превышении

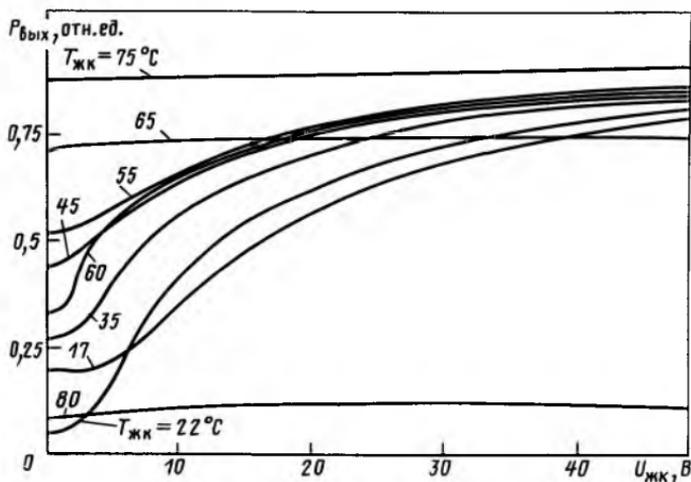


Рис. 10.16. Зависимость $P_{\text{вых}} = f(U_{\text{жк}})$ при различных температурах ($f = 800$ Гц)

температуры просветления ЖК начальный уровень $P_{\text{вых}}$ сохраняется при любом значении управляющего напряжения $U_{\text{жк}}$, уменьшаясь или увеличиваясь в зависимости лишь от $T_{\text{жк}}$.

Модуляция $P_{\text{вых}}$ под действием $U_{\text{жк}}$ существенным образом меняется в зависимости от положения плоскости поляризации излучения, распространяющегося по ВС, уменьшаясь при отклонении от вертикали (рис. 10.17). Для горизонтальной плоскости поляризации излучения, если начальное значение n_{\perp} лежит несколько ниже n_m , при увеличении $U_{\text{жк}}$ наблюдается даже некоторое уменьшение $P_{\text{вых}}$. Это объясняется тем, что в неоднородном поле в этом случае под действием $U_{\text{жк}}$ происходит некоторое увеличение $n_{\text{жк}}$ по сравнению с начальным значением, равным n_{\perp} , что приводит к уменьшению $P_{\text{вых}}$ согласно кривой $P_{\text{вых}} = f(n_4)$, не достигающей, однако, нулевого значения из-за присущей электрооптической ячейке с ВС неоднородности электрического поля (см. рис. 10.12).

Динамические свойства датчика напряженности электрического поля на основе такой ячейки с ВС в целом ограничиваются быстроедействием электрооптического материала. Для ЖК-ячейки времена включения и выключения составят единицы и десятки миллисекунд соответственно.

Таким образом, с помощью электрооптических материалов, располагаемых вокруг коаксиальной структуры, можно производить эффективное управление излучением в системе двух волноводов — стержня и трубки.

Чтобы устранить наложение условия $n_4 = n_m$ на получение глубокой модуляции $P_{\text{вых}} = f(U_{\text{жк}})$, необходимо подбирать

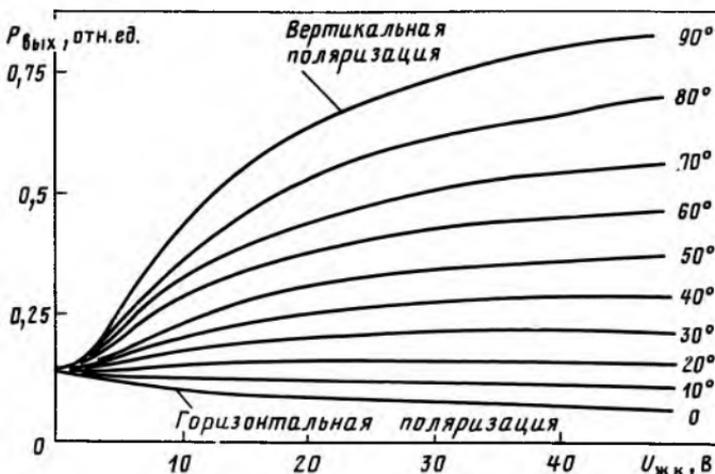


Рис. 10.17. Зависимость $P_{\text{вых}} = f(U_{\text{жк}})$ при различных углах поляризации

электрооптический материал для ячейки и материал коаксиального ВС так, чтобы $\epsilon_4 = \epsilon_{\text{ВС}}$, т. е. обеспечивать работу ячейки в однородном поле. Однородности поля можно добиться также, используя магнитное управление (имея в виду, что $\mu_4 = \mu_{\text{ВС}}$).

10.9. Волоконно-оптические тензодатчики на основе управляемой связи волноводов

Управляемую связь коаксиальных волноводов можно использовать для построения достаточно простого и технологичного волоконно-оптического тензодатчика. Геометрические размеры элементов датчика и значения показателей преломления выбираются исходя из обеспечения одномодового режима работы волноводов и условия равенства постоянных распространения мод волноводов $\beta_R = \beta_T$. Как указывалось, при выполнении данного условия наблюдается процесс периодического перехода энергии оптического излучения из одного волновода в другой. Мощность на выходе стречевого волновода длиной L определяется выражением

$$P_{\text{вых}} = P_R(L) \approx [1 - \sin^2 \tilde{c}L] P_{\text{вх}} = (1 - \sin^2 \varphi) P_{\text{вх}},$$

где \tilde{c} — коэффициент связи волноводов; $P_{\text{вх}}$ — входная мощность; $\varphi = \tilde{c}L$ — фаза сигнала.

При механических деформациях за счет фотоупругости происходит изменение показателей преломления всех слоев волновода, а также их удлинение. Изменение характеристик слоев волноводов приводит к изменению условий связи

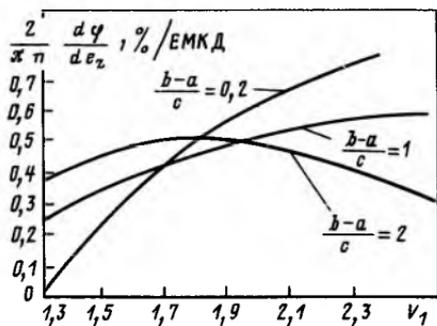
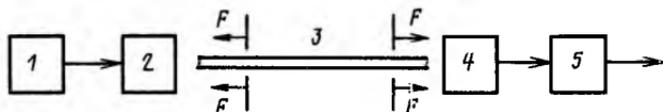


Рис. 10.18. Зависимость чувствительности коаксиального ВС к микродеформациям от параметра V_1 при различных размерах слоев ВС

Рис. 10.19. Функциональная схема тензодатчика:

1 — излучатель; 2 — фокусирующая система; 3 — коаксиальный ВС; 4 — диафрагма; 5 — фотоприемник



волноводов, что ведет к модуляции оптического сигнала [123]. Чувствительность коаксиального ВС к механической деформации e_z вдоль его оси Oz определяется через чувствительность фазы сигнала:

$$\frac{d\varphi}{de_z} = \tilde{c}L \left[1 - 1,5n^2q - \left(\frac{V_1}{F} \frac{\partial F}{\partial V_1} + \frac{V_2}{F} \frac{\partial F}{\partial V_2} \right) (n^2q + \sigma_{\text{BC}}) \right],$$

где $V_1 = (2\pi/\lambda)a(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ — характеристический параметр стержневого волновода; $V_2 = (2\pi/\lambda)(c-b)(n_3^2 - n_2^2)^{1/2}$ — характеристический параметр трубчатого волновода; $F \approx \tilde{c}\lambda/4\pi(n_1 - n_2)$; $q = [p_{12} - \sigma_{\text{BC}}(p_{11} + p_{12})]$; a, b, c — геометрические размеры волновода (см. рис. 10.1).

Данное выражение пригодно для слабонаправляющей структуры волновода. Чувствительность к деформации зависит от параметра V_1 (рис. 10.18) и возрастает прямо пропорционально с увеличением длины световода. На рис. 10.19 показана функциональная схема тензодатчика, а на рис. 10.20 — функция преобразования. Минимально детектируемая относительная деформация для такого датчика составляет 10^{-7} — 10^{-8} . На рис. 10.20 приведены результаты расчета и эксперимента для датчика с параметрами $V_1 = 1,5$; $V_2 = 1,0$; $(b-a)/c = 0,5$ для различных длин коаксиального ВС.

Одним из важных параметров тензодатчика является его чувствительность к изменению температуры. Этот параметр коаксиального ВОД определяется выражением

$$\frac{d\varphi}{dT} = \varphi_0 (\alpha - \xi_1) \left[1 + \frac{V_1}{F} \frac{\partial F}{\partial V_1} + \frac{V_2}{F} \frac{\partial F}{\partial V_2} \right],$$

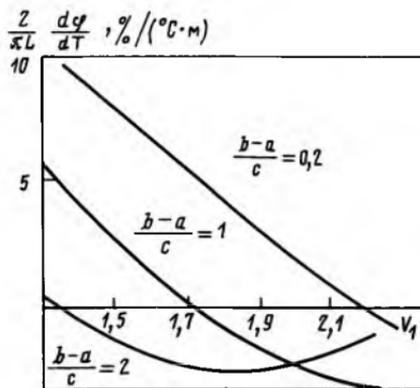
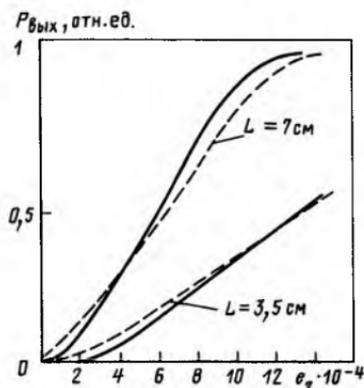


Рис. 10.20. Функция преобразования тензодатчика:

— теория; ---- эксперимент

где $\alpha = (1/L) dL/dT$ — коэффициент линейного расширения материала ВС; $\xi_1 = (1/n_1) dn_1/dT$ — термооптический коэффициент; φ_0 — исходное значение фазы.

Изменение температурной чувствительности от параметров ВС приведено на рис. 10.21. Условие нечувствительности коаксиального тензодатчика к температуре записывается в виде

$$1 + \frac{V_1}{F} \frac{\partial F}{\partial V_1} + \frac{V_2}{F} \frac{\partial F}{\partial V_2} = 0.$$

Это выражение может быть использовано для минимизации температурного дрейфа тензодатчика.

10.10. Определение конструктивных параметров коаксиального ВОД

Исходными данными для проведения расчета могут явиться длина биения L_6 , длина волны λ , показатель преломления переключения n_m .

1. Выбираются показатели преломления $n_1 - n_3$. Показатель преломления трубки (n_3) целесообразно выбирать приблизительно равным показателю преломления стрежня (n_1). Показатель преломления разделительного слоя (n_2) должен быть несколько больше (на 0,001—0,002) желаемого показателя преломления переключения, а n_1 и n_3 в свою очередь больше (на 0,005—0,01), чем n_2 .

2. Определяются геометрические размеры коаксиальной структуры a, b и c . Радиус стержня a выбирается из условия его одномодовости, т. е.

$$a < [2\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / 2,405\lambda]^{-1}.$$

При фиксированном значении c , которое может быть в 4—5 раз больше a , выбирается значение внутреннего радиуса трубки b , соответствующее желаемому показателю преломления переключения n_m . Как правило, получаемые значения n_m находятся несколько ниже n_2 , что учитывается при предварительном выборе показателей преломления ВС.

Затем уточняются значения внутреннего (b) и внешнего (c) радиусов трубки. Фиксируя разность радиусов трубки, т. е. ее толщину $(c-b)$, что обеспечивает постоянство n_m , определяют такое значение b , а значит, и c , которое соответствует заданной длине биения L_6 . При этом надо учитывать, что чем меньше a , тем при меньшем значении $(b-a)$ достигается та же длина биения L_6 .

3. Определяется длина ячейки L_y . Для достижения эффективной связи стержня и трубки в зоне показателя преломления переключения n_m длина ячейки L_y должна быть равна нечетному количеству длин биения L_6 :

$$L_y = (2n + 1) L_6.$$

Если в качестве исходного параметра задается не показатель преломления переключения n_m , а внешнее воздействие $F_{вхм}$, при котором должно происходить переключение энергии из одного волновода в другой, например температура T_m переключения, то первоначально производится выбор материала внешней среды и определяется соответствующий ему показатель преломления n_m . А затем рассчитываются значения n_1 , n_2 и n_3 и оценивается возможность подбора соответствующих стекол для изготовления коаксиальной структуры. Если достаточно просто подобрать материал внешней среды для достижения соответствия между T_m и показателем преломления переключения n_m , то первоначально рассчитывается n_m и уже по нему производится выбор материала внешней среды для получения $n_4 = n_m$ при $T = T_m$. Аналогично надо поступать, если задается другое внешнее воздействие, напряжение, давление, перемещение и т. п.

При расчете ВОД на основе управляемой связи коаксиальных волноводов необходимо знать коэффициенты влияния параметров волноводов на характеристики связи, чтобы определить допуски на конструктивные параметры.

Для определения коэффициентов влияния можно использовать выражение (10.94). В связи с тем что для обеспечения максимального коэффициента модуляции необходимо, чтобы выполнялось условие $\tilde{c}z = \pi/2$, выражение (10.94) переписывается в виде

$$P_R(w) \approx \left[1 - \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{1+w^2} \right)}{1+w^2} \right] P_0,$$

где $w = (\beta_R - \beta_T) / 2\tilde{c}$.

Нахождение коэффициента влияния какого-либо параметра ξ сводится к определению $\frac{\partial P_R}{\partial \xi}$:

$$\frac{\partial P_R}{\partial \xi} = \frac{dP_R}{dw} \frac{\partial w}{\partial \xi}$$

С учетом того что $\tilde{c} \approx \text{const}$ в диапазоне взаимодействия мод, значение dP_R/dw остается приблизительно постоянным для различных параметров.

Анализ показывает высокую чувствительность ВОД на основе управляемой связи к неточности реализации расчетных параметров структуры ВС. При обеспечении равенства показателей преломления волноводных слоев n_1 и n_3 с точностью $1 \cdot 10^{-4}$ и поддержании геометрических размеров с погрешностью порядка 1%, что вполне достижимо на практике, происходит уход значений показателя преломления переключения n_m примерно на $5 \cdot 10^{-4}$.

Обычно ВС изготавливаются с достаточной близостью сечения к круглому, обеспечивая незначительную (около $0,05 \text{ м}^{-1}$) разность постоянных распространения возникающих в этом случае двух мод. Вносимая при этом погрешность не превышает долей процента.

Глава 11

Волоконно-оптические системы сбора и распределения измерительной информации

11.1. Классификация

Совершенствование технологии ВС позволило широко использовать их для передачи информационных сигналов различного назначения. Применяемые в аппаратуре градиентные, а также много- и одномодовые ВС со ступенчатым профилем показателя преломления на основе структур кварц—полимер и кварц—кварц обладают низким затуханием ($0,5—5 \text{ дБ/км}$), что обеспечивает возможность передачи сигнала на большие (десятки километров) расстояния без ретрансляции.

Механические свойства ВС позволяют создавать на их основе кабели, допускающие изгибы с радиусом порядка $25—100 \text{ мм}$ и выдерживающие нагрузки до $300—1500 \text{ Н}$, что облегчает практическую работу с такими каналами передачи информации, а высокая помехозащищенность, малая погонная масса (десятки граммов на метр) и широкая полоса частот (до нескольких гигагерц-километров) передаваемых по ним сигналов делают их незаменимыми при организации обмена большими массивами информации.

Это привело к организации на базе волоконно-оптических кабелей систем сбора, передачи и распределения информации.

Наиболее актуальным представляется использование таких систем для:

магистральной передачи больших массивов информации телефонная связь, передача данных);

организации комплексной связи центральной станции с абонентами и межабонентской связи (телефонная и видеотелефонная связь, телевидение);

получения и локального распределения измерительной информации о состоянии объекта, технологического процесса и т. п.

Если волоконно-оптическая система (ВОС) выполняет функции не только передачи, но и получения измерительной информации, в ее составе должен быть набор соответствующих ВОД.

Для таких систем получения и локального распределения измерительной информации характерно органическое соединение канала передачи данных с датчиками, использующими сигналы той же физической природы, что и канал передачи данных,— оптическое излучение. При этом структура ВОС предъявляет особые требования к типам используемых ВОД, и их параметры в свою очередь влияют на характеристики каналов передачи данных.

Принципы построения помехозащищенных ВОС данного типа сводятся к:

использованию для получения информации ВОД, связанных со станциями приема—передачи;

использованию главного ВС для многоканальной связи между станциями приема—передачи;

локализации в случае необходимости электронной части станции приема—передачи ВОС в ограниченном объеме.

По виду организации обмена данными ВОС могут быть централизованными, когда имеется центральная станция приема—передачи, осуществляющая управляемый обмен информацией с периферийными устройствами, и децентрализованными, в которых имеется несколько равноценных станций приема—передачи (рис. 11.1). При этом могут использоваться последовательная, кольцевая, многолучевая и комбинированная конфигурации системы.

Системы могут быть активными и пассивными. Под активными подразумеваются такие, в которых входная величина способна оказывать энергетическое воздействие на периферийное устройство, создавая в конечном счете оптический сигнал (например, импульс тока, возбуждающий источник излучения); под пассивными—системы, в которых входная величина влияет на параметры оптического потока (например, давление, изменяющее мощность оптического излучения вследствие изменения светопропускания ВС).

**Волоконно-оптические системы сбора
и распределения измерительной информации**

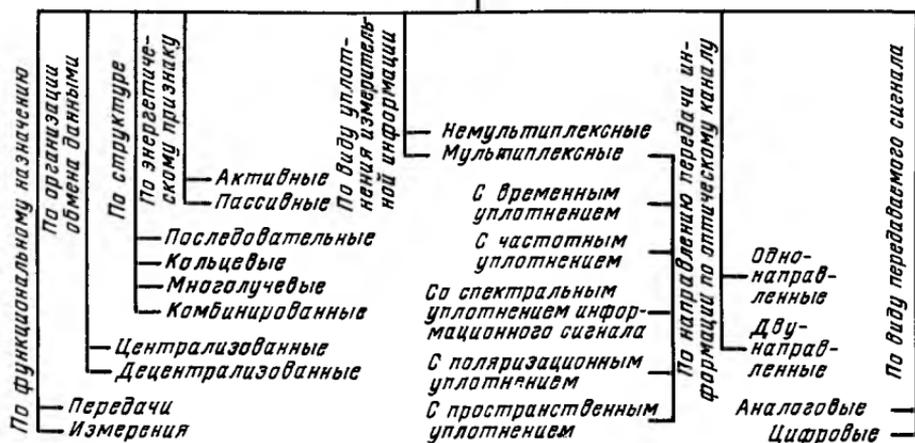


Рис. 11.1. Классификация ВОС сбора и распределения измерительной информации

Для уплотнения собираемой и передаваемой информации, которая может быть представлена в аналоговом или цифровом виде, в ВОС при организации связи нескольких ВОД со станцией приема—передачи используются различные виды мультиплексирования: временное, частотное, спектральное, поляризационное и пространственное.

Под мультиплексированием понимают процесс предоставления одного физического канала для передачи более чем одного информационного потока. Мультиплексирование оптической информации является эффективным путем к уменьшению массогабаритных показателей ВОС и их удешевлению [124].

Поскольку распространяющиеся встречно оптические потоки не оказывают влияния друг на друга, применимы ВОС как однонаправленного действия, так и с двунаправленной оптической связью.

Следует иметь в виду, что даже в рамках одной ВОС для связи между станциями приема—передачи и для связи станции приема—передачи с ВОД могут быть использованы отличающиеся друг от друга виды мультиплексирования.

11.2. Временное мультиплексирование оптической измерительной информации

Среди ВОС с временным мультиплексированием можно выделить две группы: с активным временным уплотнением и с пассивным временным уплотнением. В ВОС первой группы

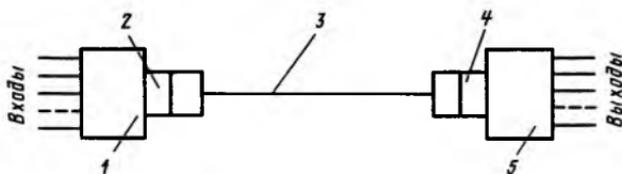


Рис. 11.2. Активное временное мультиплексирование: 1—мультиплексор; 2—излучатель; 3—волоконный световод; 4—фотоприемник; 5—демультиплексор

уплотнение входной информации осуществляется с помощью оптоэлектронных преобразователей, формирующих последовательность импульсов тока, протекающего через источник излучения, соединенный с передающим ВС, который представляет собой один материальный канал. Волоконный световод позволяет передавать по нему несколько информационных каналов, так как для одного информационного сообщения используется лишь часть периода (рис. 11.2).

Системы с пассивным временным мультиплексированием основаны на использовании свойств ВС задерживать сигнал на время, пропорциональное длине канала (примерно 5 нс/м). При этом если сообщения различных информационных каналов пропустить через ВС различной длины, то между ними образуется временной сдвиг (рис. 11.3, а) [125]. Обеспечив таким образом временное разделение каналов, можно вводить их в один ВС с помощью оптического смесителя и передавать по одному физическому каналу на станцию приема — передачи.

При пассивном временном мультиплексировании измерительной информации, получаемой с помощью набора волоконно-оптических датчиков, применяется импульсный режим работы источников излучения. Генерируемая им оптическая энергия с помощью делителей излучения распределяется между оптическими датчиками (рис. 11.3, б) [9].

В волоконно-оптическом датчике происходит модуляция (например, амплитудная) пропускаемой через него части оптического импульса, которая затем направляется к фотоприемнику станции приема — передачи. Оптические импульсы, приходящие к фотоприемнику от датчиков, разнесены во времени, так как оптическая длина пути, проходимая ими, различна. Для разделения импульсов и определения измеренных с помощью каждого датчика внешних воздействий используется электронный демультиплексор, имеющий синхронизацию от импульсного источника излучения.

Для эффективной работы такой ВОС с волоконно-оптическими датчиками, осуществляющими модуляцию мощности излучения, весьма важным является поддержание неизменным коэффициента передачи оптического тракта, включая характеристики источника излучения и фотоприемника, которые имеют

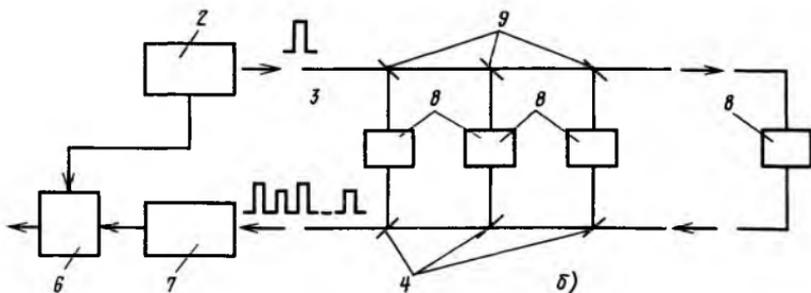
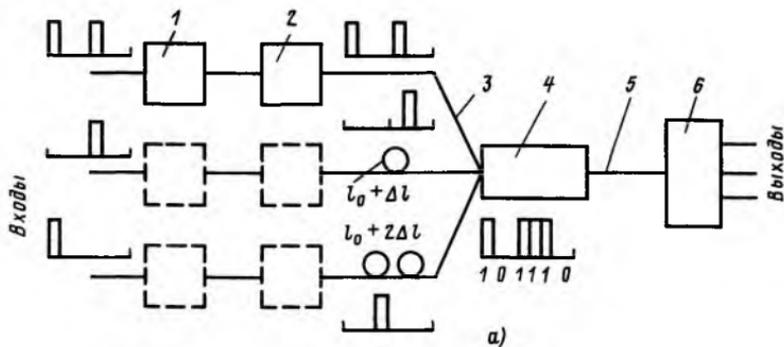


Рис. 11.3. Пассивное временное мультиплексирование информационных (а) и измерительных (б) каналов:

1 — схема управления; 2 — излучатель; 3, 5 — волоконный световод; 4 — оптический смеситель; 6 — демультимплексор; 7 — фотоприемник; 8 — ВОД; 9 — ответвители

сильную временную и температурную нестабильность (для ИИ до 10% на 10°С). Стабилизацию этих параметров выполняет специальное устройство. Как правило, оно содержит два оптических канала: измерительный, который включает в себя источник излучения 1, ВС 2, волоконно-оптический датчик 3, фотоприемник 4 и электронную схему выделения полезного сигнала, и контрольный, в котором имеется дополнительный отрезок ВС 13, фотоприемник 11 и электронная схема управления генератором тока 10 источника излучения 1 (рис. 11.4). При стабилизации предполагается, что:

наибольшую дополнительную погрешность вносит нестабильность характеристик источника излучения;

характеристики различных фотоприемников имеют близкие к дестабилизирующим воздействиям коэффициенты чувствительности (что справедливо для *p-i-n* фотодиодов);

ВС измерительного канала и контрольный ВС идентичны по своим характеристикам и подвергаются влиянию одних и тех же дестабилизирующих факторов.

Желательно, чтобы устройство стабилизации устраняло фоновую засветку фотоприемников и стабилизировало

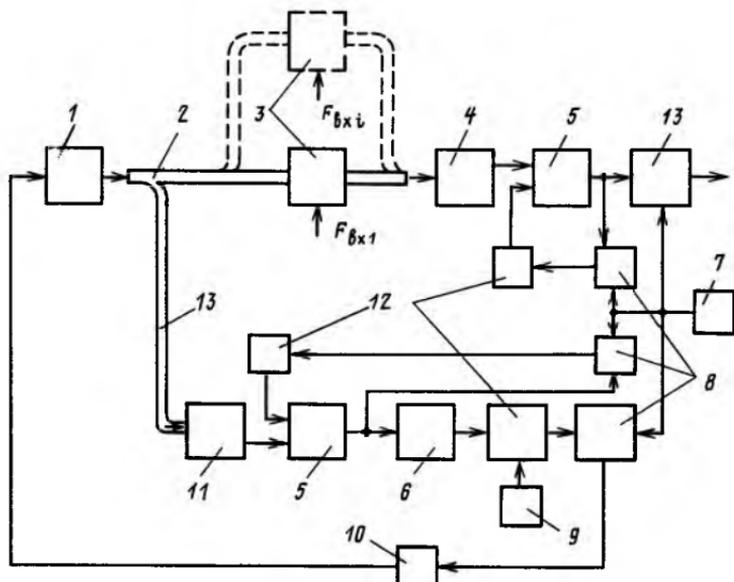


Рис. 11.4. Структурная схема стабилизации коэффициента передачи оптического тракта

коэффициент передачи оптического тракта, а также чтобы в нем была предусмотрена компенсация дрейфа нуля усилителей.

Работа устройства стабилизации синхронизируется генератором 7, который выдает прямоугольные импульсы, которые с его выхода подаются на ключи 8, разделяющие работу устройства на два периода.

В первом периоде открываются ключи 8, соединенные с интеграторами 12, закрывается ключ 8, связанный с управляемым источником тока 10. В результате источник излучения 1 обесточивается. В этом режиме фотоприемники 4, 11 (измерительный и контрольный) фиксируют лишь фоновую составляющую. Для того чтобы при отсутствии излучения от источника 1 на выходе усилителей 5 был нулевой сигнал, на их входы через замкнутые ключи 8 с помощью интеграторов 12 подаются сигналы поправки. Таким образом, в первом периоде вырабатывается поправка с целью компенсации фоновой засветки фотоприемников и дрейфа нуля усилителей.

Во втором периоде ключи 8 перебрасываются в противоположное состояние. При этом поправка, выработанная интеграторами 12 в первом периоде, запоминается на время второго периода, а на фотоприемники 4, 11 поступает излучение от работающего источника. Верхний фотоприемник 4 регистрирует информационные сигналы, прошедшие через волоконно-оптические датчики. По показаниям контрольного фотоприемника 11 определяют изменения коэффициента передачи оптического тракта

в результате влияния дестабилизирующих факторов. Сигнал контрольного фотоприемника 11 используется для стабилизации коэффициента передачи оптического тракта. После прохождения усилителя 5 и фильтра нижних частот 6 он подается на один из входов интегратора 12. На другой вход поступает эталонный сигнал источника стабилизированного напряжения 9. Выходной сигнал интегратора управляет током источника излучения 1 и устраняет возникшее рассогласование. Одновременно напряжение с выхода усилителя измерительного канала поступает через демультиплексор 13 на выход устройства стабилизации.

Первый период работы отстоит от второго на время, в течение которого заканчиваются переходные процессы. Скважность импульсов генератора 7 должна выбираться исходя из более эффективного использования источника излучения и увеличения отношения сигнал/шум.

Качество стабилизации зависит от идентичности усилительных каскадов в измерительном и контрольном каналах. Применение такого устройства позволяет уменьшить приблизительно на два порядка нестабильность коэффициента передачи оптического тракта, доведя температурную нестабильность до 0,15% на 10°С. Это обеспечивает приемлемые характеристики мультиплексных ВОС, основанных на волоконно-оптических датчиках с амплитудной модуляцией. Альтернативой использования специальных каналов для стабилизации параметров оптического тракта является построение на базе элементов с периодически изменяющимися оптическими свойствами при возрастании внешнего воздействия (например, двулучепреломляющих элементов) измерителя с цифровым выходом. Однако недостатком такого решения является необходимость использования нескольких физических каналов с разной периодичностью, причем количество каналов определяет точность измерения внешнего воздействия.

11.3. Организация двунаправленных ВОС

Как показано выше, простейшим решением при организации канала получения и передачи измерительной информации является использование двух ВС: подводящего излучение к датчикам и отводящего измерительную информацию. Однако уникальные свойства электромагнитных волн оптического диапазона позволяют использовать один физический канал для передачи по нему излучения в двух встречных направлениях одновременно. Это обстоятельство позволяет по одному главному ВС подводить к зоне измерения оптическую энергию и по нему же отводить информационные сигналы к станции приема — передачи. Способы мультиплексирования при этом практически не изменяются, но при построении таких ВОС следует иметь в виду следующее.

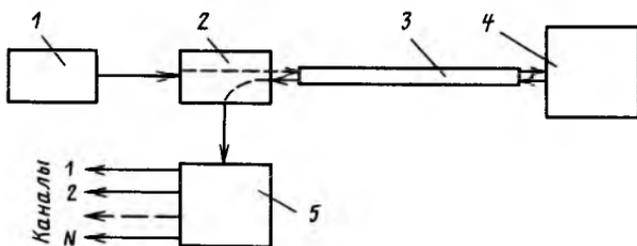


Рис. 11.5. Система с двунаправленной оптической связью

1. В качестве основы нежелательно использовать волоконно-оптические датчики с однонаправленной оптической связью, имеющие различные подводящий и отводящий ВС; предпочтительнее применять ВОД отражательного типа, когда информационный сигнал отводится по тому же ВС, по которому подводится излучение.

2. Построение ВОС становится возможным только при наличии устройства двунаправленной оптической связи, которое обеспечивает, с одной стороны, пространственное разделение областей ввода и вывода излучения, а с другой стороны, — пространственное совмещение встречных оптических потоков в промежуточных точках.

3. В таких ВОС наблюдается большой уровень аддитивной составляющей помехи, обусловленной отражениями на неоднородностях.

Обобщенная функциональная схема ВОС с двунаправленной оптической связью содержит источник излучения, устройство двунаправленной оптической связи, главный ВС, соединенный с N волоконно-оптическими датчиками отражательного типа в соответствии с принятым в системе способом мультиплексирования информации, и фотоприемную схему, в которой осуществляется выделение информационных каналов (рис. 11.5). Излучение от источника 1 подается на вход устройства двунаправленной связи 2. К промежуточной точке пространственного совмещения встречных оптических потоков подводится один из торцов главного ВС 3, а к ВОД 4 — второй его торец. Информационные сигналы датчиков, поданные на этот же торец главного ВС, передаются по нему уже в обратном направлении и достигают той же промежуточной точки устройства двунаправленной оптической связи. Особенность устройства двунаправленной оптической связи заключается в том, что при прохождении по нему информационного сигнала в обратном направлении он передается не в точку ввода излучения, а в некоторую другую, в которой происходит съем информации и ее демультиплексирование с помощью фотоприемной схемы 5.

Особым случаем при построении ВОС, который реализуется на основе двунаправленной оптической связи, является система

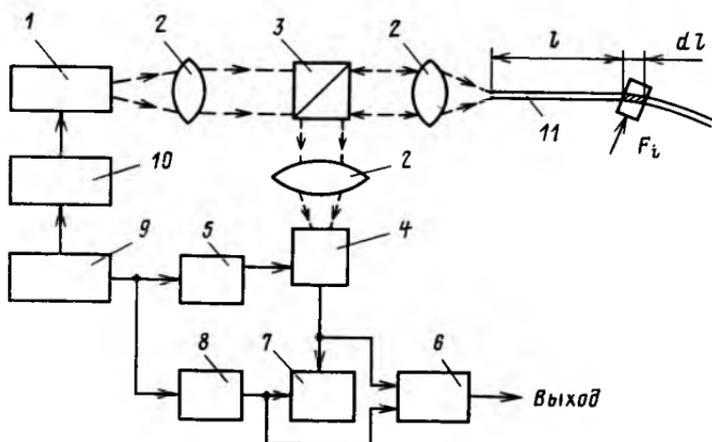


Рис. 11.6. Рефлектометрическая система

регистрации структурных неоднородностей по длине ВС. Для этого используется обратное рассеяние излучения, возникающее на неоднородностях.

Такие ВОС пригодны для анализа характера и местонахождения неоднородностей, т. е. качества ВС (рис. 11.6) [76].

В этом случае импульс излучения от лазера 1 с помощью системы линз 2 направляется в ВС 11, в котором испытывает обратное рассеяние. Обратно рассеянное излучение из ВС проходит через делитель 3, систему линз 2 и попадает на фотоприемник 4. Работа системы синхронизируется генератором импульсов 9, связанным с усилителем 10 источника излучения 1 и через линии задержки 5, 8 со схемой обработки сигнала. Последняя включает фотоприемник 4, осциллограф 7 и вычислитель 6.

Неоднородности в ВС могут быть наведенными. Например, если ВС расположить между рифлеными пластинами, то при приложении к ним усилия F_i за счет микроизгибов возникнет обратное рассеяние излучения $P_{отр}$, значение которого зависит от усилия и места его приложения l [126]. Временное разделение сигналов, регистрируемых фотоприемной схемой, позволяет определить усилие, прилагаемое в каждой точке (рис. 11.7).

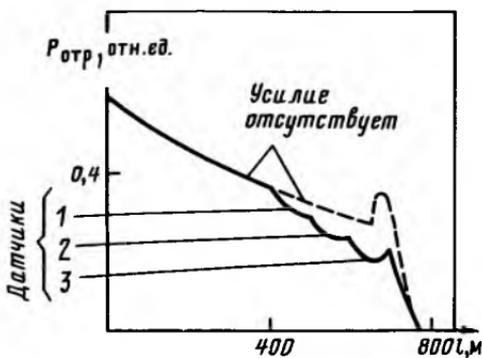


Рис. 11.7. Распределение отраженного сигнала по длине ВС

Предположим, что в ВС введен импульс оптической энергии E_0 длительностью Δt . Элемент ВС, расположенный между длиной l и $(l+dl)$, будет рассеивать и поглощать часть падающей на него энергии $E(l)$, т. е.

$$dE(l)/E(l) = -[\kappa_s(l) + \kappa_a(l)] dl, \quad (11.1)$$

где $\kappa_s(l)$, $\kappa_a(l)$ — коэффициенты рассеяния и поглощения на единицу длины ВС.

Можно показать, что энергия, возвращенная на входной торце,

$$dE_s(l) = dE(l)S(l) = S(l)\kappa_s(l)E(0)\exp[-2a(l)] dl, \quad (11.2)$$

где $S(l) = 3(n_1^2 - n_2^2)/8n_1^2$ — коэффициент, характеризующий обратное рэлеевское рассеяние; n_1, n_2 — показатели преломления сердцевины и оболочки ВС, зависящие от приложенного воздействия;

$$2a(l) = \int_0^{\infty} [\kappa_s(l) + \kappa_s'(l) + \kappa_a(l) + \kappa_a'(l)] dl;$$

$\kappa_s'(l)$, $\kappa_a'(l)$ — коэффициенты рассеяния и поглощения на единицу длины ВС для обратного хода излучения.

Используя соотношение $2l = c_{\text{ВС}}t$, где $c_{\text{ВС}}$ — скорость распространения импульса в ВС, можно получить зависимость оптической мощности от времени:

$$P(t) = (c_{\text{ВС}}/2)E_0 S(t)\kappa_s(t)\exp[-2a(t)]. \quad (11.3)$$

Измерение оптической мощности обратно рассеянного излучения должно усредняться на временных интервалах, значительно больших длительности входного импульса Δt . В противном случае выходной сигнал будет зависеть от формы входного импульса. Для получения пространственного разрешения $\Delta l = 1$ см необходимо иметь быстроедействие приемника примерно 100 пс и на порядок меньшую длительность импульса излучения.

Для расширения диапазона опрашиваемых длин ВС (до десятков километров) применяются схемы гетеродинного детектирования [127].

Работа ВОС рефлектометрического типа, подобных рассмотренной, основана на использовании изменений интенсивности обратно рассеянного излучения. Тем не менее имеется большое число внешних воздействий (магнитное и электрическое поля, механические воздействия, температура и т. д.), которые проявляются в изменении состояния поляризации излучения, пропускаемого по ВС. Для анализа изменения состояния поляризации в схему ВОС дополнительно вводится поляризационный анализатор, а делитель излучения должен быть выполнен поляризационно независимым [128].

Как указывалось, наиболее специфическим узлом рассматриваемых ВОС является устройство, обеспечивающее двунаправленную оптическую связь. Оно может быть построено на

основе, например, направленных ответвителей, в том числе дихроичных зеркал, или делителей мощности излучения.

При этом должны быть удовлетворены требования по обеспечению высокой оптической развязки, устраняющей обратные отражения в устройстве, называемые перекрестной помехой. Обычно желательно, чтобы оптическая развязка достигала 30—80 дБ, но потери полезной мощности при этом достигают более 50% при каждом акте ввода—вывода.

Известные устройства двунаправленной связи могут быть сведены к четырем оптическим схемам (табл. 11.1) и обладают следующими важными свойствами: сбором оптического излучения от источника с широкой диаграммой направленности, формированием диаграммы направленности излучения в соответствии с угловой апертурой ВС и выводом излучения на площадку фотоприемника по иному пути, чем в направлении передачи.

Таблица 11.1. Оптические схемы устройств двунаправленной связи

Функциональная схема	Метод реализации
	Без согласующего оптического элемента
	На основе ответвителя на полупрозрачном зеркале
	На основе ответвителя на отрезках ВС
	На основе ВС с измененной геометрией

Примечание. 1—источник излучения; 2—фотоприемник; 3—поглотитель излучения; 4—ВС; 5—передаваемый поток излучения; 6—поглощаемый поток излучения; 7—полупрозрачное зеркало.

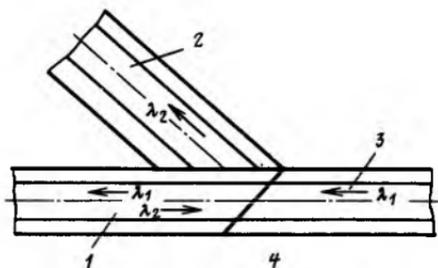


Рис. 11.8. Волоконно-оптический дихроичный ответвитель:

1—двунаправленная связь по одному ВС;
2—приемный ВС; 3—подводящий ВС;
4—дихроичное зеркало

Наиболее рационально строить такие устройства на основе фоконов и фоклинов, которые обладают свойством изменять угловую расходимость излучения, распространяющегося вдоль его оси. Фоклин имеет большую угловую апертуру со стороны его узкого торца, что позволяет вводить излучение от источников с широкой диаграммой направленности. Максимальное значение угла ввода для излучения определяется исходя из сохранения ПВО от боковых поверхностей и нарушения условий ПВО на его широком торце.

Эффективность сопряжения для устройства двунаправленной связи при использовании в качестве источника излучения, например, светодиода с диаграммой направленности шириной примерно 120° со жгутовым ВС, имеющим числовую апертуру 0,3, составляет более 70% [129].

Дихроичные ответвители (рис. 11.8) применяются в волоконно-оптических системах с двунаправленной оптической связью со спектральным мультиплексированием. Их применение позволяет уменьшить потери оптической мощности по сравнению с частотно-независимыми направленными ответвителями и увеличить протяженность оптических каналов в реальных ВОС до 1—2 км. Преимуществом дихроичных ответвителей являются также меньшие перекрестные помехи, в том числе и за счет меньшего восприятия обратного рассеяния.

11.4. ВОС со спектральным мультиплексированием

Спектральное мультиплексирование на несущей для оптических сигналов в значительной мере снимает сложности регистрации, генерации и анализа коротких импульсов.

Волоконно-оптические системы со спектральным мультиплексированием используют широкий спектр излучаемых длин волн, которые селективно направляются в зону получения измерительной информации, а затем одновременно передаются по одному ВС к регистрирующему устройству станции приема—передачи. В случае спектрального мультиплексирования это устройство представляет собой селектор длин волн,

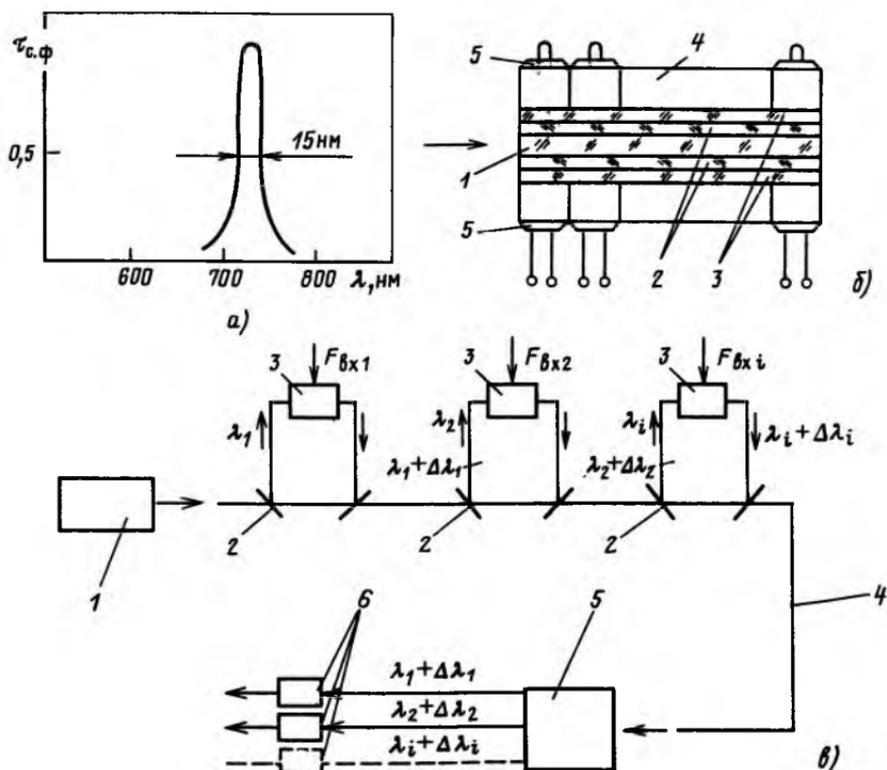


Рис. 11.9. Зависимость пропускной способности селективного фильтра $\tau_{c.\phi}$ от длины волны λ (а), селективный фильтр на связанных волноводах (б) и схема пассивного спектрального мультиплексирования (в):

1 — источник белого света; 2 — селективные фильтры; 3 — ВОД; 4 — ВС; 5 — селектор длин волн (анализатор спектра); 6 — фотоприемники

излучение на каждой из которых несет информацию о каком-либо заданном параметре среды в некоторой точке. Как правило, излучение каждой длины волны, выделяемое селектором, регистрируется с помощью собственного фотоприемника. Ясно, что ВОС со спектральным мультиплексированием дают высокую независимость сигналов. К сожалению, при этом необходимо использовать источники излучения со строго фиксированными длинами волн, а также соответствующие им ответители. При использовании источника белого света основными элементами, определяющими качество ВОС, являются селективные фильтры (рис. 11.9, а), которые могут строиться на использовании спектральной дисперсии в призмных элементах, устройствах с оптическим туннелированием, дихроичных зеркалах, устройствах на связанных волноводах и т. п.

Некоторые селективные фильтры, например, на связанных волноводах, не только обеспечивают очень высокую избира-

тельность, но и позволяют производить управление спектральным составом излучения, передаваемым на выход фильтра. Такой селективный фильтр может представлять собой отрезок двухканального волновода, состоящего в случае коаксиального расположения слоев (рис. 11.9, б) из одномодового стержневого 1 и маломодового трубчатого 3 волноводов, между которыми находится разделительный слой 2. Вокруг отрезка двухканального волновода располагается ячейка 4, состоящая из секций, которые выполнены из электрооптических материалов, отличающихся по показателю преломления.

Длина каждой i -й секции $L_c(\lambda_i)$ равна длине биения волноводов в зоне эффективной связи на длине волны λ_i и определяется как

$$L_c(\lambda_i) = \frac{\pi}{2\sqrt{c_R(\lambda_i)c_T(\lambda_i)}},$$

где $c_R(\lambda_i)$, $c_T(\lambda_i)$ — коэффициенты связи стержневого и трубчатого волноводов на длине волны λ_i соответственно.

Для управления спектральной селективностью секции ячейки имеют электроды 5.

Немонохроматическое излучение с длинами волн $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ поступает на вход такого селективного фильтра. Поглотитель мод трубчатого волновода обеспечивает дальнейшее распространение излучения только по стержневому волноводу.

При отсутствии управляющих напряжений на электродах секций их показатели преломления равны показателям преломления переключения для излучения с длинами волн λ_i соответственно. В этом случае возникает эффективная связь волноводов для соответствующих длин волн и все введенное в селективный фильтр излучение с длинами волн $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ перейдет в трубчатый волновод. Это излучение может быть устранено выходным поглотителем мод трубчатого волновода. Интегральная мощность излучения на выходе селективного фильтра будет при этом равна нулю.

Для получения на выходе демультиплексора излучения длиной волны λ_i необходимо на электроды соответствующей секции подать управляющее напряжение, при котором показатель преломления этой секции не будет равен ни одному из показателей преломления переключения. В результате нарушается связь волноводов в пределах i -й секции и излучение с длиной волны λ_i пройдет на выход селективного фильтра. Избирательность такого фильтра может достигать единиц нанометров.

Диапазон длин волн, который может быть использован для такого мультиплексирования, ограничивается свойствами источников излучения и фотоприемников.

В ВОС со спектральным мультиплексированием используется два способа наложения измерительной информации на оптический сигнал: амплитудный и частотный. При амплитудном способе части излучения источника белого света, выделяемые с помощью селективных фильтров, пропускаются через N волоконно-оптических датчиков амплитудного типа (рис. 11.9, в). При прохождении через такой датчик меняется мощность оптического сигнала данного поддиапазона длин волн. После этого оптический сигнал возвращается в главный ВС.

На выходе ВОС располагается N фотоприемников, каждый из которых фиксирует интенсивность оптического сигнала одного из поддиапазонов. Такой способ организации ВОС позволяет производить опрос около 10 датчиков амплитудного типа, соединенных со станцией приема — передачи ВС длиной до 1 км.

Построение ВОС со спектральным мультиплексированием совместно с волоконно-оптическими датчиками частотного типа требует использования иных, более сложных, чем с датчиками амплитудного типа, методов регистрации информационного сигнала и источник когерентного излучения. Однако использование датчиков с частотным выходом существенно повышает помехозащищенность ВОС, ослабляются требования по стабилизации светопропускания ВС, излучательной способности источника, характеристик фотоприемной схемы. Волоконно-оптический датчик частотного типа представляет собой прибор, в котором в зависимости от внешнего воздействия происходит сдвиг по частоте относительно несущей ($\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_i$) волны оптического излучения, подаваемой на его вход (см. рис. 11.9, б).

Среди разновидностей датчиков частотного типа следует выделить датчики на основе ВС с фосфоресцирующим материалом, а также доплеровские анемометры. В первых может быть использовано некогерентное излучение, а длина волны (и интенсивность) излучения на его выходе зависит от измеряемого параметра (рис. 11.10). Качество таких датчиков и систем на их основе во многом зависит от стабильности спектральных

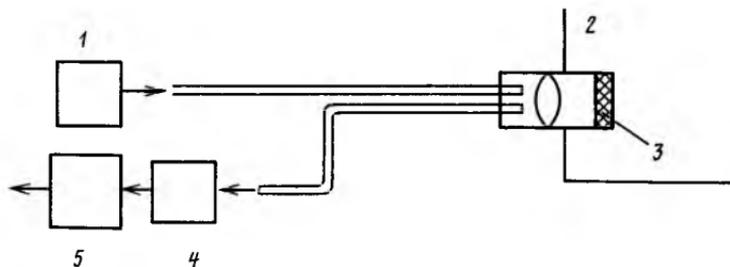


Рис. 11.10. Датчик с фосфоресцирующим материалом:

1 — источник излучения; 2 — зона измерения; 3 — фосфоресцирующий материал; 4 — фотоприемник; 5 — усилитель

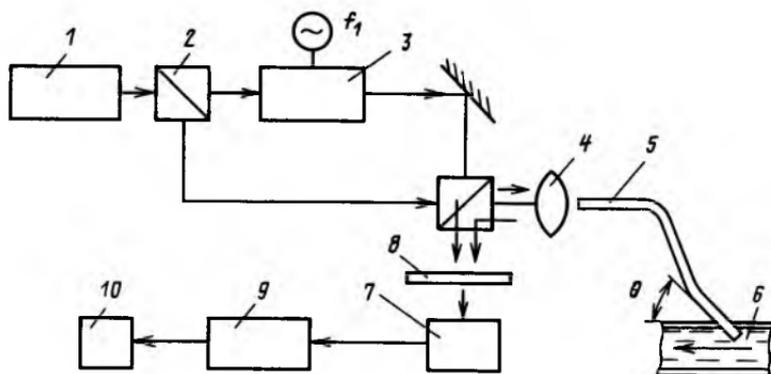


Рис. 11.11. Измерение скорости потока жидкости с помощью волоконно-оптического датчика частотного (доплеровского) типа:

1—лазер; 2—делитель; 3—ячейка Брэгга; 4—объектив; 5—ВС; 6—капилляр с потоком дисперсной жидкости; 7—фотоприемник; 8—анализатор; 9—анализатор спектра; 10—дисплей

характеристик источника излучения [130]. Наиболее эффективно они работают при измерении температуры.

Так как реально получаемый в доплеровских измерителях частотный сдвиг Δf относительно исходной частоты оптического излучения f_0 составляет несколько мегагерц, то регистрацию выходного сигнала удобно вести на разностной частоте. Пример построения одного измерительного канала на основе волоконно-оптического датчика частотного (доплеровского) типа представлен на рис. 11.11 [131]. Линейно поляризованное излучение лазера делится на две части, одна из которых с помощью объектива вводится в торец ВС. Если другой конец ВС поместить в капилляр с потоком дисперсной жидкости (например, крови) под углом θ к направлению ее движения, то отраженное от торца ВС оптическое излучение будет иметь частотный сдвиг

$$\Delta f = 2nv \cos(\theta/\lambda), \quad (11.4)$$

где n —показатель преломления жидкости; λ —длина волны лазерного излучения; v —скорость движения потока жидкости.

Для $n=1,33$, $\lambda=0,6328$ мкм и $\theta=60^\circ$ частотный сдвиг составит примерно 2 МГц при $v=1$ м/с (рис. 11.12).

Вторая часть излучения используется в качестве контрольного, которое предварительно пропускается через ячейку Брэгга, управляемую с частотой f_1 (например, $f_1=40$ МГц). В результате суммарная частота будет равна f_0-f_1 , где f_0 —частота лазерного излучения.

Оптическое гетеродинное детектирование производится путем смешения контрольного и информационного сигналов. Для определения доплеровского сдвига по частоте ток фотоприемника подается на анализатор спектра. Такая ВОС позволяет

производить измерение скоростей в пределах от 4 см/с до 10 м/с с погрешностью $\pm 5\%$.

При построении ВОС можно также использовать тот факт, что изменения в спектре возвращенного оптического сигнала будут производить изменения в амплитуде сигнала фотоприемника благодаря его спектральным свойствам.

В ряде случаев спектральное мультиплексирование может быть использовано для обеспечения многофункциональных режимов волоконно-оптических датчиков, позволяющих проводить одновременное измерение нескольких физических параметров $F_{вхi}$. При этом если функция преобразования датчика описывается выражением вида

$$U_{\text{вых}} = f[F_{\text{вх}1}, F_{\text{вх}2}, \dots, F_{\text{вх}N}, \lambda],$$

то значения физических параметров $F_{\text{вх}i}$ определяются при решении системы уравнений

$$U_{\text{вых}1} = f(F_{\text{вх}1}, F_{\text{вх}2}, \dots, F_{\text{вх}N}, \lambda_1);$$

.....

$$U_{\text{вых}N} = f(F_{\text{вх}1}, F_{\text{вх}2}, \dots, F_{\text{вх}N}, \lambda_N).$$

По такому принципу могут быть построены датчики, обеспечивающие, например, одновременное измерение температуры и деформации [132].

11.5. ВОС с частотным разделением каналов

Особый случай частотного мультиплексирования (на поднесущей) представляют системы с виброчастотными датчиками, в которых нет необходимости производить разделение исходного излучения по длинам волн и пропускать их отдельно через датчики, а значит, в составе ВОС могут отсутствовать такие элементы, как селективные фильтры. Выделение информационных сигналов осуществляется с помощью полосовых фильтров.

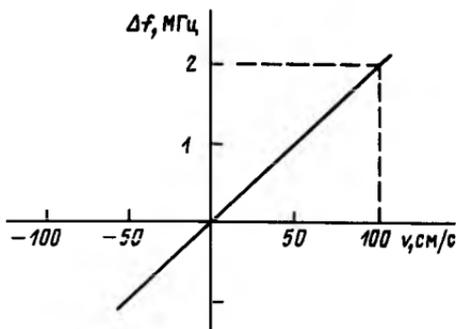


Рис. 11.12. Зависимость доплеровского сдвига частоты оптического излучения от скорости потока жидкости

По аналогии с колебательным контуром можно определить добротность Q полосового фильтра как отношение резонансной частоты $f_{рез i}$ к ширине полосы ($f_{макс i} - f_{мин i}$). Отсюда следует, что

$$Q = f_{рез i} / (f_{макс i} - f_{мин i}) = 1 / (\Omega_{макс} - \Omega_{мин}), \quad (11.5)$$

где $\Omega_{макс}$, $\Omega_{мин}$ — относительные коэффициенты.

Реализуемое в полосе ($f_{мин} - f_{макс}$) число измерительных каналов ВОС с ЧРК определится как

$$n_k = \frac{\ln f_{макс} - \ln f_{мин}}{\ln \Omega_{макс} - \ln \Omega_{мин}}. \quad (11.6)$$

При необходимости реализации N измерительных каналов при $N > n_k$ структура ВОС с ЧРК содержит требуемое количество независимых параллельных каналов с частотным уплотнением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
2. Поль Р. В. Оптика и атомная физика. М.: Наука, 1966.
3. Bond D. E. Some practical aspects determining the industrial growth of optical sensors // Optical Sensors and Optical Techniques in Instrumentation. London: 1981. P. 1—6.
4. Nordvik A., Berg A., Thingl D. Proceedings IX European Conference on Optical Communication. North-Holland: 1983. P. 317.
5. Grace S., West R. H. Nuclear radiation effects on optics // Fibre optics. Conference proceedings. Institute of Electronic and Radio Engineers. London: 1982. № 53. P. 121—128.
6. Радиационно-оптические свойства волоконных световодов на основе кварцевого стекла / Е. М. Дианов, Л. С. Корниенко, Е. П. Никитин // Квантовая электроника. 1983. № 3. С. 473—497.
7. Балаев В. И., Мишин Е. В., Пятахин В. И. Волоконно-оптические датчики параметров физических полей // Квантовая электроника. 1984. № 1. С. 10—30.
8. Kyuma K. Fiber-optic instrument for temperature measurement // IEEF Journal. 1982. Vol. QE-18, № 4. P. 676—679.
9. Jones B. E. Simple optical sensors for the process industries using incoherent light // Optical Sensor and Optical Techniques in Instrumentation. London: 1981. P. 1—15.
10. Spillman W. B., Jr., McMahon D. H. Schlieren multimode fiber-optic hydrophone // Applied Physics Letters. 1980. № 2. P. 145—147.
11. Nunostita N., Nomura Y. Optical bypass switch for fiber-optic data bus system // Applied Optics. 1980. № 15. P. 2574—2577.
12. Jackel J. L. Electrowetting optical switch // Applied Physics Letters. 1982. № 1. P. 4—5.
13. Sohlstrom H., Holm V. A fibre optic displacement sensor // IMEKO 9-th World Congress. Berlin: 1982. Vol. VI. P. 51—60.
14. Ohmori Y., Ogiwara H. Optical fiber switch driver by PZT bimorph // Applied Optics. 1978. № 22. P. 3531—3532.
15. Rines G. A. Fibre-optic accelerometer with hydrophone applications // Applied Optics. 1981. № 19. P. 3453—3459.
16. Udalov N. P., Busurin V. I. Optoelectronic transducers based on controlled light guide structure // IMEKO 9-th World Congress. Berlin: 1982. Vol. VI. P. 61—65.
17. Cielj P., Lappierre J. Fiber optic ultrasound sensing for the evaluation of materials // Applied Optics. 1982. Vol. 21. P. 572—575.
18. Оптоэлектронные преобразователи на основе управляемых световодных структур / В. И. Бусурин, В. Ф. Ляровский, В. И. Садовников, Н. П. Удалов. М.: Радио и связь, 1984.
19. Затыкин А. А., Моршнев С. К., Францессон А. В. Взаимодействие излучения с поглощающей средой на участке световода с крутым изгибом // Квантовая электроника. 1983. № 11. С. 2283—2288.

20. Патлах А. Л., Семенов А. С. Светопропускание изогнутых много-модовых оптических волокон // Квантовая электроника. 1983. № 4. С. 868—870.
21. Мидвинтер Д. Волоконные световоды для передачи информации: Пер. с англ. М: Радио и связь, 1983.
22. Sincerbox G. T., Gordon J. C. Modulating light by attenuated total reflection // Laser Focus. 1981. № 11. P. 55—58.
23. Кравцов Ю. А., Минченко А. И., Петников В. Г. Акустооптические преобразователи на основе волоконных световодов // Радиотехника. 1982. Т. 37, № 10. С. 3—15.
24. Spillman W. B., Jr., McMahon D. H. Frustrated total internal reflection multimode fiber-optic hydrophone // Applied Optics. 1980. Vol. 19, № 1. P. 113—117.
25. Пат. 4286468 США. Frustrated total internal reflection fiber-optic small-motion sensor for hydrophone use / D. E. Altman. НКИ 73—655. 1979.
26. Бусурин В. И., Пасынков В. И., Удалов Н. П. Волоконно-оптический преобразователь давления // Приборы и системы управления. 1981. № 5. С. 20—21.
27. Topics in Applied Physics // Integrated Optics / Ed. T. Tamir. New York: 1979. P. 410.
28. Terui H., Kabayashi M. Total reflection optical waveguide switching through dielectric chip motion // Applied Optics. 1981. № 18. P. 3152—3157.
29. Fiber-optic sensor / J. N. Fields, C. K. Aswa, O. G. Ramer, M. K. Barnoski // Journal Acoustic Society of America. 1980. Vol. 67. P. 816—818.
30. Chang C. L. Fabrication and testing of optical channel waveguide total internal reflection (TIR) switching networks // SPIE, 1980. Vol. 239. P. 147—151.
31. Microbend Fiber-optic Sensor as Extended Hydrophone / N. Lagakos, T. Litovitz, R. Morh e. a. // IEEE Journal. 1982. Vol. QE-18, № 10. P. 1633—1638.
32. Nakagawa K., Takeshima M., Ebisawa F. Hydraulic pressure buckling in plastic coated optical fiber // Electronics Letters. 1982. Vol. 16, № 22. P. 838—839.
33. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.
34. Alferness R. C., Buhl L. L., Divino M. D. Low-loss fibercoupled waveguide directional coupler modulator // Electronics Letters. 1982. № 12. P. 490—491.
35. Cozens J. R., Voucouvalas A. C. Coaxial optical coupler // Electronics Letters. 1982. № 3. P. 138—140.
36. Busurin V. I., Green M., Cozens J. R., Leaver K. D. Switchable coaxial coupler using a liquid crystal mixture // Applied Physics Letters. 1983. Vol. 42, № 4. P. 322—324.
37. Бусурин В. И., Семенов А. А., Удалов Н. П. Оптические и волоконно-оптические датчики // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 5. С. 901—944.
38. Carome E. F., Koo K. P. Multimode coupled waveguide acoustic sensors // Optics Letters. 1980. № 8. P. 359—361.
39. Gottlieb M., Brandt G. B. Fiber-optic temperature sensor based on internally generated thermal radiation // Applied Optics. 1981. Vol. 20, № 19. P. 3408—3414.
40. Макет волоконно-оптического устройства для передачи мощности лазерного излучения и измерения температуры объекта облучения / В. Г. Артюшенко, В. В. Войцеховский, И. В. Зубов и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 4. С. 879—881.
41. Fiber-optic temperature sensor with wide temperature range characteristics / K. T. V. Grattan, I. D. Manwell, S. M. L. Sim, C. A. Willson // IEE Proceedings. 1987. Vol. 124, № 5. P. 291—294.
42. Shajenko P., Flatly I. P., Moffett M. B. On fiber-optic Hydrophone sensitivity // Journal of Acoust. Society of America. 1978. № 5. P. 1286—1288.
43. Bucaro J. A., Dardy H. D. Fiber-optic hydrophone // Journal of Acoust. Society of America. 1977. № 5. P. 1302—1304.
44. Optical fiber technology / T. G. Giallorenzi, J. A. Bucro, A. Dandridge e. a. // IEEE Journal. 1982. Vol. QE-18, № 4. P. 626—665.

45. **Frequency** response of interferometric fiber-optic coil hydrophone / J. Jarzynski, R. Hughes, T. R. Hickman, J. A. Bucaro // Journal of Acoust. Society of America. 1981. № 6. P. 1799—1808.
46. **Nosu K.** Acousto-optic phase modulation for single mode fibers // Proc. IV Intern. Conf. IOOC'83. Tokyo: 1983. P. 316—317.
47. **Nosu K.** Acousto-optic frequency shifter for single mode fibers // Proc. IV Intern. Conf. IOOC'83. Tokyo: 1983. Postdeadline Paper. P. 36—37.
48. **Kersey A. D., Jackson D. A., Corke M.** Highsensitivity fiber-optic accelerometer // Electronics Letters. 1982. № 13. P. 559—561.
49. **Fiber-optic** accelerometer / A. B. Tveten, A. Dandridge, C. M. Davis, T. G. Giallorenzi // Electronics Letters. 1980. № 22. P. 854—856.
50. **Electric fields** sensitive optical fiber using piezoelectric polymer coating / L. J. Donalds, W. G. French, W. G. Mitchell e. a. // Electronics Letters. 1982. № 8. P. 327—328.
51. **Magneto-optic** coupling coefficient for fiber interferometric sensors / J. H. Cole, N. Lagakos, J. Jersinski, J. A. Bucaro // Optic Letters. 1981. № 5. P. 216—218.
52. **Fabrication** and testing of a nickelcoated single-mode fibre magnetometer / N. Hartman, D. Vahey, R. Kidd, M. Browning // Electronics Letters. 1982. № 5. P. 224—226.
53. **Shipley S. P., Georgion G., Boucouvalas A. C.** Compact all-fibre Mach-Zender devices // IEE Proceedings. 1987. Vol. 134. Part J. № 3. P. 203—207.
54. **Lagakos N., Bucaro J. A., Jarzynski J.** Temperature-induced optical phase in fibers // Applied Optics. 1981. № 313. P. 2305—2308.
55. **Petuchowski S. J., Sigel G. H., Giallorenzi T. G.** Singlemode-fibre point and extended temperature sensors // Electronics Letters. 1982. № 19. P. 814—815.
56. **Jonson L. M., Leonberger F. L., Pratt G. W.** Integrated optical temperature sensor // Applied physics Letters. 1982. Vol. 41, № 2. P. 134—136.
57. **Izutsu M., Enokihara A., Sueta T.** Optical waveguide microdisplacement sensor // Electronics Letters. 1982. № 20. P. 867—868.
58. **Stowe D. W., Moore D. R., Priest R. G.** Polarisation fading in fiber interferometric sensors // IEEE Journal. 1982. Vol. QE-18, № 10. P. 1633—1638.
59. **Cole J. H., Danver B. A., Bucaro D. A.** Synthetic-heterodyne interferometric demodulation // IEEE Journal. 1982. Vol. QE-18, № 4. P. 694—697.
60. **Favre F., Le Guen D.** Effect of semiconductor laser phase noise on BER performance in an optical DPSK heterodyne-type experiment // Electronics Letters. 1982. № 22. P. 964—965.
61. **Erickhoff W.** Temperature sensing by mode-mode-interference in birefringent optical fibers // Optics Letters. 1981. Vol. 6, № 4. P. 204—206.
62. **Layton M. R., Bucaro J. A.** Optical fiber acoustic sensor utilizing mode-mode-interference // Applied Optics. 1979. Vol. 18, № 5. P. 666—670.
63. **Stanton T. K.** Noise-equivalent pressure of a single-fiber interferometric acoustic sensor // Journal of Acoust. Society of America. 1981. Vol. 69, № 1. P. 311—312.
64. **Lyle J. H., Pitt C. W.** Vortex shedding fluid flowmeter using optical fibre sensor // Electronics Letters. 1981. Vol. 17, № 6. P. 244—245.
65. **Culshaw B., Hutchings M. J.** Optical-fibre flowmeter // Electronics Letters. 1979. Vol. 15, № 18. P. 569—571.
66. **Current** sensing with metalcoated multimode optical fibers / G. L. Tangonan, D. I. Persechini, R. J. Morrison, J. A. Wysocki // Electronics Letters. 1980. Vol. 16, № 25. P. 958—959.
67. **Pavlath G. A., Shaw H. J.** Birefringence and polarization effects in fiber gyroscopes // Applied Optics. 1982. Vol. 21. P. 1752.
68. **Bergh R. A., Lefevre H. C., Shaw H. J.** All single mode fibre-optic gyroscope with long-term stability // Optics Letters. 1981. № 10. P. 502—504.
69. **Compensation** of the optical Kerr effect in fiberoptic gyroscope / R. A. Berg, H. C. Bergh, H. C. Lefevre, H. J. Shaw // Optical Letters. 1982. № 6. P. 282—284.

70. **Yoshino Y.** Heterodyne fiber gyro and strain sensor using transverse laser // Proc. IV Intern. Conf. on IOOC'83. Tokyo: 1983. P. 312—313.
71. **Böhm K., Petermann K., Weidel E.** Sensitivity of fiberoptic gyroscope to environmental magnetic fields // Optics Letters. 1982. № 4. P. 180—182.
72. **Шереметьев А. Г.** Волоконный оптический гироскоп. М.: Радио и связь, 1987.
73. **Волоконная оптика и приборостроение** / М. М. Бутусов, С. Л. Галкин, С. П. Оробинский, Б. П. Пал; Под общ. ред. М. М. Бутусова. Л.: Машиностроение, 1987.
74. **Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.** Волоконно-оптические приемники звука // Акустический журнал. 1983. Т. 29. Вып. 3. С. 289—308.
75. **Савельев А. М., Соловьева Т. И.** Волоконно-оптические гироскопы // Зарубежная радиоэлектроника. 1982. № 6. С. 55—66.
76. **Rogers A. J.** Polarization-optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distribution // Applied Optics. 1981. Vol. 20, № 6. P. 1060—1074.
77. **Papp A., Harms H.** Magneto-optical current transformer 1: Principles // Applied Optics. 1980. Vol. 19, № 22. P. 3729—3734.
78. **Smith A. M.** Optical fiber current measurement device of generation station // Proc. European Conf. on Optical System and Application // Utrecht. SPIE. 1980. Vol. 236. P. 352—356.
79. **Faraday rotation in coiled mono-mode optical fibers: isolators, filters and magnetic sensors** / G. W. Day, D. N. Payne, A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen // Optical Letters. 1982. Vol. 7, № 5. P. 238—240.
80. **Kuhara Y.** BSO / fiber-optic magnetic field sensor // Fourth Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. Tokyo: 1983. P. 284—285.
81. **OPSEF: an optical sensor for measurement of high electric field intensity** / Y. Hamasaki, H. Goton, M. Katon, S. Takeuchi // Electronics Letters. 1980. Vol. 16, № 11. P. 406—407.
82. **Rogers A. J.** Optical temperature sensor for high voltage application // Applied Optics. 1982. Vol. 21, № 5. P. 882—885.
83. **Hanson E. G.** Polarization-independent liquid-crystal optical attenuator for fiber-optics applications // Applied Optics. 1982. Vol. 21, № 7. P. 1342—1344.
84. **Rashleigh S. C.** Magnetic-field sensing with a single-mode fiber // Optic Letters. 1981. Vol. 6, № 1. P. 19—21.
85. **Rashleigh S. C.** Acoustic sensing with a single coiled mono-mode fiber // Optics Letters. 1980. Vol. 5, № 9. P. 392—394.
86. **Spillman W. B.** Multimode fiber-optic accelerometer, based on the photoelastic effect // Applied Optics. 1982. Vol. 21, № 15. P. 2653—2655.
87. **Ширяев В. А.** Нелинейность градуировочной характеристики пьезооптического измерительного преобразователя, создаваемая смещением нейтральной плоскости упругого элемента // Измерительные преобразователи. Омск: ОмПИ, 1979. С. 125—130.
88. **Удалов Н. П., Бусурин В. И.** Оптоэлектронные средства информационного обеспечения систем контроля и управления энергетических установок // Изв. вузов СССР. Энергетика. 1983. № 6. С. 3—11.
89. **Udalov N. P., Buzurin V. I.** Optron mit gestenerten Kanal—ein never Bestandteil der Meßtechnik // 12 Fachkolloquium Informationstechnik. Dresden: 1979. Vol. B.S.37—40.
90. **А.с. 840711 СССР, МКИ³ G01N21/43.** Индикатор вида жидкости / Н. П. Удалов, В. И. Бусурин, С. С. Голубев // Открытия. Изобретения. 1981. № 23.
91. **А.с. 1163274 СССР, МКИ⁴ G01P15/08.** Акселерометр / А. А. Аватков, В. И. Бусурин, А. Н. Гусев, Л. А. Скородумова // Открытия. Изобретения. 1985. № 23.
92. **А.с. 1096545, МКИ³ G01N21/43.** Индикатор вида жидкости / В. И. Бусурин, С. С. Голубев, И. Ю. Науменко, Н. П. Удалов // Открытия. Изобретения. 1984. № 21.

93. Удалов Н. П., Бусурин В. И., Голубев С. С. Расчет оптоэлектронных измерительных преобразователей с учетом широкой диаграммы направленности излучателей и апертурной характеристики фотоприемников // VI Всесоюзная межвузовская конференция по теории и методам расчета нелинейных цепей и систем. Ташкент: 1982. С. 63.

94. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978.

95. Основные волоконно-оптической связи: Пер. с англ. / Под ред. Е. М. Дианова. М.: Советское радио, 1980.

96. Гридин А. С., Панков А. Ф. Апертурные характеристика фотоприемников // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1968. № 1. С. 105—109.

97. Диоды и тиристоры / Под ред. А. А. Чернышева. М.: Энергия. 1980.

98. Удалов Н. П., Бусурин В. И. Основы конструирования и производства оптоэлектронных устройств автоматики. М.: Изд-во МАИ, 1982.

99. Бусурин В. И., Голубев С. С., Дмитриев В. П. Оптоэлектронные индикаторы жидких сред на основе плоских световодных структур / Приборы и системы управления. 1986. № 8. С. 32—34.

100. Справочник конструктора оптико-механических приборов / Под общ. ред. В. А. Панова. Л.: Машиностроение, 1980.

101. Стекло: Справочник / Под ред. Н. М. Павлушкина. М.: Стройиздат, 1973.

102. Меркишин Г. В. Многооконые оптикоэлектронные датчики линейных размеров. М.: Радио и связь, 1986.

103. Носов Ю. Р., Сидоров А. С. Оптроны и их применение. М.: Радио и связь, 1981.

104. А.с. 746785 СССР, МКИ² H01P5/00. Оптический управляемый канал связи для логического оптоэлектронного устройства / В. И. Бусурин, А. В. Миловзоров, Н. П. Удалов // Открытия. Изобретения. 1980. № 25.

105. Удалов Н. П., Бусурин В. И., Пасынков В. И. Измерительные устройства на основе оптрона с управляемым каналом одного вида // Оптико-электронные приборы в системах контроля и управления. М.: МДНТП, 1978. С. 109—115.

106. Харрик Д. Спектроскопия полного внутреннего отражения. М.: Мир, 1970.

107. Н. П. Удалов, В. И. Бусурин, В. И. Пасынков. Оптоэлектронные элементы очувствления роботов. II Всесоюзная конференция «Робототехнические комплексы». Киев, 1980. Т. 1. С. 154—156.

108. А.с. 1121588 СССР, МКИ³ G01G23/22. Оптоэлектронный датчик уровня жидкости / Н. П. Удалов, В. И. Бусурин, В. А. Фирсов // Открытия. Изобретения. 1984. № 40.

109. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981.

110. Оптоэлектронная система контроля и визуализация механических величин / В. И. Бусурин, В. И. Пасынков, Н. П. Удалов и др. // Оптические и радиоволновые методы и средства неразрушающего контроля качества материалов и изделий. Фергана, 1981. Ч. 1. С. 61—65.

111. А.с. 636803 СССР, МКИ² H03K17/78. Бесконтактный оптоэлектронный сенсорный переключатель / Н. В. Удалов, В. И. Садовников, В. И. Бусурин // Открытия. Изобретения. 1978. № 45.

112. Бусурин В. И., Цэрану А. В. Автоматическая стабилизация светопропускания зрительной системы робота // Всесоюзный симпозиум «Зрение организмов и роботов». Вильнюс, 1985. Т. 2. С. 125—126.

113. Миловзоров О. В. К расчету оптоэлектронного преобразователя механических воздействий // Элементы, устройства и математическое обеспечение информационно-преобразовательных систем. Рязань: РРТИ, 1985. С. 76—78.

114. Вахитов Я. Ш. Теоретические основы электроакустики и электроакустическая аппаратура. М.: Искусство, 1982.

115. **Бусурин В. И., Миловзоров О. В.** Преобразователь механических воздействий на основе оптического туннельного эффекта // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1985. Т. 28, № 9. С. 75—78.
116. **Оптоэлектроника** // В. М. Беляков, В. И. Бусурин, С. С. Гроховский и др. М.: МАИ, 1986.
117. **Свойства** стекол и стеклообразующих расплавов: Справочник. Том 1: Стеклообразный кремнезем и двухкомпонентные силикатные системы // О. В. Мазурин, М. В. Стрельцов, Т. П. Швайко-Швайковская. Л.: Наука, 1973.
118. А.с. **1150504 СССР, МКИ⁴ G01K11/00.** Оптоэлектронный датчик давления / В. И. Бусурин, С. С. Гроховский, Н. П. Удалов // Открытия. Изобретения. 1985. № 4.
119. **Бусурин В. И., Гроховский С. С.** Оптоэлектронный кодирующий коммутатор с частотным выходом // Всесоюзная конференция «Специальные коммутационные элементы». Рязань, 1984. С. 28—29.
120. **Физико-химические свойства** промышленных видов кварцевого стекла: Обзор. М.: ВНИИЭСМ, 1975. С. 65.
121. **Marcuse D.** Theory of Dielectric Optical Waveguides. New York: Academic Press, 1974.
122. **Бусурин В. И.** Исследование оптического преобразователя на основе управляемой связи коаксиальных волноводов // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. С. 365—370.
123. **Влияние** температуры и механических напряжений на связь коаксиальных волноводов / В. И. Бусурин, Н. И. Прохоров, А. Б. Грудинин, С. В. Игнатъев // Квантовая электроника. 1987. Т. 14, № 6. С. 1299—1302.
124. **Израелин В. К.** Комплексование бортового радиоэлектронного оборудования на основе мультиплексной шины // Зарубежная радиоэлектроника. 1983. № 2. С. 52—63.
125. **Оптика** и связь: Оптическая передача и обработка информации / А. Козанне, Ж. Флерэ, Г. Метр, М. Руссо: Пер. с франц. М.: Мир, 1984.
126. **Asawa C. K., Yao S. K., Stearns R. C.** High-sensitivity fiber-optic strain sensors for measuring structural distortion // Electronics Letters. 1982. Vol. 18, № 9. P. 362—364.
127. **Hearley P., Malyon D. J.** ONDR in single-mode fibre at 1.5 mm using heterodyne detection // Electronics Letters. 1982. Vol. 18, № 20. P. 862—863.
128. **Ross J. N.** Measurement of magnetic field by polarisation optical time-domain reflectometry // Electronics Letters. 1981. Vol. 17, № 17. P. 596—597.
129. **Захарченко В. С.** Устройство двунаправленной оптической связи // Оптоэлектронные преобразователи и устройства отображения информации. М.: МАИ, 1983. С. 49—54.
130. **Culshaw B.** Optical fibre transducers and application // Sensor 82. Transducer Technology and Temperature Measurement. Essen: 12—14 Jan. 1982. Vol. E3. P. 1—14.
131. **Nichihara H., Koyama J., Hoki N.** Optical-fiber laser doppler velocimeter for highresolution measurement of pulsatile blood flows // Applied Optics. 1982. Vol. 21, № 10. P. 1785—1790.
132. **Dunphy J. R., Meltz G.** Development of a fiber-optic sensor for turbine disk diagnostic // 21 Joint Conference AIAA-85. 8—10 July. 1985. Monterey, California.
133. **Малов В. В.** Пьезорезонансные датчики.— М.: Энергоатомиздат, 1989.
134. **Зак Е. А.** Волоконно-оптические преобразователи с внешней модуляцией.— М.: Энергоатомиздат, 1989.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Часть 1. Физические основы волоконно-оптических датчиков	5
<i>Глава 1. Оптическое излучение как электромагнитная волна</i>	<i>5</i>
1.1. Термины и определения	5
1.2. Электромагнитные волны	8
1.3. Плоская волна	11
1.4. Отражение и преломление волн	13
1.5. Поглощение и рассеяние оптического излучения	20
<i>Глава 2. Датчики для помехозащищенных измерительных информационных систем</i>	<i>24</i>
2.1. Состояние вопроса	24
2.2. Преобразование входной физической величины в процессе ее регистрации в ВОД	26
2.3. Параметры ВОД	31
<i>Глава 3. Волоконно-оптические датчики амплитудной модуляции</i>	<i>33</i>
3.1. Классификация	33
3.2. Датчики на основе модуляции излучения при прохождении через среду с переменным пропусканием	34
3.3. Датчики отражательно-пропускательного типа	36
3.4. Датчики на основе нарушения полного внутреннего отражения ...	43
3.5. Датчики на основе управляемой связи мод в одном или нескольких волноводах	52
3.6. Светогенерационные датчики	60
3.7. Выводы	62
<i>Глава 4. Волоконно-оптические датчики фазовой модуляции</i>	<i>64</i>
4.1. Классификация	64
4.2. Волоконно-оптические датчики на основе гомодинного и гетеродинного интерферометров Маха—Цендера	65
4.3. Волоконно-оптические датчики на основе межмодовой интерференции	76
4.4. Одноволоконные интерферометры Саньяка с двунаправленной оптической связью (датчики угловой скорости).	79
4.5. Выводы	83
<i>Глава 5. Поляризационные ВОД</i>	<i>84</i>
5.1. Классификация	84
5.2. Поляризационно-вращательные датчики	85

5.3. Поляризационные ВОД с индуцированным двулучепреломлением	91
5.4. Поляризационная оптическая рефлектометрия с временным разделением	95
5.5. Выводы	98
Часть II. Вопросы расчета и применения волоконно-оптических датчиков амплитудного типа	99
<i>Глава 6. Основы теории амплитудных волоконно-оптических датчиков с граничной модуляцией оптического излучения</i>	<i>99</i>
6.1. Преобразования входной физической величины	99
6.2. Прохождение луча по управляемому световоду амплитудного ВОД с граничной модуляцией оптического излучения	102
6.3. Определение положения лучей диаграммы направленности излучения на выходе из управляемого световода	105
6.4. Прохождение по управляемому световоду излучения от источника с широкой диаграммой направленности	109
6.5. Учет апертурных характеристик фотоприемников при расчете ВОД	115
6.6. Приближенный расчет светопропускания управляемого световода при многократных отражениях излучения	119
<i>Глава 7. Датчики с переменным скачком показателя преломления на границе световода</i>	<i>121</i>
7.1. Математическая модель датчика	121
7.2. Влияние параметров плоского управляемого световода и ДН источника излучения на характеристики датчика	125
7.3. Анализ погрешностей датчика	129
7.4. Методика расчета датчика	131
7.5. Примеры использования датчиков с ПСП	134
7.5.1. Индикатор вида жидкости	134
7.5.2. Преобразователь маломощных электрических сигналов	139
7.5.3. Датчик магнитного поля	140
<i>Глава 8. Датчики с переменной площадью оптического контакта</i>	<i>142</i>
8.1. Датчики на основе взаимодействия управляемого световода с упругими объектами	142
8.2. Датчики, использующие протяженный световод	147
8.3. Датчики на основе плоского управляемого световода при наличии поглощающих частиц на его поверхности	152
8.3.1. Модуляция расходящегося и параллельного потока излучения поглощающими частицами	152
8.3.2. Расчет модуляционной характеристики	154
8.4. Реализация датчиков с переменной площадью оптического контакта	156
8.4.1. Оптоэлектронные переключатели. Датчики усилия и давления	156
8.4.2. Устройство контроля чистоты оптической поверхности	161
8.4.3. Уровнемеры и сигнализаторы уровня жидкости	164
<i>Глава 9. Датчики на основе оптического туннельного эффекта</i>	<i>166</i>
9.1. Модуляция излучения при изменении зазора между световодом и пластинкой	166
9.2. Влияние параметров управляемого световода на характеристики датчика при большом радиусе кривизны мембраны	172
9.3. Оценка отражательной способности мембраны для широкой ДН излучения	178

9.4. Акустомеханическая модель датчика	180
9.5. Основные характеристики датчика	186
9.6. Анализ погрешностей датчиков	188
9.7. Методика расчета датчиков на основе оптического туннельного эффекта	193
9.8. Резонансные датчики	195
Глава 10. Волоконно-оптические датчики с управляемой связью в одно- модовых коаксиальных волноводах	197
10.1. Общие сведения	197
10.2. Волноводный стержень	198
10.3. Волноводная трубка	200
10.4. Определение относительных амплитуд поля и длины биения в системе двух коаксиальных волноводов	207
10.5. Коэффициенты связи c_R и c_T коаксиальной структуры	210
10.6. Расчет коэффициентов связи стержня и трубки в условиях консервации мощности	211
10.7. Экспериментальное исследование коаксиального ВОД	218
10.8. Электрооптическое управление коаксиальным ВС	220
10.9. Волоконно-оптические тензодатчики на основе управляемой связи волноводов	225
10.10. Определение конструктивных параметров коаксиального ВОД	227
Глава 11. Волоконно-оптические системы сбора и распределения измери- тельной информации	229
11.1. Классификация	229
11.2. Временное мультиплексирование оптической измерительной информации	231
11.3. Организация двунаправленных ВОС	235
11.4. ВОС со спектральным мультиплексированием	240
11.5. ВОС с частотным разделением каналов	245
Список литературы	247

Производственное издание

Бусурин Владимир Игоревич
Носов Юрий Романович

**Волоконно-оптические датчики:
Физические основы, вопросы расчета
и применения**

Редактор издательства *Н. А. Медведева*
Художник переплета *Т. Ю. Хрычева*
Художественный редактор *Т. А. Дворецкова*
Технический редактор *Т. Ю. Андреева*
Корректор *М. Г. Гулина*
ИБ № 2137

Сдано в набор 22.01.90. Подписано в печать 18.07.90. Т-11858 Формат 60 × 88¹/₁₆
Бумага офсетная. Гарнитура литературная. Печать офсетная. Усл. печ. л.
15,68. Усл.кр.-отт 15,68. Уч.-изд л. 15,89. Тираж 11 000 экз. Заказ 3779. Цена
1 р. 10 к

Энергоатомиздат. 113114 Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО
«Первая Образцовая типография» при Госкомиздате СССР. 113054, Москва, М-54,
Валовая, 28